



**HAL**  
open science

# Étude expérimentale de l'interaction flamme-paroi en présence d'un film d'air au moyen de diagnostics optiques

Sylvain Petit

► **To cite this version:**

Sylvain Petit. Étude expérimentale de l'interaction flamme-paroi en présence d'un film d'air au moyen de diagnostics optiques. Thermique [physics.class-ph]. Normandie Université, 2022. Français. NNT : 2022NORMIR18 . tel-04008150

**HAL Id: tel-04008150**

**<https://theses.hal.science/tel-04008150v1>**

Submitted on 28 Feb 2023

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

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



Normandie Université

## THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité Energétique

Préparée au sein de l'École Doctorale Physique, Science de l'ingénieur, Matériaux, Énergie

### Étude expérimentale de l'interaction flamme - paroi en présence d'un film d'air au moyen de diagnostics optiques

Présentée et soutenue par

Sylvain PETIT

Thèse soutenue publiquement le 1<sup>er</sup> juillet 2022  
devant le jury composé de

M Thierry POINSOT,	Directeur de recherche / CNRS-IMFT	Rapporteur
M Julien SOTTON,	Professeur des Universités / PPRIME	Rapporteur
M Mourad BOUKHALFA,	Professeur des Universités / INSA Rouen Normandie	Examineur
M Benoit FOND,	Chargé de recherches / ONERA	Examineur
M. Andreas DREIZLER,	Professeur Docteur habilité / TU Darmstadt	Examineur
M. Brian PETERSON,	Senior Lecturer / The University of Edinburgh	Examineur
M. Frédéric GRISCH,	Professeur des Universités / INSA Rouen Normandie	Directeur de thèse
M. Pradip XAVIER,	Maître de conférences / INSA Rouen Normandie	Encadrant de thèse
M. Stéphane PASCAUD,	Ingénieur expert combustion / Safran Helicopter Engines	Membre invité

Thèse dirigée par Frédéric GRISCH et encadrée par Pradip XAVIER, laboratoire CORIA



# Remerciements

Mes premiers remerciements sont adressés aux deux rapporteurs de ma thèse, Thierry Poinot et Julien Sotton. C'est pour moi un grand honneur qu'ils aient accepté de lire et juger ce mémoire. Je souhaite également remercier les autres membres de mon jury de thèse, pour leur présence, leur intérêt et leurs questions : Mourad Boukhalfa, qui a accepté de présider ce jury, Benoit Fond, Andreas Dreizler, Brian Peterson, et Stéphane Pascaud. Leurs questions à tous m'ont permis de m'aider à mûrir ma réflexion et ma compréhension des phénomènes physiques que j'ai pu observer. Qu'ils en soient une nouvelle fois chaleureusement remerciés.

Je tiens ensuite à adresser mes plus sincères et chaleureux remerciements à mon équipe d'encadrement : Frédéric Grisch et Pradip Xavier. Vous m'avez fait confiance, vous m'avez prodigué vos nombreux conseils, que j'aurais dû suivre avec plus d'assiduité, et vous m'avez laissé la liberté de construire mes propres raisonnements, explications et hypothèses. Votre confiance m'honore. Votre gentillesse, votre patience et votre disponibilité m'ont été d'une grande aide et m'ont permis d'initier mon propre petit bout de chemin dans l'univers si spécifique et si rempli d'idéaux de la recherche scientifique. Je sais ce que je vous dois, et j'espère que nous aurons l'occasion de collaborer et de faire travailler notre imagination ensemble dans le futur.

Une thèse expérimentale en combustion n'est possible que grâce à l'implication d'un nombre important de personnes. Loin de l'image solitaire, la recherche expérimentale est par essence une activité de groupe, où chacun apporte ses compétences. Si cette thèse a été un succès sur un plan personnel, je le dois fortement à différents membres du laboratoire que je ne peux pas tous citer ici. Ils se reconnaîtront. Je tiens cependant à remercier plus spécifiquement les artistes de l'atelier : Benjamin, Philippe, Romain et Romain, Bruno, Thierry et Nathan qui a rejoint l'équipe les derniers mois. Soyez remerciés de votre gentillesse, de vos conseils et de votre patience face à ma gaucherie et à mon inexpérience. À travers vous j'ai appris bien plus que de la physique. Je tiens également à chaleureusement remercier le pôle métrologie dans son intégralité, et plus spécifiquement Gilles Godard, Alexis Vandel, Carole Gobin et Franck Lefèbvre. Vous avez toujours répondu présent, y compris lors de mes appels désespérés. Soyez remerciés de votre gentillesse et de votre générosité.

Je souhaite également adresser mes plus vifs remerciements à l'équipe de doctorants du laboratoire : la bonne ambiance qui y régnait, les galères ensemble, les succès partagés, c'est cela aussi la thèse. Cette aventure est avant tout profondément humaine. Avec Marie-Ève Clavel et Aurélien Perrier, nous avons commencé en même temps, partagé les mêmes difficultés, mais nous nous sommes également émerveillés ensemble quand les résultats arrivaient enfin. Par votre implication, tant dans le cambouis, les lasers que la bière, vous êtes les acteurs principaux de ce projet de groupe qu'est la thèse. Merci. Je souhaite également remercier très chaleureusement Antoine Blaise, mon successeur mais déjà supérieur collègue. Merci à toi pour ta bonne humeur constante, ton humour, tes p'tites vidéos, ta curiosité et ta gentillesse, tu as été une des rencontres les plus fortes de cette fin de thèse. Je te souhaite de t'éclater dans ta thèse comme j'ai pu le faire dans la mienne, et je serai immensément honoré de travailler de nouveau à tes côtés. Je tiens également à remercier chaleureusement les différentes personnes que j'ai pu côtoyer au cours de mes 5 années d'études à l'INSA. Je pense notamment aux professeurs qui ont su transmettre leur goût pour l'exactitude, leur émerveillement et qui ont répondu sans perdre patience et sans exaspération à mes (nombreuses) questions. Je souhaite citer plus spécifiquement Guillaume Duval, Martine

---

Talbaut, Bruno Renou, Jean Cousin, Frédéric Grisch, Marie-Charlotte Renoult ou encore Antoine Roblin, qui m'a beaucoup apporté. Je pense aussi aux rencontres, qui forgent une destinée. J'ai pu rencontrer des gens extraordinaires, que je tiens tout particulièrement à remercier. Tiphaine Querec et Constance Roulet bien sûr (faut-il le préciser?), mais aussi Domitille Legras (mention Karajan et Gergiev, et plus encore), Cécile Ottino (mention escalade et petits cœurs), Sophie Fougeron, Robin Condat (qui a su me supporter comme coloc pendant 4 ans, ce qui n'est pas le plus maigre de ses nombreux exploits), et bien sûr le Dr Timothée Schmoderer, dont les sujets d'intérêt et de discussion sont si vastes, et pour qui la Science est restée un émerveillement et un voyage. Merci à toi. Je souhaite également remercier Christopher Betrancourt, Zhen Zhou, et Avinash Chaudhary, mes compagnons de bureau et de (nombreuses) pauses café. Je tiens également à remercier les mathématiciens, Nathan, Augustin et Étienne, les physiciens, Maxim, Victor, Clément P., Farès ainsi que tous les membres du groupe Miam, et les autres que seule la taille de la page m'empêche de citer.

De façon plus personnelle, je souhaite adresser mes remerciements à Yohana Meylheuc, Théophile Delgrange, Julien van der Woerd, Montaine Cantan (qui sait ce que je lui dois), Claire Molle, Charlotte Giordiano, Mélanie Bouchenez, Marcos Caceres, Jean Gontier, Marie-Christine et Pascal Desbois pour leur soutien, Nicolas et Betty Coriton. Il me faut aussi remercier Berthe, Piotr Ilitch Tchaïkovsky, Dmitri Chostakovitch, Igor Stravinsky, Anton Bruckner, Gustav Mahler (le maître), Claudio Abbado, Sergiu Celibidache, Valery Gergiev et Itzhak Perlman, qui furent de présents et précieux compagnons. Et bien sûr le Bel Oiseau Blanc, qui plus que jamais allume des étoiles dans mes yeux. Sans oublier Georges Minois et Paul M. Kendall, qui ont su me captiver à la hauteur de leur talent.

Je souhaite également adresser une pensée particulière à ma famille (au sens large), qui m'a toujours soutenue dans mes choix et a accepté de me laisser libre. Leurs questions et leur envie de comprendre m'ont poussé dans mes retranchements, et m'ont obligé à ne pas perdre de vue l'objectif premier de ces travaux scientifiques, en replaçant la connaissance et l'utilité au centre. Ils savent que je n'aime pas m'épancher, et comprendrons le poids de ces mots. Merci à eux.

Enfin, cher lecteur, mes ultimes (mais non les moindres) remerciements te sont adressés. Ces quatre années passées n'ont de sens que par toi, pour toi. À travers ton action future, tourner la page et attaquer la lecture de ce mémoire, tu légitimes l'existence et justifie intégralement l'utilité de ces travaux. La recherche scientifique n'a que pour seules vocations la compréhension du monde et le bien de l'humanité dans sa globalité. La Science pour la Connaissance. Elle est donc viscéralement dépendante de sa diffusion. À ton échelle tu permets cela. Sois en remercié, et, à ton tour, partage et diffuse tes connaissances.

# Résumé

L'épuisement des ressources primaires, la nécessité de réduire les émissions de gaz à effet de serre (GES) et l'importante croissance attendue du trafic aérien placent le secteur aéronautique devant des défis majeurs pour opérer une transition énergétique et atteindre une neutralité carbone à l'horizon 2050. Les industriels réfléchissent donc à de nouveaux concepts de motorisation, dont certains conduisent à augmenter la densité énergétique dans la chambre de combustion. L'interaction entre la flamme et le film d'air de refroidissement des parois (FCAI) est une problématique qui est de plus en plus prégnante, que ce soit pour limiter la formation de polluants ou pour garantir une bonne durabilité thermo-mécanique des parois. Cette interaction résulte d'un couplage entre la dynamique de l'écoulement réactif, la cinétique de la combustion et la thermique de la paroi et requiert d'être mieux comprise. L'observation et l'analyse de ces phénomènes au moyen de diagnostics optiques représente un défi expérimental, du fait de leurs fortes interconnexions, mais aussi des échelles spatiales et temporelles mises en jeu. Cette thèse vise à initier une compréhension des processus de FCAI dans une configuration expérimentale simplifiée. Un nouveau banc d'essai a ainsi été conçu, développé, mis au point et caractérisé pour étudier les processus énergétiques en proche-paroi : il s'agit du banc d'essai CENTOR (*Combustion test bench to observe near wall processes*). Ce banc académique et modulaire possède de larges accès optiques et permet de générer une flamme turbulente de prémélange en V (puissances allant de 18 kW à 75 kW) dont une branche interagit avec la paroi d'étude. Cette paroi d'étude est amovible, ce qui permet d'obtenir une interaction flamme-paroi (FWI) avec une paroi métallique et une interaction flamme - film d'air - paroi (FCAI) au moyen d'un dispositif de fente de type *splash slot cooling*. Le niveau de turbulence de l'écoulement principal atteint 10 %, avec un régime de combustion de flammelettes plissées (*wrinkled flamelets*). Pour caractériser macroscopiquement la FCAI, le taux de dégagement de chaleur a été mesuré par chimiluminescence OH\*, ce qui a permis de sélectionner deux conditions de fonctionnement pour lesquelles des mesures locales ont été réalisées. L'imagerie de fluorescence OH (PLIF-OH), la vélocimétrie par imagerie de particules (PIV) et la thermométrie de luminophores (PT) ont été appliquées simultanément pour caractériser les couplages entre la dynamique de flamme, l'écoulement et les conditions thermiques de la paroi. La mesure de la température de paroi a nécessité le développement de la thermométrie de luminophores (PT). Ce diagnostic optique a été mis en œuvre en utilisant une approche ratiométrique des signaux de phosphorescence produits par le luminophore  $\text{Mg}_4\text{FGeO}_6:\text{Mn}^{4+}$ . La caractérisation de la technique sur la plateforme PHOENICS (*Phosphor thermometry platform for non-intrusive optical measurements*) a démontré la capacité de ce diagnostic à mesurer des gradients de température spatiaux ( $40\text{ K}\cdot\text{mm}^{-1}$ ) et temporels ( $165\text{ K}\cdot\text{s}^{-1}$ ). Un travail sur l'amélioration de l'erreur sur la mesure de température de paroi a été mené via une optimisation du processus de sélection des bandes spectrales de collection. Celui-ci a permis d'améliorer l'incertitude sur la température d'un facteur trois par rapport à une solution proposée dans la littérature, avec une incertitude moyenne de 2,9 % et une sensibilité relative moyenne de  $0,36\% \cdot \text{K}^{-1}$ . De plus, une comparaison de différents filtrages numériques d'images de phosphorescence a permis de sélectionner un filtre fréquentiel de Butterworth d'ordre 5 pour réduire le bruit haute fréquence des champs de température de paroi. Ce dernier permet d'améliorer de 40 % l'incertitude sur la température sans dégrader de la résolution spatiale. Les mesures effectuées par ces différents diagnostics optiques ont permis d'identifier trois régimes de FCAI lors de la variation du taux de soufflage (*blowing ratio*). Pour les taux de soufflage les plus faibles, l'interaction s'apparente à une interaction flamme-paroi (FWI) pour laquelle l'écoulement en proche-paroi est stratifié en richesse. L'augmentation du taux de soufflage conduit à la persistance du film d'air le long de la paroi, éloignant la flamme de la paroi, et améliorant significativement l'efficacité de refroidissement mais sans toutefois modifier la dynamique de flamme. Pour les taux de soufflage les plus importants, l'interaction est pilotée par le film d'air et la flamme interagit avec la couche de cisaillement, provoquant alors un étirement local du front de flamme pouvant entraîner à de possibles extinctions. L'efficacité de refroidissement de la paroi devient alors indépendante du taux de soufflage.



# Abstract

The depletion of primary resources, the need to reduce emissions of greenhouse gases and the significant growth expected in air traffic are major challenges that must be addressed by the aviation sector in order to undertake the energy transition and achieve a carbon neutrality by 2050. Manufacturers are therefore considering new engine concepts, and the increase of the energy density into the combustion chamber could be one of them. The interaction between the flame and the cooling air film at the wall (FCAI) is thus a raising concern, whether to limit the pollutant emissions or to obtain high thermo-mechanical durability of the walls. This interaction involves a coupling between the flow dynamics, the combustion kinetics and the wall heat transfer and must be better understood. The observation and the analysis of these phenomena represents by means of laser diagnostics an experimental challenge, due to their strong interconnections as well as the spatial and temporal scales involved. This thesis aims to initiate an experimental understanding of the FCAI processes in a simplified configuration. A new test bench has been designed, developed and characterised to study near-wall energy processes: the CENTOR (*Combustion test bench to observe near wall processes*) test bench. This academic and modular test bench has large optical accesses and produces a turbulent V-shaped premixed flame (thermal power between 18 kW and 75 kW) where one branch interacts with a wall. This wall is replaceable and enables to study either the flame - wall interaction with a metallic wall (FWI) or a flame - cooling air film - wall interaction (FCAI) by means of a *splash slot* cooling device. The level of turbulence in the main stream is about 10 %, with a combustion regime located in the wrinkled flamelets. The global characterisation of FCAI is conducted by measuring the heat release rate with OH\* chemiluminescence, allowing the selection of two operating conditions used for local measurements. Planar laser induced fluorescence (PLIF-OH), particle image velocimetry (PIV) and phosphor thermometry (PT) are implemented simultaneously to characterise the coupling between the flame, the flow dynamics and the thermal boundary conditions. Phosphor thermometry (PT) with  $\text{Mg}_4\text{FGeO}_6:\text{Mn}^{4+}$  thermographic phosphor is developed to estimate the wall temperature using a ratiometric approach. The development of the optical technique on the PHOENICS platform (*Phosphor thermometry platform for non-intrusive optical measurements*) demonstrates the ability of the diagnostic to measure spatial ( $40\text{ K}\cdot\text{mm}^{-1}$ ) and temporal ( $165\text{ K}\cdot\text{s}^{-1}$ ) temperature gradients. In order to improve the measurement uncertainty of wall temperature, a numerical optimisation of the selection of the spectral bands was performed, which has improved the uncertainty by a factor of three compared to a solution implemented in the literature, with an average uncertainty of 2.9 % and an average relative sensitivity of  $0.36\% \cdot \text{K}^{-1}$ . In addition, a comparison of different image filtering strategies highlights the benefit of the use of a 5<sup>th</sup> order Butterworth frequency filter to reduce the high-frequency noise of the wall temperature fields. This filtering solution provides a 40 % improvement in the temperature uncertainty without changing the spatial resolution. These different optical diagnostics are used to identify three FCAI regimes when varying the blowing ratio. For low blowing ratios, the interaction is similar to a classical flame - wall interaction (FWI) where fresh gases are slightly stratified near the wall. For intermediate blowing ratio rates, the air film along the wall subsists, pushing the flame away from the wall and significantly increasing the cooling efficiency, but without modifying the flame dynamics. For large blowing ratio rates, the interaction is driven by the air film and the flame interacts with the shear layer, inducing local stretching of the flame front associated to possible flame extinctions. The cooling efficiency then becomes independent of the blowing ratio.





# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>iii</b>
<b>Résumé</b>	<b>v</b>
<b>Abstract</b>	<b>vii</b>
<b>Table des matières</b>	<b>ix</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>xi</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>xv</b>
<b>1 Contexte de l'étude des processus d'interaction flamme-paroi</b>	<b>1</b>
1.1 Éléments de contexte énergétique et industriel	2
1.2 Les processus d'interaction flamme - paroi	11
1.3 Efficacité de refroidissement et aérothermie	15
1.4 L'interaction flamme - film d'air - paroi	20
1.5 Cadre et objectifs de cette thèse	24
<b>2 Un banc d'essai pour observer les phénomènes proche-paroi</b>	<b>27</b>
Introduction	28
2.1 D'autres bancs expérimentaux présentés dans la littérature	28
2.2 Objectifs et conception de l'installation CENTOR	30
2.3 Description du banc	30
2.4 Contrôle - commande du banc	40
2.5 Études de performances du banc	41
2.6 Caractérisation des écoulements turbulents non réactifs	47
Conclusion	57
<b>3 Diagnostics optiques pour caractériser l'interaction flamme - film d'air - paroi</b>	<b>59</b>
Introduction	60
3.1 État de l'art des diagnostics optiques en proche-paroi	60
3.2 Chimiluminescence sur le radical OH*	66
3.3 Fluorescence induite par laser planaire sur OH (PLIF-OH)	71
3.4 Vélocimétrie par imagerie de particules (PIV)	80
3.5 Couplage des diagnostics sur le banc CENTOR	85
Conclusion	87
<b>4 Mesurer une température de paroi par thermométrie de luminophores (PT)</b>	<b>89</b>
Introduction	90
4.1 Mesurer une température de paroi	91
4.2 Principe général de la thermométrie de luminophores	93
4.3 Dispositif expérimental : la plateforme PHOENICS	102
4.4 Optimisation de la précision par sélection des bandes spectrales	109
4.5 Post-traitement des images de phosphorescence	117

4.6	Résolution spatiale et filtrage de champs de température . . . . .	120
4.7	Validation : mesure de gradients de température . . . . .	134
4.8	Reproductibilité des mesures . . . . .	136
	Conclusion . . . . .	139
<b>5</b>	<b>Analyse des mécanismes d'interaction entre une flamme et un film d'air pariétal</b>	<b>141</b>
	Introduction . . . . .	142
5.1	Processus d'interaction flamme-paroi sans film d'air . . . . .	142
5.2	Effet macroscopique du film d'air sur la topologie de flamme en proche-paroi . . . . .	151
5.3	Épaisseur locale moyenne de film d'air et efficacité de refroidissement . . . . .	156
5.4	Mécanismes locaux d'interaction . . . . .	163
5.5	Perspectives . . . . .	176
	Conclusion . . . . .	177
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>179</b>
	<b>Références bibliographiques</b>	<b>183</b>
<b>A</b>	<b>Annexes : compléments et précisions algorithmiques</b>	<b>I</b>
A.1	Caractérisation du banc CENTOR : documentation complémentaire . . . . .	I
A.2	Algorithme de post-traitement des images de PLIF-OH . . . . .	IV
A.3	Post-traitement des images de phosphorescence . . . . .	IX
A.4	PT impact des paramètres de la procédure d'optimisation des bandes spectrales . . . . .	XVIII
A.5	Stratégie de filtrage spatial des images de phosphorescence : compléments . . . . .	XXIV
A.6	Détecter la position de la paroi . . . . .	XXVII
<b>B</b>	<b>Liste des acronymes</b>	<b>XXXIII</b>
<b>C</b>	<b>Liste des symboles</b>	<b>XXXIX</b>

# Liste des figures

1.1	Schéma d'un turboréacteur CFM LEAP et de sa chambre de combustion . . . . .	4
1.2	Évolution de la température de sortie de chambre de combustion . . . . .	5
1.3	Représentation schématique d'une interaction flamme - film d'air - paroi . . . . .	9
1.4	Schéma des boucles de couplage d'une interaction flamme - film d'air - paroi . . . . .	10
1.5	Exemple numérique de propagation d'une flamme vers une paroi . . . . .	12
1.6	Configurations canoniques d'interaction flamme - paroi . . . . .	14
1.7	Simulation numérique LES d'un jet de refroidissement . . . . .	16
1.8	Longueur d'établissement du film d'air pour une paroi multi-perforée . . . . .	18
1.9	Efficacité de refroidissement de trois parois multi-perforée dans un écoulement swirlé. . . . .	19
2.1	Brûleur permettant l'interaction flamme-paroi à la TU Darmstadt . . . . .	29
2.2	Schéma du banc CENTOR . . . . .	31
2.3	Schéma annoté du plénum du banc CENTOR . . . . .	33
2.4	Représentation schématique du module de turbulence MuSTI . . . . .	34
2.5	Vue en coupe de la CAO du brûleur CENTOR . . . . .	35
2.6	Photo de la paroi d'étude équipée d'une fente . . . . .	37
2.7	Capture d'écran annotée de l'interface de contrôle du banc CENTOR . . . . .	40
2.8	Vitesse de flamme laminaire pour le méthane dans l'air . . . . .	42
2.9	Représentation schématique d'une flamme en V . . . . .	43
2.10	Diagramme de stabilité du brûleur CENTOR. . . . .	44
2.11	Impact du débit d'air et de la richesse sur la hauteur de flamme . . . . .	45
2.12	Diagramme indiquant la puissance et la hauteur de flamme . . . . .	46
2.13	Champs moyens de vitesse et intensité de turbulence à en condition non réactive . . . . .	48
2.14	Profils de vitesse horizontaux en condition non réactive pour 22 g/s . . . . .	50
2.15	Diagramme de Borghi-Peters (régimes d'interaction flamme-turbulence) . . . . .	52
2.16	Volume de mesure ADL dans la veine CENTOR . . . . .	54
2.17	Profils de vitesse normaux à la paroi mesurés par ADL . . . . .	54
2.18	Profils de vitesse parallèles à la paroi mesurés par ADL . . . . .	56
2.19	Comparaison des profils de vitesse entre les mesures ADL et les mesures PIV . . . . .	56
3.1	Spectre d'émission par chimiluminescence d'une flamme méthane/hydrogène/air . . . . .	66
3.2	Dispositif expérimental employé pour la chimiluminescence OH* . . . . .	69
3.3	Étapes de post-traitement appliquées aux images de chimiluminescence OH* . . . . .	69
3.4	Estimation de la reproductibilité des mesures de chimiluminescence . . . . .	70
3.5	Principe simplifié de la PLIF illustré par un schéma à deux niveaux d'énergie . . . . .	71
3.6	Dépendance à la température de différentes raies d'excitation du OH . . . . .	73
3.7	Dispositif expérimental de PLIF-OH . . . . .	74
3.8	Profils de concentration du radical OH à travers une flamme 1D . . . . .	76
3.9	Schéma des principales étapes de post-traitement des images de PLIF-OH . . . . .	77
3.10	Étapes de post-traitement des images de PLIF-OH . . . . .	77
3.11	Estimation de la reproductibilité des mesures de PLIF-OH . . . . .	79
3.12	Dispositif expérimental de mesures de PIV sur CENTOR . . . . .	81

3.13 Estimation de la reproductibilité des mesures de PIV . . . . .	85
3.14 Dispositif expérimental couplant PIV, PLIF-OH et PT . . . . .	86
3.15 Schéma temporel du couplage des trois diagnostics optiques . . . . .	87
4.1 Diagramme de Jablonski illustrant la phosphorescence . . . . .	94
4.2 Diagramme de Tanabe-Sugano de l'ion $Mn^{4+}$ . . . . .	96
4.3 Différentes approches de thermométrie de luminophores (PT) . . . . .	98
4.4 Plateforme PHOENICS permettant l'étalonnage de la PT . . . . .	102
4.5 Exemple de revêtement de particules de luminophores sur une plaque métallique. . . . .	104
4.6 Spectres d'absorption et d'émission de phosphorescence de MFG . . . . .	105
4.7 Spectres d'émission de phosphorescence de MFG . . . . .	106
4.8 Schéma de la procédure numérique d'optimisation . . . . .	110
4.9 Comparaison entre le jeu de filtres de référence et le jeu de filtres optimal . . . . .	112
4.10 Représentation de la variable multi-objectif Q1 à l'optimum . . . . .	114
4.11 Validation des jeux de filtres optimal et de référence avec une caméra . . . . .	115
4.12 Image moyenne de phosphorescence brute . . . . .	117
4.13 Étapes de l'algorithme de post-traitement des images de phosphorescence . . . . .	118
4.14 Méthodologie de mesure de la résolution spatiale . . . . .	121
4.15 Image de phosphorescence brute . . . . .	122
4.16 Gain du filtre de Butterworth suivant l'ordre du filtre . . . . .	124
4.17 Résolution spatiale mesurée suivant le degré de filtrage des images . . . . .	125
4.18 Transformée de Fourier et écart-type d'une image après binning . . . . .	126
4.19 Transformée de Fourier et écart-type d'une image après un filtrage moyenneur . . . . .	127
4.20 Transformée de Fourier et écart-type d'une image après un filtrage Gaussien . . . . .	128
4.21 Transformée de Fourier et écart-type d'une image après un filtrage de Butterworth . . . . .	130
4.22 Moyenne de l'écart-type de température suivant la résolution spatiale . . . . .	131
4.23 Métrique d'atténuation des basses fréquences spatiales ( $\alpha$ ) . . . . .	132
4.24 Métrique d'atténuation des hautes fréquences spatiales ( $\beta$ ) . . . . .	133
4.25 Champs instantanés de température de la pièce refroidie par eau . . . . .	135
4.26 Évolution temporelle de la température de la pièce refroidie par eau . . . . .	135
4.27 Reproductibilité de l'étalonnage de la PT . . . . .	137
4.28 Reproductibilité des mesures de PT sur le banc CENTOR . . . . .	138
4.29 Reproductibilité des mesures de PT en présence d'écoulements ensemenés . . . . .	138
5.1 Influence de la thermalisation d sur la variable de progrès et la température de paroi . . . . .	143
5.2 Battement de flamme et profils de température de paroi . . . . .	144
5.3 Champs instantanés représentatifs de PLIF-OH pour une configuration de FWI . . . . .	145
5.4 Vue instantanée d'un front de flamme dans le plan de la paroi . . . . .	147
5.5 PDFs jointes entre la courbure locale du front de flamme et la distance à la paroi . . . . .	149
5.6 Champs moyens de chimiluminescence $OH^*$ pour différents M . . . . .	151
5.7 Impact du taux de soufflage sur la hauteur de flamme . . . . .	153
5.8 Impact du taux de soufflage sur la distance minimale entre la flamme et la paroi . . . . .	153
5.9 Schéma de principe des trois régimes d'interaction flamme - film d'air - paroi . . . . .	155
5.10 Impact du taux de soufflage sur la variable de progrès moyenne . . . . .	157
5.11 Champs moyens de température de paroi . . . . .	158
5.12 Température de paroi suivant la direction verticale et suivant le taux de soufflage . . . . .	159
5.13 Probabilité spatiale de présence d'un front de flamme . . . . .	161
5.14 Champs de vitesse moyenne normalisée . . . . .	162
5.15 Vitesse moyenne normalisée dans le film d'air suivant le taux de soufflage . . . . .	163
5.16 Champs instantanés de vitesse, de vorticité et de position du front flamme . . . . .	164
5.17 Schéma du calcul des longueurs intervenant dans le taux de plissement d'interface . . . . .	167
5.18 Estimation du taux de plissement du front de flamme et de l'interface des gaz brûlés . . . . .	168
5.19 PDFs jointes entre la courbure du front de flamme et la distance flamme - paroi . . . . .	169

5.20 PDF jointes entre le taux d'élongation et la courbure du front de flamme . . . . .	171
5.21 PDF jointe entre la dilatation de l'écoulement et la distance flamme-paroi . . . . .	173
5.22 Trois régimes d'interaction flamme - film d'air - paroi . . . . .	174
A.1 Diagramme d'allumage du brûleur CENTOR . . . . .	I
A.2 Champs moyens de vitesse et intensité de turbulence à froid - composante suivant z . . . . .	II
A.3 Profils de vitesse horizontaux à froid pour un débit de 14 g/s . . . . .	III
A.4 Schéma des principales étapes de post-traitement des images de PLIF-OH . . . . .	IV
A.5 Étapes de post-traitement des images de . . . . .	V
A.6 Étapes de l'algorithme de post-traitement des images de phosphorescence . . . . .	X
A.7 Étapes de traitement pour le recouvrement spatial des deux ROIs . . . . .	XI
A.8 Illustration des principales étapes de l'algorithme de correspondance spatiale . . . . .	XII
A.9 Illustration de certaines étapes de post-traitement des images PT . . . . .	XIV
A.10 Optimisation du jeu de filtres pour différentes gammes de température . . . . .	XVIII
A.11 Optimisation pour différentes gammes de température : erreur normalisée . . . . .	XIX
A.12 Performances en termes d'erreur sur la température de 4 fonctions multi-objectif . . . . .	XXI
A.13 Résultats de l'optimisation pour différents types de filtres optiques. . . . .	XXII
A.14 Impact d'un pré-filtrage sur les performances des filtres spatiaux . . . . .	XXIV
A.15 Reproductibilité des performances de filtrage en variant le jeu de filtres optiques . . . . .	XXV
A.16 Exemples de systèmes de détection de la position de paroi . . . . .	XXVIII
A.17 Vue légendée de la mire CENTOR . . . . .	XXVIII
A.18 Étapes de l'algorithme de post-traitement des images de mire . . . . .	XXIX
A.19 PDF du grandissement par post-traitement de la mire . . . . .	XXX



# Liste des tableaux

2.1 Performances globales de l'installation CENTOR pour une flamme air/méthane pauvre.	41
2.2 Caractéristiques des deux points de fonctionnement sélectionnés. . . . .	47
3.1 Reproductibilité des mesures de chimiluminescence . . . . .	70
3.2 Nombres de Stokes . . . . .	83
4.1 Paramètres d'entrée de la procédure d'optimisation . . . . .	111
A.1 Spécifications des FS pour différentes gammes de température . . . . .	XVIII
A.2 Sensibilité de l'optimisation à la définition de la fonction multi-objectif . . . . .	XX
A.3 Spécifications des jeux de filtres optimaux pour différents types de filtres . . . . .	XXIII





# Chapitre 1

## Contexte de l'étude des processus d'interaction flamme-paroi

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Éléments de contexte énergétique et industriel</b>	<b>2</b>
1.1.1	Constat : vers une sobriété énergétique indispensable	2
1.1.2	Des régulations internationales ambitieuses	3
1.1.3	Architecture d'un turboréacteur	4
1.1.4	La combustion proche paroi, source d'émissions polluantes	6
1.1.5	Vers le moteur du futur : des solutions techniques innovantes	7
1.1.6	L'interaction flamme - film d'air - paroi : un problème multi-physique multi-échelle	8
<b>1.2</b>	<b>Les processus d'interaction flamme - paroi</b>	<b>11</b>
1.2.1	Phénoménologie de l'interaction flamme-paroi	11
1.2.2	Deux configurations canoniques de coincement pariétal	13
1.2.2.1	Le coincement frontal HOQ	13
1.2.2.2	Le coincement latéral SWQ	14
1.2.3	Structure de flamme au coincement	15
<b>1.3</b>	<b>Efficacité de refroidissement et aérothermie</b>	<b>15</b>
1.3.1	Des configurations académiques	16
1.3.2	Et des géométries appliquées	17
<b>1.4</b>	<b>L'interaction flamme - film d'air - paroi</b>	<b>20</b>
1.4.1	Classification des bancs d'essais expérimentaux	20
1.4.2	Verrous scientifiques	22
1.4.2.1	Concentration de CO et film d'air	22
1.4.2.2	Mélange local et dynamique de flamme	23
<b>1.5</b>	<b>Cadre et objectifs de cette thèse</b>	<b>24</b>

---

## 1.1 Éléments de contexte énergétique et industriel

### 1.1.1 Constat : vers une sobriété énergétique indispensable

Le contexte énergétique et environnemental du XXI<sup>e</sup> fait état d'un monde en profonde mutation. Cette mutation structurelle et fondamentale résulte d'une remise en cause des piliers fondamentaux sur lesquels s'est bâtie la société dans la seconde moitié du XX<sup>e</sup> siècle. Quatre facteurs structurels de mutation peuvent être identifiés :

- un épuisement des sources d'énergie primaires non renouvelables et bon marché, basées sur le carbone fossile (pétrole, gaz, charbon, ...);
- un fort enjeu environnemental, où l'action de l'homme sur la modification du climat est avérée et est en croissance;
- un contexte de pénurie mondiale des ressources essentielles et des matières premières (eau, métaux, ...);
- une augmentation importante de la consommation énergétique mondiale, du fait de la croissance démographique et d'une hausse du bien-être des populations.

L'effet de l'épuisement des ressources énergétiques mondiales se traduit par une difficulté accrue d'approvisionnement et une hausse des coûts de production. Le pic de production du pétrole conventionnel a probablement été atteint avant 2020 [278]. Depuis cette date, la production mondiale de pétrole conventionnel est en diminution [85], et ce malgré une demande soutenue des différents secteurs économiques. L'aviation civile est aujourd'hui intégralement dépendante de la production de pétrole comme source d'énergie, via l'utilisation du kérosène [237]. La raréfaction de ces ressources fossiles induit une nécessité systémique de mutation des processus énergétiques propres à l'aviation.

Les effets de l'homme sur le climat sont chaque jour confirmés par de nouveaux faits scientifiques. La modification du climat la plus visible de part les activités anthropogéniques consiste en une augmentation de la température moyenne de la planète [145]. Cette augmentation de la température est majoritairement due à l'augmentation du forçage radiatif de l'atmosphère terrestre [145, 194]. Elle résulte elle-même du changement de composition chimique de l'atmosphère. À titre d'exemple, la concentration en CO<sub>2</sub> de l'atmosphère a augmenté de 36 % [312] entre 1850 et 2005, passant de 285 ppm à 380 ppm. Si le CO<sub>2</sub> est le contributeur majeur à l'augmentation de la température moyenne atmosphérique [293], plusieurs autres espèces chimiques ont également un impact sur le forçage radiatif de l'atmosphère terrestre. L'étude conduite par Meinshausen et al. [221] étudie différents scénari d'évolution de la concentration et de l'effet radiatif de 43 gaz à effet de serre (GES), parmi lesquels le CH<sub>4</sub> et le N<sub>2</sub>O (protoxyde d'azote). Leur conclusion fait état du besoin urgent de stopper l'augmentation de la concentration atmosphérique de ces trois gaz pour maintenir une augmentation de la température terrestre inférieure à 1,5°C à long terme.

Le secteur du transport est un contributeur majeur d'émissions de gaz à effet de serre. En 2018, la part des transport est évaluée à 25 % du total mondial des émissions de CO<sub>2</sub> [32]. La part du secteur aérien représente entre 2 et 2,5 % des émissions totales mondiales du CO<sub>2</sub> [126, 194]. Cette part représente une émission annuelle de CO<sub>2</sub> voisine de 1,1 GtCO<sub>2</sub> en 2020 [293]. En complément des rejets de CO<sub>2</sub>, l'émission de vapeur d'eau et de NO<sub>x</sub> (oxydes d'azote) a également pour effet une augmentation du forçage radiatif de l'atmosphère. Lee et al. [194] ont récemment montré que les effets de forçage radiatif de l'ensemble des GES sont trois fois plus importants que ceux induits par le CO<sub>2</sub>.

D'autre part, dans une étude récente, Gössling et al. [119] ont montré que 1 % de la population mondiale est responsable de plus de 50 % des émissions de CO<sub>2</sub> du transport aérien. Cette étude estime également que seulement 11 % de la population mondiale a voyagé via le transport aérien en 2018. Ces chiffres illustrent le fait que ce mode de transport est actuellement principalement utilisé par les pays occidentaux. Le développement d'une classe moyenne dans la région Asie - Pacifique entraîne des prévisions de croissance significative du trafic aérien dans cette région,

qui comptera pour 44 % des revenus par passager et par kilomètre du transport aérien à l'horizon 2050 [119]. Sur un périmètre mondial, la prévision de croissance du trafic aérien est de 3,1 % par an en nombre de passagers entre 2020 et 2050 [126] (en tenant compte de l'effet Covid-19). Sans amélioration de l'efficacité énergétique de l'ensemble du cycle de consommation du secteur aérien, cette hausse correspondra à des émissions de CO<sub>2</sub> entre 2 GtCO<sub>2</sub> [126], 2,3 GtCO<sub>2</sub> [293] et 2,8 GtCO<sub>2</sub> [126] (sans prendre en compte l'épidémie de Covid-19) à l'horizon 2050. En considérant l'efficacité énergétique moyenne de la flotte aérienne de 2020, cela représenterait une consommation de kérosène de l'ordre de 620 Mt par an en 2050 [126].

Dans le contexte de fortes tensions sur les approvisionnements énergétiques et sur la réduction massive de ces émissions de gaz à effet de serre, le niveau de ces prédictions compromet sensiblement la viabilité énergétique, environnementale et sociétale du transport aérien.

### 1.1.2 Des réglementations internationales ambitieuses

L'importance de ces émissions a conduit les différents acteurs du secteur aérien à proposer des objectifs de régulation et de limitation des différents polluants.

Le conseil consultatif européen pour la recherche et l'innovation aéronautique (ACARE) [78] a ainsi émis des objectifs ambitieux d'amélioration de l'efficacité et de l'efficience du secteur aérien. Les recommandations en matière d'émissions polluantes sont formulées pour l'horizon 2050 et s'entendent par rapport au niveau d'émission de 2000.

- Une réduction de 75 % des émissions de CO<sub>2</sub> par kilomètre passager
- Une réduction de 90 % des émissions de NO<sub>x</sub> (monoxyde et dioxyde d'azote) par kilomètre passager
- Une réduction de 65 % des émissions sonores.

Le groupe d'action du transport aérien (ATAG) a également émis l'objectif ambitieux d'une émission nette de CO<sub>2</sub> nulle pour 2050. Quatre volets d'action principaux sont proposés [126] :

- Un progrès technologique des aéronefs et de leur propulsion, via l'amélioration des rendements et des sauts technologiques par mutation de la source d'énergie primaire (avion électrique, hydrogène, ...)
- Une amélioration des conditions opératoires et des infrastructures (taxi, optimisation des routes aériennes, ...)
- L'emploi de bio-carburants alternatifs viables (SAF, *sustainable aviation fuel*), avec un besoin ciblé de 330 à 445 Mt en 2050.
- Plus marginalement, des processus hors du secteur aéronautique comme le captage du CO<sub>2</sub>.

Sur la base de ces quatre axes d'action principaux, trois hypothèses de développement, favorisant plus ou un moins l'un des quatre axes, ont été proposées par l'ATAG. Suivant ces hypothèses de travail, les progrès technologiques permettent d'accomplir entre 12 % et 34 % de l'objectif de neutralité carbone.

Ces différents scénari, ambitieux, mettent cependant en lumière le fait que le processus majoritaire de conversion entre l'énergie stockée (kérosène, SAF, hydrogène, électricité, ...) et l'énergie utile (poussée propulsive) demeure la combustion, et plus spécifiquement la combustion hydrocarbonée.

Si ces différents scénari de rupture apportent des éléments de réponse à la problématique de la pénurie des énergies fossiles et de sérieuses améliorations quant aux émissions nettes de CO<sub>2</sub>, le recours à la combustion carbonée laisse prégnante les problématiques environnementales d'émissions de polluants (NO<sub>x</sub>, CO, vapeur d'eau en altitude, ...). Le moteur employé pour réaliser cette opération de conversion énergétique qu'est la combustion est un moteur à réaction, appelé turboréacteur ou turbofan.

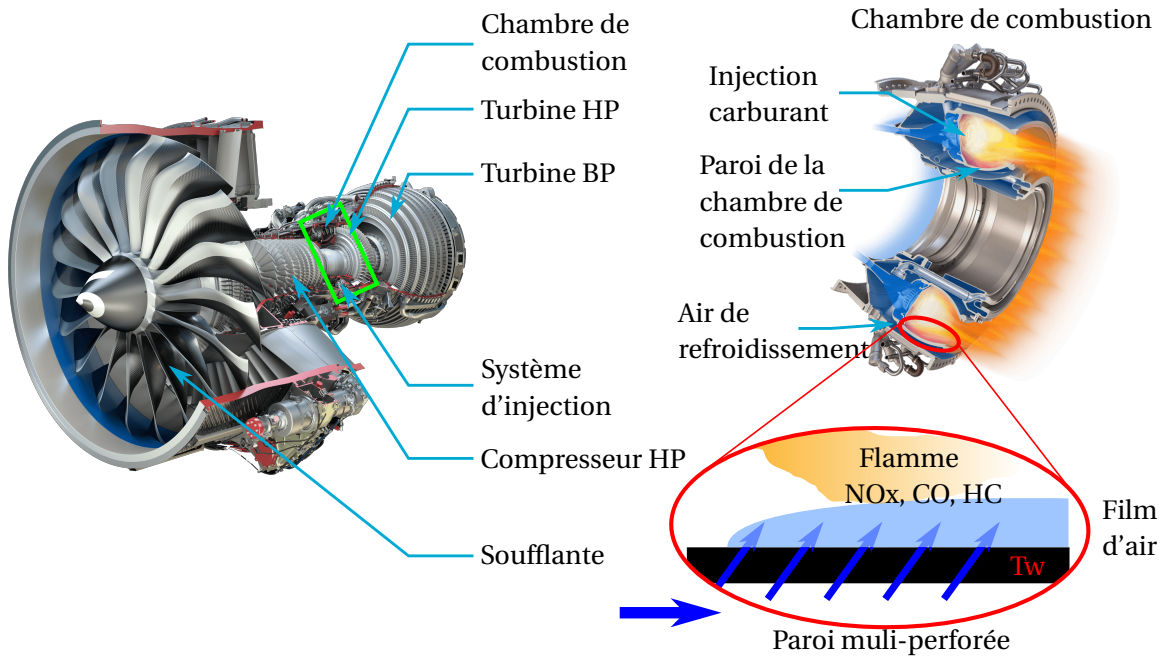


FIGURE 1.1 – Vue schématique d'une coupe d'un turboréacteur CFM LEAP et de sa chambre de combustion. Illustrations reprises de [70].

### 1.1.3 Architecture d'un turboréacteur

La figure 1.1 présente une vue d'un turboréacteur double flux. L'objectif d'un tel moteur est de générer une force de poussée. Cette poussée est obtenue en éjectant une grande quantité de gaz à haute vitesse<sup>1</sup>. Pour ce faire, un turboréacteur est composé en pratique de trois phases thermodynamiques principales :

- Une phase de compression (augmentation de la pression totale) de l'air aspiré via la soufflante. Cette compression est réalisée par les compresseurs basse et haute pression.
- L'apport d'enthalpie totale au gaz à pression constante. Cet apport d'enthalpie totale (apport de température totale) est réalisé via la combustion d'un combustible (kérosène, SAF, hydrogène) injecté dans une chambre de combustion. L'enthalpie injectée correspond ainsi au PCI du carburant.
- Une accélération des gaz par conversion de l'énergie thermique et potentielle de pression en énergie cinétique. Cette détente est réalisée par des étages de turbines, permettant d'entraîner l'axe du moteur (et ainsi d'entraîner les compresseurs) et par une tuyère.

Le cœur du moteur est donc la chambre de combustion. Les conditions thermodynamiques les plus critiques sont donc rencontrées sur son plan de sortie.

Plusieurs architectures de chambre de combustion existent [261]. L'architecture actuellement majoritairement employée dans les turboréacteurs est la chambre annulaire, telle que représenté sur la figure 1.1. Cette chambre de combustion est le lieu où le carburant est injecté et où sa combustion se réalise. Un système d'injection d'air et de carburant en fond de chambre permet de réaliser l'atomisation du carburant et sa répartition dans la chambre suivant une géométrie fixée. La combustion se produit dans le tube à flamme. Cette combustion est schématisée sur la figure 1.1 droite en jaune.

La faible dimension du tube à flamme crée un confinement de la flamme, engendrant une importante densité énergétique locale. Par exemple, l'architecture de la chambre de combustion

1. Le but d'un turboréacteur est d'expulser une quantité de mouvement importante pour générer une force de poussée  $F$ . En première approximation, la poussée s'exprime comme  $F = \dot{m}(v_2 - v_1)$ .  $v_1$  et  $v_2$  sont la vitesse des gaz en entrée et en sortie du turboréacteur, et  $\dot{m}$  la masse d'air traversant le turboréacteur

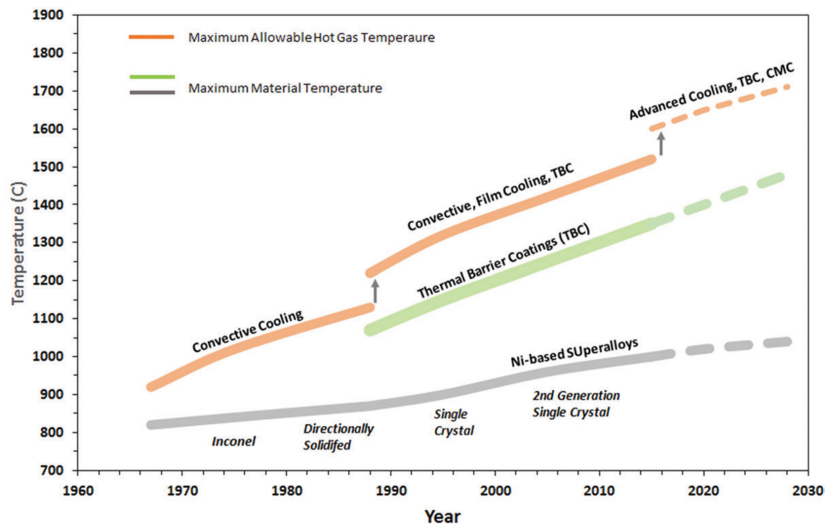


FIGURE 1.2 – Évolution de la température admissible de super-alliages à base de Nickel composant les parois de chambres de combustion aéronautiques et des pales de turbines. L'augmentation de la température des gaz chauds en sortie de chambre de combustion permet une augmentation directe du rendement de propulsion du moteur, et est donc un objectif dans le développement de nouveaux moteurs. Figure reprise de [232, 301] et adaptée de [76].

(typée RQL, *Rich burn - Quick quench - Lean burn* [102, 197, 220]) peut se découper en trois zones principales :

- Une zone primaire, où le carburant liquide est injecté et où la majorité de la combustion se produit. La combustion est ici riche.
- En aval de la zone primaire, une forte dilution avec de l'air froid permettant d'atteindre des conditions de mélange pauvre (excès d'air).
- En aval de cette zone de dilution, les imbrûlés formés dans la zone primaire de réaction sont oxydés. La forte dilution permet également d'homogénéiser le profil de température des gaz en sortie de la chambre de combustion. Cette zone est appelée zone de combustion secondaire.

La température des gaz brûlés en amont de la zone de dilution avoisine les 2500 K [95, 220]. Elle reste significativement supérieure à la limite de tenue mécanique des matériaux en aval de la zone de dilution. Cette température maximale admissible par les matériaux est présentée sur la figure 1.2, et est actuellement voisine de 1500 K pour les moteurs les plus performants.

Cette différence de température entre la température des gaz et la température de fusion des matériaux de la paroi est d'autant plus critique dans la zone primaire de réaction, que la combustion est riche, la température des gaz chauds est importante, et où le taux de dégagement de chaleur est maximal. La faible dimension des chambres de combustion induit une densité énergétique importante, et donc une interaction forte entre la paroi et la flamme. Pour garantir la tenue mécanique de l'enveloppe de la chambre de combustion, des stratégies de protection thermique et de refroidissement de la paroi sont mises en œuvre. La principale solution technique consiste à injecter un film d'air le long de la paroi intérieure de la chambre de combustion (encart rouge sur la figure 1.1). Ce film d'air a deux objectifs : (i) isoler la paroi de la flamme, en réduisant le flux thermique convecto-conductif, et (ii) refroidir par convection la paroi. Pour une géométrie de chambre RQL, environ 20 à 30 % de l'air disponible en sortie du compresseur sert au refroidissement des parois de la chambre de combustion [220].

L'injection de ce film d'air le long de la paroi se fait avec différents dispositifs techniques passifs (sans pièces mobiles), dont les principaux sont des systèmes de fentes [197] et des parois multi-perforées [38, 197]. Pour qu'un écoulement d'air soit possible vers la chambre de combustion, il est nécessaire que la pression de l'air de refroidissement en amont de son injection soit supérieure à celle de l'écoulement principal dans la chambre de combustion. L'air de refroidissement est donc

prélevé en aval du dernier étage de compression. La compression de cet air vient dès lors dégrader le rendement du moteur, en imposant un sur-dimensionnement du compresseur.

La dynamique de l'interaction couplée entre la paroi de la chambre de combustion, le film d'air pariétal et la flamme conduit à l'apparition d'importants gradients de température et de concentration d'espèces chimiques. Ces importants gradients, de même que la faible taille des échelles caractéristiques temporelle et spatiale de l'interaction, fait de la zone proche paroi un lieu de pré-curseur et de formation de plusieurs polluants.

#### 1.1.4 La combustion proche paroi, source d'émissions polluantes

La combustion imparfaite du combustible dans des moteurs aéronautiques peut conduire à la formation de polluants. Les principaux polluants d'intérêt sont les hydrocarbures imbrûlés (HC), le monoxyde de carbone (CO), les oxydes d'azote (NOx) et la formation de suies [172, 194]. Le CO<sub>2</sub> n'est pas considéré car il est un produit final de combustion dont le rejet est directement lié à la consommation en carburant du moteur.

Ainsi, une difficulté majeure dans le cadre de la combustion aéronautique concerne la réduction d'oxydes d'azote (NOx). Ces espèces sont connues pour favoriser la production d'ozone et de CO et perturber le cycle atmosphérique du méthane, modifiant le bilan du forçage radiatif de ces espèces [194, 316]. Plusieurs mécanismes conduisent à la formation des NOx dans une chambre de combustion, dont les deux principaux sont le *prompt NOx* et le *Thermal NOx* [82]. Le premier intervient principalement dans les flammes riches et est formé dans le front de flamme en présence de radicaux carbonés. Ce mécanisme de formation est souvent négligeable face au *thermal NOx* (Zeldovich). Ce dernier fait réagir le diazote de l'air avec l'oxygène et est activé à haute température ( $T > 1800\text{ K}$  [82]). Les plus hautes températures sont obtenues à la stœchiométrie, conditions pour lesquelles l'atome O est également présent. Une architecture de chambre de combustion limitant au maximum le temps de résidence dans des conditions stœchiométriques permet ainsi de réduire le taux de production des NOx, en passant directement d'une combustion riche à une combustion pauvre (*Rich Burn - Quick Quench - Lean Burn Combustion*, chambre RQL). Cette architecture permet de limiter le temps de résidence de l'azote des gaz chauds dans des conditions proches de la stœchiométrie favorables à la production de NOx. Cependant, la présence du film d'air de refroidissement aux parois se traduit par l'apparition locale de conditions proches de la stœchiométrie, au niveau de l'interface entre l'écoulement principal, le carburant et le film d'air de refroidissement. Cette zone proche - paroi est responsable de la production de NOx non désirés, comme cela a été mesuré expérimentalement par Andrews et al. [22]. Maîtriser la quantité d'air dévolue au refroidissement des parois est une clé vers la réduction des émissions de NOx résiduels.

En complément des chambres typées RQL, d'autres architectures de chambre de combustion dite ultra-low NOx, sont étudiées actuellement. Elles sont axées sur la combustion pauvre (*Lean Direct Injection*, LDI, injecteurs multi-points) [220]. Ces architectures nécessitent de pouvoir consacrer un maximum d'air du compresseur pour la zone de combustion primaire, et imposent donc de maîtriser au mieux les besoins de refroidissement pariétaux.

L'autre polluant majeur produit dans la chambre de combustion est le CO. Dans une configuration d'interaction flamme-paroi (FWI) (sans film d'air), on observe expérimentalement la présence de CO autour de la zone de coincement (zone où la distance entre la flamme et la paroi est minimale, et où une extinction de la flamme est observée). Un mécanisme expliquant la présence de CO en proche-paroi est de considérer que le fort transfert thermique dans la zone de coincement induit une diminution de la température locale des gaz. Cette diminution de température ne permet plus une oxydation du CO formé par le front de flamme [208, 260]. Tout comme une paroi, l'ajout d'un film d'air pariétal induit un gradient de température significatif entre la flamme et le film d'air, ce qui peut provoquer une combustion incomplète, et ainsi engendrer la production de CO [81, 197]. Cependant, l'ajout d'oxygène dans le film d'air au niveau du point de coincement peut également permettre l'oxydation du CO formé par la flamme. Les mesures expérimentales

de concentration de CO en présence d'un film d'air pariétal reportent à la fois une augmentation [22, 81, 121, 242] et une diminution du CO [121, 241] par rapport à une configuration classique d'interaction flamme-paroi. Un équilibre entre le mécanisme d'extinction thermique et le mécanisme d'oxydation à basse température du CO semble expliquer ces observations contrastées [259]. Rivera et al. [260] ont ainsi observé qu'une diminution de la température des gaz brûlés via l'augmentation de la quantité de gaz de refroidissement se traduit par une diminution de la concentration de CO. Les trois critères pilotant l'oxydation du CO avec le film d'air semblent être le taux d'oxygène local, la température des gaz et le temps de résidence des gaz à ces conditions. Le taux d'oxygène local et la température locale sont dépendants du taux de mélange entre le film d'air, les gaz frais (zone primaire) et les gaz brûlés (zones primaire et secondaire). Au delà d'un certain seuil de dilution, l'augmentation du débit d'air à la paroi induit une augmentation du CO produit [242]. Augmenter la quantité d'air de refroidissement est ainsi susceptible d'augmenter la production de CO proche de la paroi [176]. Cette affirmation reste à confirmer et à généraliser.

Le CO est un marqueur de combustion incomplète, au même titre que les imbrûlés (HC) [197]. Suivre les chemins réactionnels de ces derniers est plus complexe que le CO, mais l'expérience montre qu'ils sont affectés de façon similaire au CO par les différents paramètres (température, taux de dilution, étirement du front de flamme, ...). Les conclusions tirées sur le CO peuvent donc être étendues en première approximation aux imbrûlés [82].

Il ressort de ces constatations que les mécanismes de formation des principaux polluants aéronautiques sont fortement affectés par la présence d'un film d'air pariétal de refroidissement.

### 1.1.5 Vers le moteur du futur : des solutions techniques innovantes

Pour faire face aux réglementations internationales strictes des émissions de polluants (section 1.1.2), les motoristes développent et mettent en place de nouvelles architectures de chambres de combustion. Deux objectifs principaux parmi d'autres sont souhaités :

- (i) la réduction des émissions de CO<sub>2</sub> (et donc la réduction de la consommation de carburant carboné), et
- (ii) la réduction des émissions de NO<sub>x</sub>.

Sont listés ci-après quelques exemples de nouvelles solutions techniques pour le développement de moteurs utilisant de nouvelles stratégies de refroidissement pariétal. Elles rentrent dans un périmètre aux contraintes plus vastes que les deux dernières énoncées ci-dessus.

Une première solution consiste à réduire la masse de l'aéronef, et donc de certains organes du moteur (*downsizing*) [27, 256]. Cette réduction de masse de l'aéronef permet une réduction de la puissance propulsive requise, et donc *in fine* une réduction de la consommation de carburant. La réduction de la masse du moteur a pour effet d'augmenter la poussée massique. La réduction de taille de la chambre de combustion participe donc à cette stratégie [27]. Cependant, à puissance égale, la réduction du volume de la chambre de combustion induit une augmentation de la densité énergétique au sein de cette dernière [256], augmentant la charge thermique supportée par les parois de la chambre, et donc un besoin accru de refroidissement de ces dernières.

D'importants progrès techniques ont été également réalisés ces dernières années sur les revêtements isolants appliqués sur la surface interne des chambres de combustion (*thermal barrier coating*, TBC) [301]. Ces revêtements se caractérisent par une faible conductivité thermique. Appliqués sur la surface interne de la chambre de combustion, ils permettent de limiter la température de surface de la paroi métallique en jouant le rôle de barrière thermique. La température pariétale admissible au niveau du matériau isolant plus élevée permet alors de limiter les besoins en refroidissement, ce qui participe à la réduction de la consommation d'air de refroidissement. D'autre part, la réduction de la masse d'air injectée à la paroi réduit le taux de mélange des gaz en proche-paroi, ce qui limite la réduction de la température des gaz. Cette réduction de la quantité d'air pariétal peut ainsi limiter les phénomènes d'extinction thermique de la cinétique de certains imbrûlés.



On mentionnera l'évolution des technologies de refroidissement elle-mêmes. L'emploi des parois multi-perforées est désormais majoritaire sur les parois des chambres de combustion, au détriment de systèmes de fentes. Ces parois sont composées d'un ensemble de perforations à la géométrie et à la disposition rigoureusement choisies [38]. Mis à part une période d'établissement du film d'air dans les premières rangées de perforations, l'apport continu de masse permet de maintenir un film d'air en compensant la consommation de celui-ci par le mélange avec l'écoulement principal. Enfin, ce système offre une réduction de la consommation d'air dévolue au refroidissement par rapport à un système à fentes multiples. D'importants travaux sont menés quant à l'optimisation de la forme, de la taille, de l'angle et de la distribution des trous constituant la multi-perforation de la paroi [40, 59, 173, 184, 185].

Enfin, l'utilisation de l'hydrogène comme carburant nécessitera de reconsidérer le dimensionnement du système de refroidissement. L'objectif est ici d'obtenir un avion opérationnel propulsé à l'hydrogène pur à l'horizon 2035 [144]. L'injection gazeuse de ce dernier dans la chambre de combustion nécessite de repenser l'architecture complète de la chambre, ouvrant la voie à de nombreuses possibilités et modifications par rapport à la situation actuelle [199]. Les propriétés diffusives spécifiques de ce carburant (nombre de Lewis inférieur à 1) suggèrent également la possibilité d'une diffusion du carburant accrue dans le film d'air de refroidissement le long de la paroi. La vitesse de combustion laminaire de l'hydrogène (environ quatre fois supérieure à celle du kérosène [244, 315]) suppose une combustion plus proche des injecteurs de carburant, ce qui peut avoir pour effet de modifier la localisation du dégagement de chaleur dans la chambre. D'autre part, la limite de flammabilité inférieure de ce carburant dans l'air peut induire la présence d'une flamme plus proche des parois, par la pénétration accrue de la flamme dans la couche de mélange entre l'air de refroidissement et le carburant. Cette distance flamme-paroi réduite est de nature à induire un besoin accru de refroidissement des parois. La modification du champ de température des gaz dans la chambre de combustion suggère également une modification des mécanismes de formation des NOx dans la chambre de combustion [67, 199]. Les mesures menées par Cappelletti et al. [67] sur une turbine à gaz alimentée en hydrogène montrent la formation de NOx sous différents processus. En complément du mécanisme de formation de NOx thermique (*thermal NOx*), le mécanisme de formation NNH [49] semble également être responsable d'une part non négligeable de la production de NOx, notamment à basse température [67, 294].

Ces principaux axes de développement des futurs moteurs illustrent l'importance des besoins de refroidissement de la paroi. L'importance du débit d'air consacré au refroidissement de la paroi est sujet à compromis entre le besoin intrinsèque de refroidissement, la formation de polluants, l'injection d'air pour la dilution des gaz chauds et la volonté de réduire les dimensions du moteur. Déterminer le compromis optimal requiert donc une compréhension de la dynamique de l'interaction de la flamme et du film d'air.

### 1.1.6 L'interaction flamme - film d'air - paroi : un problème multi-physique multi-échelle

L'interaction entre la flamme et le film d'air représentée schématiquement sur la figure 1.3 pour une flamme générique et un film d'air généré par une paroi multi-perforée se caractérise par une multiplicité de phénomènes physiques. Comme observé sur cette figure, cette interaction intervenant à de faibles échelles temporelles ( $\approx \mu\text{s} - \text{ms}$ ) et spatiales ( $\approx \mu\text{m} - \text{mm}$ ). De plus, l'architecture d'une chambre de combustion aéronautique rend cette interaction fortement tridimensionnelle et instationnaire. Trois aspects principaux de l'interaction peuvent être identifiés.

- **La thermique** des gaz brûlés et de la paroi. La protection thermique de la paroi se fait par une injection d'air à la paroi. La température de la paroi résulte de l'épaisseur du film d'air pariétal, de sa température, et de la présence possible d'un mélange local entre l'écoulement principal et l'air de refroidissement. Ce mélange a pour effet d'amincir le film d'air et, dans les gaz frais, de modifier la richesse locale. Des zones où l'épaisseur du film d'air est insuffisante pour repousser la flamme de la paroi peuvent apparaître et entraîner une augmentation locale de la température de paroi. Si ces zones sont fréquemment exposées à

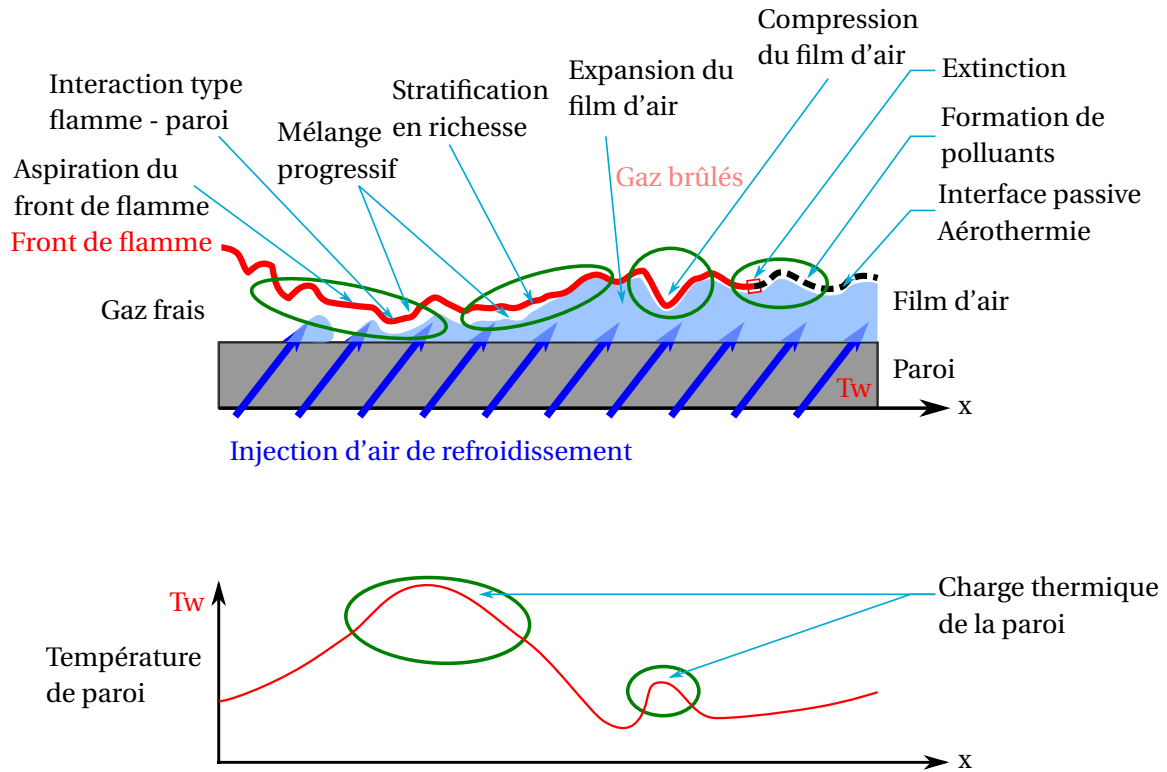


FIGURE 1.3 – Représentation schématique d'une interaction flamme - film d'air - paroi. Un exemple d'évolution de la température de la paroi  $T_w$  suivant la position le long de la paroi  $x$  est reporté sous le schéma.

une charge thermique importante, un point chaud sur la paroi métallique de la chambre de combustion peut apparaître, augmentant alors localement la charge thermo-mécanique de la paroi. Cette présence de points chauds, même de faible intensité, peuvent malheureusement altérer significativement la résistance mécanique et la durée de vie de la chambre de combustion. De façon similaire, on estime qu'une augmentation de 10K de la température locale de paroi peut diviser par deux la durée de vie d'une aube de turbine [298].

- **La dynamique des écoulements.** Elle regroupe le niveau de turbulence intrinsèque du film d'air et de l'écoulement principal, le développement de zones de mélange entre ces deux écoulements, mais également l'évolution temporelle et spatiale de la position du front de flamme par rapport au film d'air. Le niveau de turbulence du film d'air influe directement sur le niveau des transferts thermiques convectifs pariétaux, et change l'efficacité de protection thermique de la paroi. La différence de vitesse locale entre le film d'air et l'écoulement principal crée une couche de cisaillement, et donc un mélange local. Ce mélange réduit l'épaisseur du film d'air et modifie la richesse locale du fluide au voisinage de la flamme. Il peut également influencer la turbulence de l'écoulement principal par la production de structures cohérentes et d'une augmentation locale du niveau de turbulence, tout en agissant sur la dynamique et la topologie du front de flamme. ainsi, ce dernier peut être étiré ou se courber. Une courbure locale importante du front de flamme peut venir compresser sporadiquement le film d'air, réduisant localement son épaisseur et favorisant l'apparition de points chauds sur la paroi. D'autre part, la génération du film d'air est de nature à influencer la dynamique du front de flamme. Pour un système à accumulation de masse (paroi multi-perforée), l'initiation du film d'air au niveau des premiers trous d'injection peut entraîner une formation de structures tourbillonnaires venant aspirer le front de flamme au voisinage de la paroi [38, 211]. Enfin, le film d'air pariétal confiné entre la paroi de la chambre de combustion, et l'expansion thermique des gaz brûlés limite le développement de structures turbulentes dans la direction normale à la paroi, ce qui modifie la structure de l'écoulement.

- **La cinétique de combustion.** Les schémas réactionnels transformant des réactifs en produits de combustion sont sensibles à la température des gaz frais, à l'éirement local du front de flamme, aux pertes thermiques du front de flamme, ... Les gradients thermiques de grande intensité au voisinage de la paroi peuvent alors entraîner des transformations des chemins réactionnels, pour créer des espèces intermédiaires de réaction non désirables (extinction thermique de la réaction). Pour exemple, l'influence d'un film d'air sur la formation de polluants et sur le mécanisme réactionnel en proche-paroi a été abordée dans la section 1.1.4.

La dénomination "interaction flamme - film d'air - paroi" peut donner lieu à deux situations limites :

- Lorsque l'épaisseur du film d'air est insuffisante ou que la flamme est proche de la paroi, un processus d'**interaction flamme-paroi** (FWI) apparaît et crée un transfert thermique élevé à la paroi.
- D'autre part, après combustion (en aval de la zone primaire de la chambre de combustion), une interface passive (*i.e.* sans dégagement de chaleur) se développe entre le film d'air pariétal et les gaz brûlés. Le différentiel de vitesse poursuit le processus de mélange progressif entre l'air du film et les gaz chauds, réduisant progressivement le pouvoir de refroidissement du film d'air. L'absence de réaction dans cette zone peut alors traduire cette interaction comme un effet d'**aérothermie**.

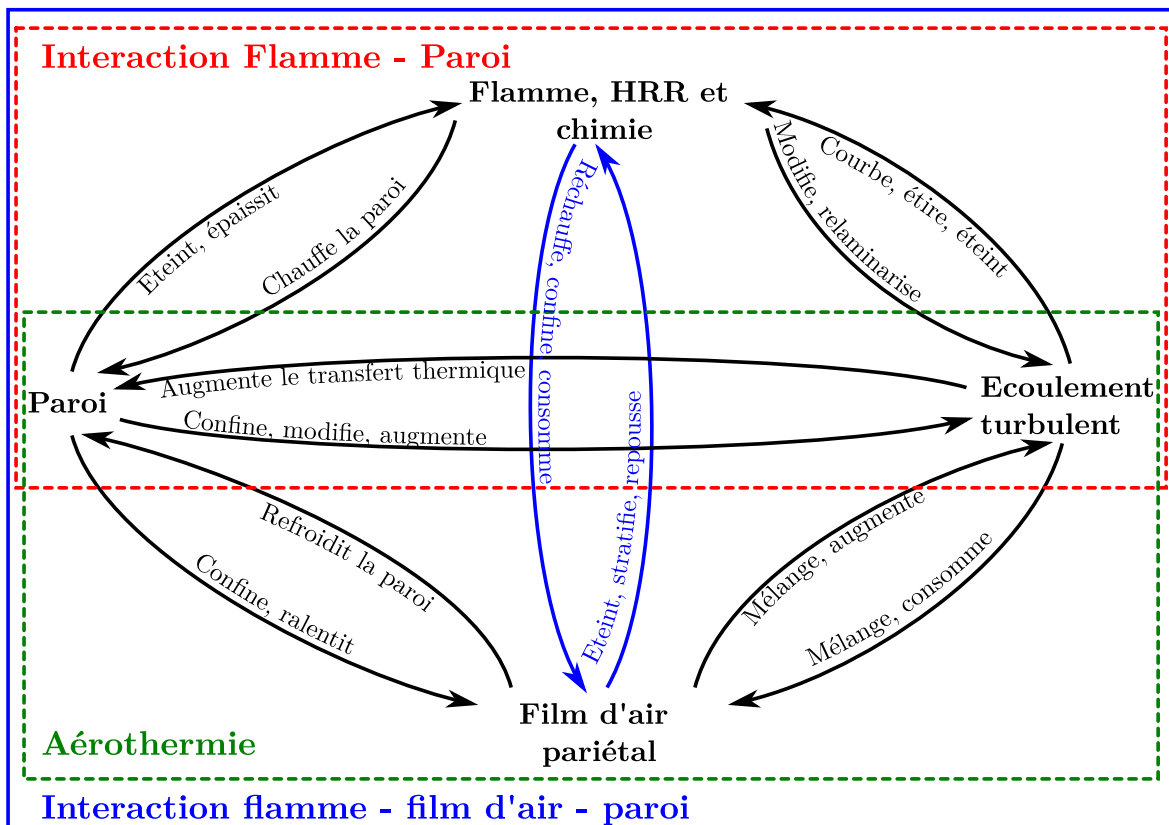


FIGURE 1.4 – Schéma des boucles de couplage et d'actions croisées pour une configuration d'interaction flamme - film d'air - paroi. Les flèches indiquent des exemples d'effets croisés entre quatre domaines physiques. Le rectangle rouge illustre la restriction de l'étude à l'interaction flamme-paroi (FWI) et le rectangle vert illustre la restriction de l'étude à l'aérothermie. Figure inspirée et partiellement reproduite de [95, 250]. HRR : taux de dégagement de chaleur (*heat release rate*)

La figure 1.4 représente schématiquement les possibles interactions apparaissant lors d'une

interaction de type FCAI, entre la paroi, la flamme, l'écoulement principal et le film d'air pariétal. La compréhension cette interaction nécessite de mener des études multi-physiques, multi-échelles, sur des processus couplés. ainsi, l'étude de la FCAI requiert de considérer simultanément ces quatre éléments et leurs effets croisés. Cette complexité d'étude explique notamment le faible nombre de recherches expérimentales ou numériques [113, 122, 259]. Elle peut être cependant simplifiée en limitant le cadre de l'étude par une sélection des conditions expérimentales et un découplage partiel des processus physiques. En faisant le choix de se consacrer à une interaction de type flamme - paroi (FWI), (cadre rouge sur la figure 1.4), on retrouve un cas limite énoncé ci-dessus et dont de nombreux résultats sont recensés dans la littérature [95]. À l'inverse, l'étude d'un écoulement sans mécanisme réactionnel conduit à réduire l'étude à un cas d'aérothermie (cadre vert sur la figure 1.4) permettant de se focaliser sur une étude de l'efficacité de refroidissement et du mélange entre le film d'air et les gaz chauds de l'écoulement principal.

La limitation importante de ces situations extrêmes est que l'interaction croisée entre le film d'air et la flamme n'est pas pris en compte (flèches bleues sur la figure 1.4).

Dans la suite de cette étude, la phénoménologie et les principaux résultats de ces deux situations limites sont rappelés et décrits. Les éléments de compréhension de l'interaction flamme-paroi sont précisés dans la section 1.2. La section 1.3 présente des exemples d'études applicatives centrées sur l'efficacité de refroidissement d'un système de génération de film d'air à différents niveaux de complexité technologique. Enfin, la section 1.4 est dévolue à la présentation des dernières études d'interaction flamme - film d'air - paroi (cadre bleu sur la figure 1.4).

## 1.2 Les processus d'interaction flamme - paroi

Cette section vise à présenter les principaux éléments de compréhension du processus d'interaction flamme-paroi. Pour plus de détails, le lecteur est renvoyé aux travaux de référence recensés dans la littérature [95, 180, 250, 258]. D'autre part, les travaux reportés dans cette thèse concernent de la combustion prémélangée, c'est-à-dire que le carburant et le comburant sont parfaitement mélangés en amont du front de flamme. Les principes théoriques énoncés ci-après se restreignent donc à ce type de combustion.

### 1.2.1 Phénoménologie de l'interaction flamme-paroi

**Mécanisme d'interaction** Pour des flammes de prémélange, une étude d'interaction flamme-paroi consiste à analyser la dynamique de propagation et les modifications de structure d'une flamme lorsqu'elle est au contact d'une surface rigide significativement plus froide que la température adiabatique de flamme. Cette dynamique de flamme est illustrée sur la figure 1.5. Trois phases peuvent être identifiées. Initialement, la flamme se propage en direction de la paroi sans que la présence de celle-ci ne modifie sa thermique (flamme adiabatique) : c'est la zone 1. À partir d'une distance donnée entre la flamme et la paroi, une diminution significative du taux de réaction de la flamme (HRR est observée), correspondant à la zone 2. Cette zone provoque également une diminution du taux de dégagement de chaleur (courbe bleue) et de la vitesse de propagation du front de flamme. En parallèle, un intense transfert thermique pariétal peut être observé (courbe verte). Ce transfert thermique résulte de pertes enthalpiques provenant du front de flamme. Au delà d'un certain niveau de pertes thermiques, la vitesse de propagation du front de flamme est nulle et une extinction apparaît. L'instant de cette extinction est voisin du flux thermique pariétal maximal. Ce phénomène d'extinction est appelé *coincement pariétal*. La distance minimale entre le front de flamme et la paroi est alors appelée *distance de coincement* (notée  $z_Q$ ). Le flux thermique pariétal au coincement est noté  $\dot{q}_Q$ .

**Nombre de Péclet de coincement** La distance de coincement est souvent présentée sous forme d'un nombre de Péclet [95, 192, 249, 250, 258],  $Pe_Q$ , défini comme

$$Pe_Q = \frac{z_Q}{\delta} \quad (1.1)$$

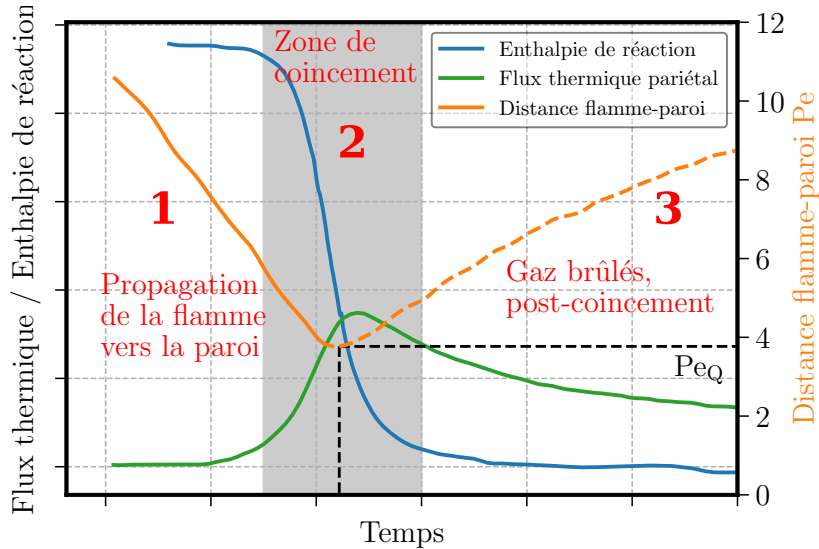


FIGURE 1.5 – Exemple numérique de propagation d'une flamme vers une paroi. La flamme est repérée par une isotherme correspondant à  $0,9T_{ad}$ . La distance entre cette isotherme et la paroi (courbe orange, axe de droite), la puissance de flamme (courbe bleue) et le flux thermique pariétal (courbe verte) sont tracés au cours d'un processus de *coïncement pariétal*. La distance à la paroi est normalisée par l'épaisseur du front de flamme pour former un nombre de Péclet  $Pe$ . La phase 1 correspond à la propagation de la flamme vers la paroi, de façon adiabatique (pas de pertes thermiques pariétales). La phase 2 correspond à la zone de coïncement, où la flamme est au plus proche de la paroi. D'importants transferts thermiques pariétaux réduisent la puissance de flamme. La distance minimale de la flamme est la distance de coïncement. Après ce coïncement, le transfert thermique pariétal éloigne l'isotherme de la paroi (phase 3). Figure extraite de [180, 249]

où  $\delta$  est l'épaisseur du front de flamme. Deux approches sont possibles pour définir cette épaisseur de flamme. En se basant sur la diffusion thermique, une épaisseur de flamme diffusive  $\delta_d$  peut être définie telle que [250]

$$\delta_d = \frac{\lambda_{GF}}{\rho_{GF} c_{p_{GF}} S_L^0}, \quad (1.2)$$

avec  $\lambda_{GF}$ ,  $\rho_{GF}$  et  $c_{p_{GF}}$  la conductivité thermique, la masse volumique et la capacité thermique massique des gaz frais, et  $S_L^0$  la vitesse de flamme laminaire, adiabatique et non étirée. Cette approche est privilégiée dans la littérature. La seconde approche pour définir l'épaisseur du front de flamme est de se baser sur le profil de température des gaz. Cette épaisseur thermique du front de flamme  $\delta_{th}$  est définie comme [95]

$$\delta_{th} = \frac{T_{ad} - T_{GF}}{\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{\max}}. \quad (1.3)$$

$T_{ad}$  est la température adiabatique de flamme,  $T_{GF}$  la température des gaz frais, et  $\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{\max}$  le gradient maximal de température à la traversée du front de flamme.

L'écart sur l'épaisseur du front de flamme entre ces deux définitions atteint un facteur 8 pour une flamme stœchiométrique méthane/air à 300 K [95]. La définition du nombre de Péclet au coïncement permet de comparer la distance de coïncement pour différents carburants et différentes richesses. Il apparaît que, à l'exception de l'hydrogène, ce nombre de Péclet est peu dépendant du carburant et de la richesse du prémélange. Les valeurs typiques de Péclet sont dépendantes de la configuration géométrique du coïncement (voir la section 1.2.2).

**Flux thermique pariétal** Lorsqu'une flamme laminaire se trouve à proximité de la paroi, un modèle mono-dimensionnel permet d'approximer le transfert thermique pariétal  $\dot{q}_Q$ . Le front de flamme, siège du taux de dégagement de chaleur, est séparé de la paroi par une épaisseur de gaz

frais  $z_Q$ . En considérant un modèle de conduction thermique monodimensionnel, le flux thermique pariétal au coincement peut s'exprimer par

$$\dot{q}_Q \approx \lambda \frac{T_{ad} - Tw}{z_Q}, \quad (1.4)$$

où  $Tw$  est la température de paroi. Ce flux est maximal quand la distance flamme - paroi est minimale.

De façon similaire à la distance de coincement, ce flux thermique peut être normalisé par la puissance de flamme pour conduire à une expression normalisée du flux thermique pariétal [135, 249]

$$\dot{Q}_Q = \frac{\dot{q}_Q}{\rho_{GF} Y_{Fuel} S_L^0 \Delta H}. \quad (1.5)$$

$S_L^0$  est la vitesse de flamme laminaire,  $Y_{Fuel}$  la fraction massique de carburant et  $\Delta H$  est l'enthalpie de réaction de combustion. Pour une combustion pauvre,  $Y_{Fuel} \Delta H = c_{p_{GF}} (T_{ad} - T_{GF})$ .

Pour une flamme pauvre laminaire, il vient ainsi la relation entre la distance de coincement et le flux thermique de coincement [249]

$$\dot{Q}_Q = \frac{T_{ad} - Tw}{T_{ad} - T_{GF}} \frac{1}{Pe_Q}. \quad (1.6)$$

Le flux thermique pariétal est d'autant plus important que le coincement se produit proche de la paroi.

## 1.2.2 Deux configurations canoniques de coincement pariétal

Pour des flammes de prémélange laminaire, deux types d'interactions sont traditionnellement reportés dans la littérature. Ce classement dépend de l'angle entre la direction de propagation du front de flamme et la normale à la paroi.

- Si la direction de propagation du front de flamme est normale à la paroi (les vecteurs normaux à la paroi et au front de flamme sont colinéaires), on parlera de coincement frontal (*Head-On Quenching*, HOQ). Cette configuration est illustrée sur la figure 1.6 de gauche.
- Si la direction de propagation du front de flamme est orthogonale à la paroi, on parlera de coincement latéral (*Side-Wall Quenching*, SWQ). Cette configuration est illustrée sur la figure 1.6 de droite.

### 1.2.2.1 Le coincement frontal HOQ

Le coincement frontal est par nature un phénomène transitoire qui se développe pour des écoulements prémélangés. Le coincement d'un front de flamme laminaire intervient en trois phases successives (approche de flamme, zone de coincement, zone de post-coincement). Ces phases ont déjà été décrites sur un cas générique laminaire (figure 1.5). Pour une flamme turbulente, l'influence de la paroi se fait sentir à des distances à la paroi supérieures par rapport à un cas de combustion laminaire. L'augmentation du flux thermique et la diminution de la vitesse de consommation des gaz frais est plus progressive. De plus, il apparaît une zone au voisinage de la paroi qui modifie la structure de flamme tout en réduisant le taux de dégagement de chaleur. Poinot et al. [249] nomment cette zone "zone d'influence". Son épaisseur est de l'ordre de huit fois l'épaisseur diffusive du front de flamme,  $\delta_d$ . L'influence de la paroi croît jusqu'à atteindre un niveau de pertes enthalpiques (flux thermique pariétal) suffisant pour déclencher un coincement.

A l'exception de flammes hydrogène/air, le nombre de Péclet de coincement  $Pe_Q$  est voisin de  $Pe_Q = 3,5 \pm 1$  [95] (normalisé par  $\delta_d$ ) et est peu dépendant de la composition du carburant. En revanche, l'augmentation de la pression [95, 156, 314] ou de la température de paroi [156, 209, 280, 334] conduisent à une réduction de  $Pe_Q$  (réduction de la distance flamme - paroi). De même,

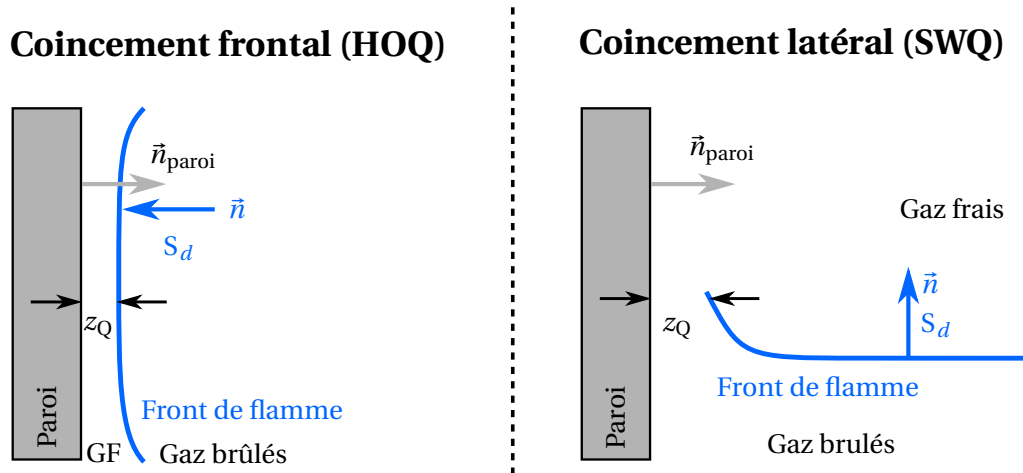


FIGURE 1.6 – Configurations canoniques d'interaction flamme-paroi : coincement frontal (HOQ) (schéma de gauche) et coincement latéral (SWQ) (schéma de droite). La ligne bleue représente le front de flamme. La distance minimale entre le front de flamme et la paroi est notée  $z_Q$ . Cette distance est souvent mentionnée sous le terme de distance de coincement.  $S_d$  représente la vitesse de déplacement du front de flamme, tracée suivant sa normale  $\vec{n}$ . GF : gaz frais.

l'élongation du front de flamme (*strain rate*) a pour effet de diminuer  $Pe_Q$ . Ceci s'explique par le fait que l'écoulement a tendance à repousser la flamme vers la paroi [209]. L'effet de l'étirement sur la distance de coincement est cependant moins prononcé lorsque la température de paroi est importante. À l'inverse, la dilution des gaz frais se traduit par une augmentation de la distance de coincement, du fait d'une diminution de la vitesse de consommation des gaz frais [156]. Enfin, il est à noter que pour le méthane, l'effet de la turbulence sur la distance de coincement se traduit par une distribution de distance de coincement centrée autour de la valeur observée pour le cas de flammes laminaires. Des événements ponctuels, induits par la dynamique de l'écoulement, peuvent produire des extinctions plus proche de la paroi. Une diminution de la distance flamme-paroi se traduit par une augmentation locale du flux pariétal, conduisant à l'apparition de points chauds à la paroi [258]. Le flux thermique pariétal normalisé  $\dot{Q}_Q$  est de l'ordre de 0,3 pour le méthane [95].

### 1.2.2.2 Le coincement latéral SWQ

La seconde catégorie de coincement peut intervenir soit de façon transitoire, tel qu'observé par Boust et al. [44] sur une flamme en expansion sphérique venant impacter un objet, soit de façon stationnaire [95]. Ce type d'interaction est notamment rencontré lors de l'interaction d'une flamme en V laminaire sur une paroi [151, 304]. À la différence du coincement frontal, le coincement latéral (SWQ) n'intervient que sur une partie de la flamme à proximité de la paroi. La topologie du front de flamme situé à une distance importante de la paroi n'est pas perturbée par cette dernière.

Proche de la paroi, la succession des mécanismes d'extinction déjà décrits précédemment se répète. Sous l'action des transferts thermiques pariétaux, la vitesse de consommation de gaz frais diminue. Cette diminution locale induit une courbure du front de flamme au voisinage de la paroi (figure 1.6 droite). Le coincement latéral est donc par nature un problème bidimensionnel [95].

Pour ce type de configuration, on observe expérimentalement une distance de coincement voisine de  $Pe_Q = 6-7$  [95, 135, 151, 181], et un flux thermique normalisé de  $\dot{Q}_Q = 0,15-0,2$  [95, 135, 181] pour une température de paroi égale à la température des gaz frais de 300 K. Le flux thermique pariétal est inférieur à celui attendu pour un coincement frontal, en lien avec les distances de coincement supérieures observées. Les mêmes dépendances à la composition du mélange, à la température de paroi, ... sont observées pour la configuration SWQ et pour la configuration HOQ.

### 1.2.3 Structure de flamme au coincement

On appelle "couche de coincement" (*quenching layer* [150, 213]) la zone comprise entre la paroi et la flamme au moment de son coincement. La couche de coincement correspond donc à la zone  $z < z_Q$ . La composition chimique, les mécanismes réactionnels et le transport des espèces dans la couche de coincement sont le sujet de recherches actuelles. Proche de la paroi, des intermédiaires de réaction sont présents. Ces espèces réagissent suivant un mécanisme basse température pour former des espèces oxydées. Ces réactions de recombinaison radicalaire se caractérisent par une faible température d'activation et sont majoritairement exothermiques [128]. Cela signifie qu'un taux de dégagement de chaleur demeure dans la couche de coincement. Ce taux de dégagement de chaleur participe au flux thermique pariétal, et donc à l'élévation locale de la température de paroi.

D'autre part, la paroi peut agir comme une source ou un puits de radicaux. La paroi peut ainsi significativement influencer la cinétique du radical OH dans l'épaisseur de coincement [175]. Or ce radical intervient dans l'oxydation du CO. La température et le matériau de la paroi influencent la nature de cette activité chimique pariétale. La présence de ces radicaux peut modifier la cinétique de la flamme, et influencer la distance de coincement. On se réfèrera aux travaux de Kim et al. [175] et Saiki et al. [263] qui mesurent des distances de coincement pour plusieurs matériaux de paroi et températures de paroi. Pour de l'acier inoxydable, la paroi peut être considérée chimiquement inerte pour des températures de paroi inférieures à 670 K [175].

Proche de la paroi, un épaississement du front de flamme est observé [128]. Proche de la paroi, la vitesse de consommation des gaz frais diminue. Cela signifie que le temps caractéristique de la cinétique chimique augmente et s'accompagne en parallèle d'une diminution de l'intensité de turbulence de l'écoulement en proche-paroi (présence d'une couche limite, augmentation de la température des gaz qui induit une augmentation de sa viscosité). Cette diminution de l'intensité de turbulence peut aller jusqu'à une relaminarisation partielle et locale de l'écoulement [128, 183, 257]. La réduction de l'échelle spatiale de la turbulence d'une part et l'augmentation du temps caractéristique de la combustion d'autre part, se traduisent par une influence accrue de la turbulence sur la structure du front de flamme. Un changement de régime de combustion local semble intervenir [95, 128], c'est-à-dire passant d'une combustion de type flammelettes plissées (flamme mince) vers un régime de flammelettes ondulées (*corrugated flamelets*) (flamme épaissie) [245]. Les réactions de recombinaison radicalaire observées dans l'épaisseur de coincement sont à observer dans la perspective de ce régime de combustion de flamme épaissie et distribuée.

## 1.3 Efficacité de refroidissement et aérothermie

Le fondement de l'emploi d'un film d'air pariétal consiste à assurer une protection thermique efficace de la paroi de la chambre de combustion. Cette protection thermique est à mettre en œuvre dans la zone primaire de la chambre de combustion, où l'impact de la flamme est important, mais également dans la zone de combustion secondaire. Une approche simplificatrice de l'étude de la FCAI consiste à ne pas considérer la chimie de la réaction de combustion, et à se concentrer sur la nature aérothermique de l'interaction (cadre vert sur la figure 1.4). Deux informations principales sont recherchées par ces études : (i) l'efficacité de refroidissement produite par le système de refroidissement, et (ii) la nature et le taux de mélange entre l'écoulement de gaz brûlés (chauds) et le film d'air de protection (froid). Ces deux effets sont fortement corrélés car l'efficacité de refroidissement est dépendante de la température locale des gaz en proche-paroi.

L'efficacité de refroidissement est définie comme [40, 332]

$$\eta = \frac{T_{\text{main}} - T_{\text{wall}}}{T_{\text{main}} - T_{\text{film}}}, \quad (1.7)$$

où  $T_{\text{main}}$  est la température de l'écoulement principal,  $T_{\text{wall}}$  est la température de la paroi et  $T_{\text{film}}$  est la température du film d'air. Quand la température de paroi est égale à la température de



l'écoulement principal,  $\eta = 0$ , ce qui signifie l'absence de refroidissement de la paroi. À l'inverse, quand la température de paroi est intégralement pilotée par le film de refroidissement  $T_{\text{wall}} = T_{\text{film}}$  et l'efficacité de refroidissement est maximale ( $\eta = 1$ ).

Le second paramètre de contrôle est le taux de soufflage (*blowing ratio*), noté  $M$ . Ce paramètre compare le flux de masse de l'écoulement de refroidissement avec celui de l'écoulement principal [40, 161]

$$M = \frac{\rho_f u_f}{\rho_p u_p}, \quad (1.8)$$

où  $\rho_f$  ( $\rho_p$ ) et  $u_f$  ( $u_p$ ) représentent la masse volumique et la vitesse débitante du film d'air (de l'écoulement principal).

La métrologie mise en œuvre pour l'estimation expérimentale de l'efficacité de refroidissement est abordée dans les sections 3.1.5 et 4.1. Sont présentés dans les deux sections suivantes des exemples d'études d'aérothermie centrées sur l'efficacité de refroidissement de paroi, d'un point de vue académique sur des géométries simples puis sur des géométries appliquées de parois multi-perforées.

### 1.3.1 Des configurations académiques

Le premier niveau d'étude consiste en une interaction entre un écoulement d'air chaud et écoulement débouchant sur la paroi par un simple trou. Ce type d'étude permet de quantifier l'efficacité de refroidissement offerte par une géométrie donnée.

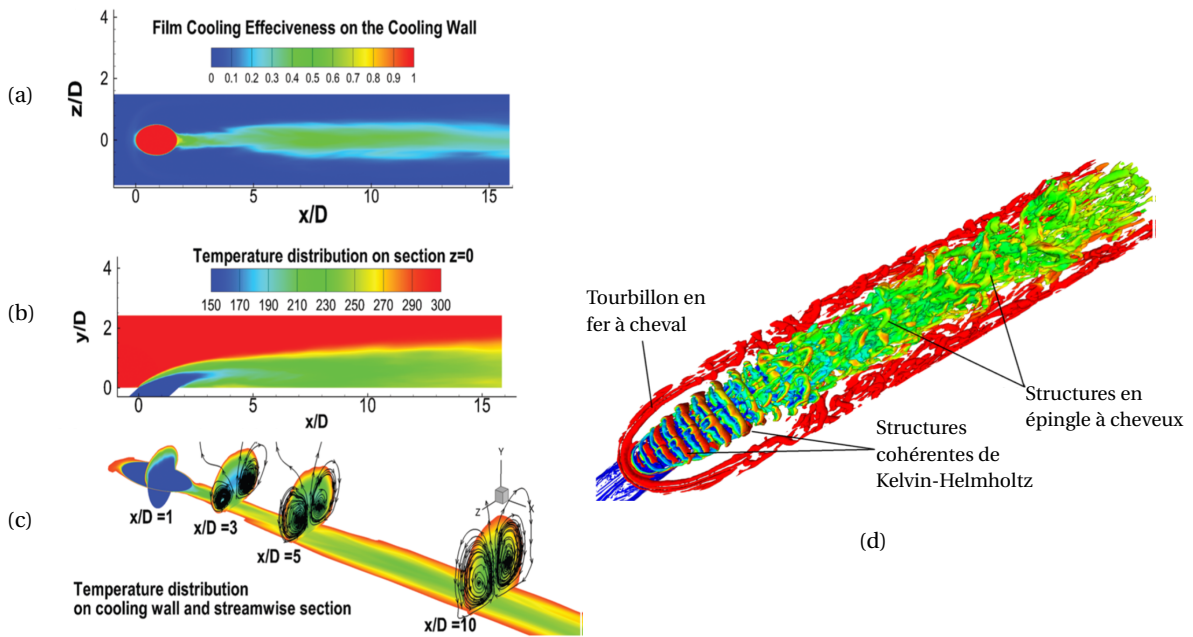


FIGURE 1.7 – Simulation numérique LES d'un jet de refroidissement incliné débouchant sur un écoulement chaud (*jet-in cross flow*). (a) Efficacité de refroidissement de la paroi  $\eta$  (équation 1.7) refroidie par un unique jet d'air froid, (b) température des gaz sur un plan normal à la paroi passant par le centre du trou ( $z/D = 0$ ), (c) Température de paroi (couleur plane) et champ de vorticités en aval du trou. (d) Structures de l'écoulement au débouché du jet colorées par la température des gaz. L'écoulement va de la gauche vers la droite. Le facteur de soufflage vaut 1. L'injection de l'air de refroidissement se fait au moyen d'un canal circulaire incliné à  $35^\circ$ . Figures extraites de [161].

Kalghatgi et al. [161] ont étudié numériquement l'aérodynamique et le refroidissement pariétal généré lors de l'interaction entre un écoulement principal horizontal et un jet de refroidissement incliné (*jet-in crossflow*). Ce jet d'air est produit via un canal circulaire formant un angle de  $35^\circ$  avec la paroi d'étude. Le jet d'air est à une température initiale de 150K, tandis que l'écoulement principal est à la température de 300 K. Le taux de soufflage (équation 1.8) vaut 1. L'efficacité

de refroidissement de la paroi d'étude offerte dans cette configuration géométrique est présentée sur la figure 1.7a. L'efficacité maximale d'un tel système ne dépasse pas 40 %. Une zone d'établissement où le refroidissement est limité semble apparaître dès la sortie du jet ( $x/D < 5$ ). Plus en aval de l'écoulement, la zone d'influence de jet d'air augmente en largeur ( $z/D$ ) et l'efficacité de refroidissement augmente légèrement avant de décroître progressivement. Cela suggère la présence de phénomènes de mélange importants entre le jet et l'écoulement principal dès la section de sortie du canal. Ce mélange est également visible par une rapide augmentation de la température des gaz en aval du jet par rapport à la température en sortie du jet (figure 1.7b). Ce champ de température permet d'obtenir un décollement du jet à sa sortie, dû à son impulsion par rapport à l'écoulement principal. Une analyse plus détaillée de l'écoulement permet d'identifier des structures tourbillonnaires contra rotatives aspirant les gaz chauds loin de la paroi pour les diriger vers la paroi (figures 1.7c-d). Ces structures participent au mélange entre les gaz chauds et les gaz frais, et sont responsables de la réduction progressive de l'efficacité de refroidissement. L'analyse résolue spatialement et temporellement de champ de vitesse issus d'un unique jet permet d'identifier les mécanismes de mélange. Ces configurations simplifiées permettent ainsi d'identifier la présence de vortex en fer à cheval de part et d'autre du jet, ou encore l'apparition de structures cohérentes de Kelvin-Helmholtz. Il apparaît d'autre part que des structures tourbillonnaires trouvent leur origine dans le canal d'injection du jet d'air [224, 333]. L'ensemble de ces structures interagissent ensuite et participent au mélange du gaz frais, et donc à la réduction progressive de l'efficacité de refroidissement. De façon similaire, Schreivogel et al. [268] et Straußwald et al. [286] ont récemment mesuré la vitesse et la température des gaz pour deux configurations de jets inclinés interagissant avec un écoulement principal. Leurs travaux ont permis d'évaluer la performance de ces géométries, et d'estimer l'importance de l'intensité de mélange provoqué par la turbulence de l'écoulement principal.

L'identification de l'origine de ces mécanismes de mélange permet de proposer des géométries de canal et de trou de déflexion optimisées [311, 332]. On citera les travaux de Bogard et al. [40] qui synthétisent un ensemble de géométries de canal et l'effet de paramètres expérimentaux sur l'efficacité de refroidissement et la longueur de maintien du jet d'air le long de la paroi.

Ces configurations académiques permettent d'évaluer la performance de refroidissement d'une géométrie de trou. Si elles procurent des informations nécessaires à la compréhension des mécanismes de mélange, elles sont cependant peu réalistes au regard des géométries employées industriellement. Ces configurations simplifiées servent de base au développement et à l'optimisation de plaques multi-perforées [205]. En parallèle de ces géométries simplifiées, les performances de refroidissement de parois multi-perforées sont également étudiées.

### 1.3.2 Et des géométries appliquées

La disposition des perçages sur une paroi multi-perforée induit une nécessité d'estimer l'efficacité de refroidissement suivant les deux dimensions de la paroi à isoler. Cela rend la mesure des mécanismes de mélanges plus difficiles d'un point de vue expérimental.

Plusieurs bancs d'essais expérimentaux ont été proposés dans la littérature pour étudier les performances thermiques d'une paroi multi-perforée [21, 129, 141, 147, 198, 228, 271, 309, 320]. Bizzari [38] propose une revue des principaux bancs d'essais et simulations s'intéressant à l'efficacité de refroidissement offerte par des parois multi-perforées. Plusieurs niveaux de complexité de bancs sont utilisés.

Andreini et al. [21] ont étudié les performances en matière d'efficacité de refroidissement d'un ensemble de sept plaques multi-perforées présentant des caractéristiques géométriques différentes (diamètre des trous, orientation, disposition). Le banc d'essai proposé permet d'étudier l'interaction entre un écoulement d'air préchauffé présentant un profil de vitesse uniforme. Andreini et al. ont montré que les caractéristiques géométriques de la plaque multi-perforée présentant les meilleures performances de refroidissement dépendent du taux de soufflage et du niveau de turbulence de l'écoulement principal. Un exemple d'efficacité de refroidissement  $\eta$  pour un taux de soufflage de 3 est représenté sur la figure 1.8a. L'inhomogénéité spatiale sur l'efficacité de

refroidissement offerte par la paroi multi-perforée est visible (trace des jets de refroidissement). Le refroidissement n'est pas garanti pour les premières rangées de trous. Ces systèmes de plaques perforées nécessitent une longueur d'établissement où la masse du fluide de refroidissement s'accumule pour former une couche protectrice suffisante. L'établissement d'un film d'air est schématisé sur la figure 1.8b où trois zones sont identifiables [188]. Dans les premières rangées de trous, l'écoulement est fortement dépendant du taux de soufflage et des caractéristiques de l'écoulement amont. Après 5 à 10 rangées de trous, un film d'air homogène s'établit avec cependant une épaisseur faible. Dans cette zone, l'écoulement principal est susceptible de briser le film d'air et d'entraîner l'apparition d'un point chaud à la paroi. Enfin, en aval, l'épaisseur du film (*i.e.* la masse accumulée) devient suffisante pour protéger thermiquement la paroi et donc obtenir une grande efficacité de refroidissement.

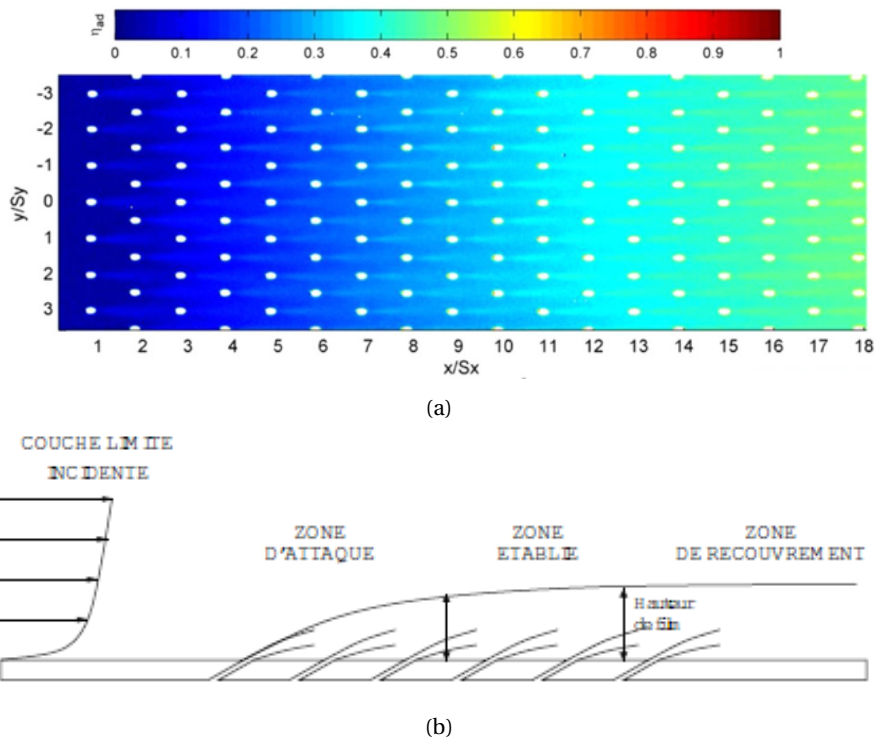


FIGURE 1.8 – (a) Efficacité de refroidissement  $\eta$  pour une paroi multi-perforée. Le taux de soufflage vaut 3 et le niveau de turbulence de l'écoulement principal 17%. L'écoulement va de la gauche vers la droite. L'établissement progressif du film d'air conduisant à une augmentation progressive de l'efficacité de refroidissement est visible. Figure extraite de [21]. (b) Représentation schématique de l'établissement progressif du film d'air de refroidissement par accumulation de masse. Figure extraite de [188].

L'écoulement principal monodirectionnel permet de caractériser le développement du film d'air d'une géométrie donnée de paroi multi-perforée. L'interaction entre le film de refroidissement et l'écoulement principal reste cependant limitée et peu réaliste au regard de la topologie des écoulements d'une chambre de combustion. Dans ces dernières, l'écoulement d'air chaud est souvent injecté avec un mouvement de swirl. Ainsi, le profil de vitesse n'est pas monodirectionnel, mais présente au contraire une composante tangentielle importante. Cette composante tangentielle de la vitesse est de nature à modifier l'interaction avec le film d'air de refroidissement (couche de cisaillement orientée différemment, mélange important, impact du jet sur la paroi, ...). En complément des caractérisations précédentes, les bancs d'aérothermie les plus récents cherchent à reproduire les caractéristiques swirlées réalistes pour l'écoulement d'air dans la chambre [19, 155, 317, 318]

Ji et al. [155] proposent ainsi un banc expérimental permettant d'étudier l'interaction entre un écoulement d'air préchauffé swirlé et un film d'air pariétal généré par une paroi multi-perforée. Trois angles d'inclinaison des trous sont étudiés,  $30^\circ$  (orientés vers l'avant),  $90^\circ$  (trous normaux à

la paroi) et  $150^\circ$  (trous orientés vers l'arrière). Trois niveaux de débit d'air de refroidissement sont étudiés. La caractérisation de l'écoulement principal swirlé est représentée sur la figure 1.9a. Trois zones sont discernables : une zone de recirculation (CRZ), localisée au niveau du fond de chambre et de la section initiale de la paroi multi-perforée, une zone de développement (DZ) où l'écoulement est principalement orienté parallèlement à la paroi, et entre les deux, une zone d'impact (IZ) où l'écoulement est swirlé (fort cisaillement transverse) et orienté avec un angle d'impact vers la paroi. C'est dans cette dernière zone que les contraintes thermiques sur la paroi sont les plus intenses. Les figures 1.9b-c présentent l'efficacité de refroidissement pour les trois parois multi-perforées ( $30^\circ$  à gauche,  $90^\circ$  au centre et  $150^\circ$  à droite) et pour deux pressions d'injection de l'écoulement principal, respectivement  $\Delta P_e = 0,5\%$  et  $\Delta P_e = 2\%$  (différence de pression au niveau de la vrille d'air du système d'injection). La différence de pression à travers la paroi multiperforée est constante dans les deux cas à  $4\%$ .

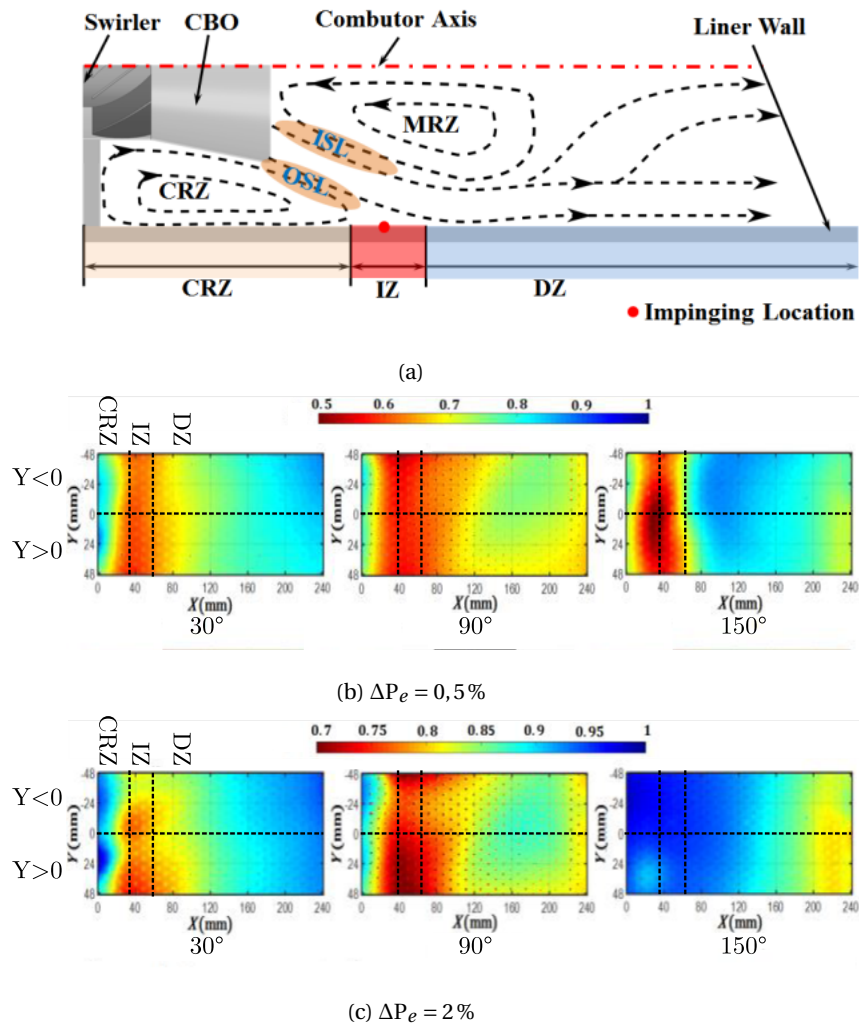


FIGURE 1.9 – Efficacité de refroidissement de trois parois multi-perforée dans un écoulement swirlé. (a) Écoulement swirlé typique. CRZ correspond à une zone de recirculation en fond de chambre, IZ à la zone d'impact de l'écoulement d'air sur la paroi et DZ à une zone de développement de l'écoulement dirigé parallèlement à la paroi. (b) Efficacité de refroidissement  $\eta$  pour trois parois multiperforées pour une pression différentielle d'injection d'air principal de  $\Delta P_e = 0,5\%$ . (c) Efficacité de refroidissement  $\eta$  pour trois parois multiperforées pour une pression différentielle d'injection d'air principal de  $\Delta P_e = 2\%$ . L'angle des perforations de la paroi de gauche est de  $30^\circ$ ,  $90^\circ$  pour celle du milieu et  $150^\circ$  pour celle de droite. Figures extraites de [155].

Deux faits principaux peuvent être extraits des mesures. Le premier est la forte dépendance spatiale de l'efficacité de refroidissement. Ceci est observable pour l'ensemble des cas présentés. L'efficacité est minimale dans la zone d'impact du jet principal (IZ), où le cisaillement du film d'air

par l'écoulement principal est important. La réduction de l'efficacité de refroidissement suggère une pénétration des gaz chauds proche de la paroi. Cette pénétration des gaz chauds peut s'expliquer par un important mélange des gaz chauds avec l'air de refroidissement, et avec un amincissement de la couche d'air de refroidissement le long de la paroi. Un effet transversal important (suivant  $Y$ ) est également notable, principalement pour le débit principal le plus fort (figure 1.9c). L'efficacité est inférieure pour  $Y > 0$  mm par rapport à  $Y < 0$  mm. Cette dissymétrie est relative au swirl de l'écoulement, qui crée une accumulation de l'air de refroidissement pour  $Y < 0$  mm au détriment de  $Y > 0$  mm. Enfin, ces mesures permettent de comparer les performances relatives des différentes géométries de plaques multi-perforées. Il apparaît ainsi que les trous orientés en arrière ( $150^\circ$ ) permettent de protéger efficacement la paroi dans la zone d'impact (IZ) et immédiatement en aval, mais peut présenter des performances inférieures dans la zone CRZ si le débit d'air principal est insuffisant. Cela entraîne d'importants gradients thermiques à la paroi, et donc des contraintes thermique et mécanique de la paroi importantes. D'autre part, cette configuration entraîne une réduction des performances de refroidissement en aval de la zone DZ ( $X > 180$  mm).

Avec l'exemple des mesures proposées par Ji et al. [155], il apparaît que les performances de refroidissement sont très dépendantes de la géométrie de la paroi multi-perforée (angle, disposition des trous, ...) et fortement dépendantes des caractéristiques cinématiques de l'écoulement local. D'importants phénomènes de mélange entre l'air de refroidissement et l'écoulement principal sont supposés, notamment dans la zone d'impact (IZ). Dans une chambre de combustion, cette zone où le mouvement de swirl est intense correspond également à la zone où le carburant est injecté. Les importants cisaillements provoqués par le swirl permettent d'atomiser le carburant liquide. Cela signifie que la combustion riche primaire intervient également dans cette zone. En complément de l'effet d'écoulement qui réduit les performances de refroidissement dans la zone IZ, la paroi doit supporter une charge thermique importante à cet emplacement spécifique. Enfin, l'important mélange entre l'écoulement principal et l'air de refroidissement dans cette zone IR induit une dilution localisée de la richesse des gaz frais. Des interactions fortes avec la chimie de la flamme sont alors attendues. L'étude aérothermique des performances de refroidissement d'un système apporte d'importants bénéfices, mais ne peut répondre qu'imparfaitement à la problématique de la compréhension du refroidissement pariétal en condition réactive.

## 1.4 L'interaction flamme - film d'air - paroi

Peu de travaux sont reportés dans la littérature concernant l'étude du refroidissement de paroi en présence d'écoulements réactifs [34, 121, 260]. Cette absence est d'autant plus marquante dans le cas d'un front de flamme interagissant directement avec le film d'air.

### 1.4.1 Classification des bancs d'essais expérimentaux

Dans leur étude de référence, Behrendt et al. [34] ont identifié trois niveaux de complexité de bancs d'essais autorisant l'étude des performances de refroidissement par film d'air dans une chambre de combustion.

- Le premier niveau concerne les installations à basse-pression, basse-température (*i.e.* où la différence de température entre le fluide de refroidissement et l'écoulement principal est inférieure à  $\approx 200$  K) et inertes. Suivant le classement des études illustré sur la figure 1.4, ces conditions rattachent ces bancs à ceux autorisant des études d'aérothermie. Plusieurs niveaux de réalisme et de complexité peuvent y être attachées, de l'interaction de type jet traversant (*jet-in crossflow*) aux études de refroidissement de parois multi-perforées en présence d'un écoulement swirlé. Ces études ont été présentées dans la section 1.3. Ces bancs d'essai permettent une étude de l'impact de la turbulence sur l'efficacité de refroidissement, et sont bien adaptés pour étudier le comportement de plusieurs technologies de refroidissement.

- Les bancs d'essai du second niveau de classification permettent d'étudier l'interaction entre des gaz brûlés et un film de refroidissement. Les gaz brûlés sont produits dans une chambre de combustion en amont de la section d'étude du banc d'essai. Ces bancs d'essais offrent des conditions réalistes quant à la température, la vitesse, le niveau de turbulence ou encore la composition des gaz. Du fait de la génération en amont des gaz chauds, le profil de température des gaz est homogène lors de leur interaction avec le film d'air, ce qui permet d'avoir des conditions aux limites de la paroi d'étude parfaitement établies. Ces études sont donc utiles pour valider des modèles de simulation numérique. Même si les gaz chauds sont des produits de réaction, ces derniers sont considérés chimiquement inertes et sont donc représentatifs de ceux existant en sortie d'une chambre de combustion aéronautique et sur le plan d'entrée des aubes de turbine. Le principal banc d'essai publié dans la littérature ouverte est celui proposé par Behrendt et al. [33, 34, 139]. Les installations plus anciennes développées par Meyers et al. [227] et Champion [71] appartiennent également à cette catégorie. Cette classification de banc d'essai peut également être rattachée à de l'aérothermie, de part le caractère inerte des gaz de combustion. Suivant les caractéristiques des gaz brûlés (et notamment leur température), il est envisageable d'étendre l'utilisation de ces bancs expérimentaux à la cinétique des réactions d'oxydation de CO dans les gaz brûlés au voisinage du film d'air, ainsi qu'à la formation des NOx (conditions représentatives de la zone secondaire d'une chambre de combustion).
- Le dernier groupe proposé par Behrendt et al. [34] regroupe les mesures réalisées sur une chambre de combustion aéronautique réelle, ou encore à des conditions similaires rencontrées dans les chambres de combustion industrielles. Pour cette catégorie de bancs expérimentaux, le film d'air de refroidissement pariétal interagit avec la flamme et avec les gaz brûlés. Ces bancs offrent la possibilité de tester des solutions de refroidissement en conditions opératoires réelles, et permettent de valider des concepts de refroidissement. En revanche, le fort niveau de complexité afférent à ce type d'installations rend complexe et onéreux leurs mises en œuvre, et d'autre part difficilement accessibles optiquement. Ce dernier point limite l'étendue des mesures à réaliser. Par exemple, Feist et al. [101] ont réalisé des mesures ponctuelles de température de paroi d'une chambre de combustion d'hélicoptère, où ils mettent en évidence une distribution de température de paroi inhomogène. De même, Ahmed et al. [10] étudient l'effet de l'espacement des trous d'une paroi multi-perforée sur l'efficacité de refroidissement d'une chambre de combustion en condition réactive. Ces bancs appartiennent naturellement au périmètre de l'interaction flamme - film d'air - paroi (figure 1.4).

À titre d'exemple, le banc proposé par Ahmed et al. [9, 10] appartient à ce dernière catégorie des bancs d'essai. Ahmed et al. [9] ont comparé l'efficacité de refroidissement de deux parois multi-perforées dans une chambre de combustion aéronautique, à la fois en condition réactive (flamme) et en condition non réactive. La comparaison de l'efficacité de refroidissement des deux parois en condition non réactive met en avant une amélioration de 9 à 25 % pour l'une des géométries. La même expérience en condition réactive réduit le gain d'efficacité de refroidissement offert d'un facteur trois. Ces auteurs pointent donc l'action de la flamme sur le film de refroidissement pariétal et concluent sur le besoin de compréhension des phénomènes d'interaction entre la flamme et le film d'air. Grâce à leurs mesures effectués avec une flamme swirlée, Ji et al. [154] montrent également que l'impact de ce type de flamme sur les parois de la chambre de combustion a tendance à supprimer le film d'air pariétal. Il en résulte une réduction locale significative de l'efficacité de refroidissement mais les mécanismes conduisant à la réduction locale du film d'air restent encore à étudier en détail.

Le besoin de compréhension des mécanismes d'interactions croisées entre la flamme, le film d'air pariétal et la paroi est ainsi mis en exergue. La complexité de ces interactions rend l'analyse de ces mécanismes dans des chambres de combustions complexe. Le développement de bancs expérimentaux plus fondamentaux dédiés à l'impact du film d'air sur la structure de flamme en proche-paroi est requise. De façon similaire au classement proposé par Behrendt et al. [34] pour

l'étude du refroidissement de paroi, il est possible de classer les bancs expérimentaux d'étude de l'interaction flamme - film d'air - paroi (FCAI) dans trois catégories.

- La première catégorie concerne des études académiques. Tant la flamme que le film d'air sont modélisés et simplifiés pour être étudiés dans une configuration stationnaire (*i.e.* une flamme laminaire interagissant avec un jet d'air) ou à la dynamique prévisible (une flamme oscillante, un jet pulsé, ...). Les conditions opératoires ne sont pas réalistes par rapport à celles d'une chambre de combustion aéronautique (pression atmosphérique et température ambiante). Cette classe de bancs expérimentaux possède un niveau de complexité intermédiaire, ce qui permet l'implantation de larges accès optiques et de métrologies optiques avancées. La stationnarité de l'écoulement permet alors une évaluation globale de l'impact du film d'air sur l'état thermo-chimique des espèces chimiques au niveau du front de flamme et dans les gaz brûlés. La topologie simplifiée de la flamme et la modélisation du film d'air restreignent l'étude de l'effet du film d'air sur la dynamique du front de flamme à des études fondamentales locales. On pourra par exemple chercher à étudier l'impact de l'ajout d'un film d'air sur une flamme laminaire dont le taux d'étirement est connu. Ces bancs d'essai sont par contre peu appropriés à l'étude de la composante *écoulement turbulent* sur le schéma des boucles de FCAI (figure 1.4). Le banc utilisé par Rivera et al. [258, 260] entre dans cette catégorie. Une flamme laminaire de prémélange impacte sur un cylindre métallique dans lequel un trou est percé pour injecter de l'air au niveau du point d'impact de la flamme.
- La seconde catégorie de bancs expérimentaux revient à ajouter de la turbulence dans les écoulements. La flamme reste modélisée et simplifiée par rapport à une configuration réaliste, pour s'approcher d'une géométrie statistiquement bidimensionnelle, ou dont l'aspect tri-dimensionnel est contrôlé. Ainsi, le système de génération du film d'air peut également être simplifié pour satisfaire la condition de bidimensionnalité. Le niveau modéré de complexité technologique permet de conserver de larges accès optiques et autorise l'analyse de la dynamique locale de l'interaction entre le front de flamme et le film d'air. Elle permet également de mesurer le changement de la structure de flamme par la présence ou non du film d'air (étirement du front de flamme, dilution partielle, ...). Ce type de configuration est particulièrement adapté pour des études cherchant à optimiser des paramètres géométriques d'un système de génération de film d'air en présence de flamme.
- La dernière catégorie est celle se rapprochant le plus de conditions dans une chambre aéronautique telles que la température, la pression, le taux de soufflage ou niveau de swirl. En raison de cette complexité les accès optiques peuvent être plus réduits ce qui restreint l'utilisation de métrologie optique. Les écoulements sont tri-dimensionnels et instationnaires, et donc rendent la décorrélation des phénomènes observés plus difficile. Les bancs utilisés par Ge et al. [113], Lange et al. [189], ou celui opéré par Greifenstein et al. [121–123] et Hermann et al. [137] entrent dans cette catégorie.

## 1.4.2 Verrous scientifiques

### 1.4.2.1 Concentration de CO et film d'air

Rivera et al. [260] ont étudié la concentration du CO dans les gaz brûlés, en aval d'une flamme laminaire propane - air à richesse unitaire. Cette flamme impacte sur un cylindre métallique thermostaté à  $\approx 310\text{K}$ . Un jet d'air (ou de  $\text{N}_2$ ) est injecté au niveau du point d'impact de la flamme sur le cylindre. Des mesures de température des gaz et de concentration en CO sont réalisées en deux positions en aval du point d'impact de la flamme, à 40 mm et 210 mm. Ces concentrations sont mesurées pour différents débits de jet. Quelque-soit le débit de jet considéré, les mesures proches du point d'impact de la flamme montrent une réduction de la concentration de CO en présence d'un jet de dilution. Pour la mesure du CO dans les gaz brûlés (210 mm), la dilution par  $\text{N}_2$  n'induit pas de modification de la concentration de CO, alors qu'une réduction est observée avec une

dilution à l'air. La dilution impose une réduction de la température des gaz brûlés, combinée avec une augmentation de la concentration de  $O_2$  se traduit alors par une diminution de la concentration de CO. Deux mécanismes physiques semblent alors entrer en compétition. D'une part, la réduction de la température inhibe l'oxydation du CO produit par le front de flamme. D'autre part l'augmentation de la concentration locale de  $O_2$  déplace l'équilibre chimique vers une oxydation accrue du CO. Le temps caractéristique de l'oxydation du CO étant plus grand que celui de la production (un ordre de grandeur), l'oxydation du CO dans les gaz brûlés est donc d'avantage sensible à la réduction de la température des gaz provenant de la dilution et/ou aux pertes thermiques de ceux-ci.

#### 1.4.2.2 Mélange local et dynamique de flamme

La mesure du taux de dilution local dans les gaz frais (*i.e.* la richesse locale) permettrait d'analyser les mécanismes de production de CO en comparant la concentration de CO mesurée dans les gaz brûlés avec la concentration du CO prédite à la richesse locale considérée. L'analyse de ces mesures permettrait d'identifier les mécanismes d'oxydation du CO dans les gaz brûlés, mais ne permettrait pas de comprendre la nature de l'influence de l'air du film sur la cinétique de production du CO, ainsi que l'effet de la dynamique de la flamme sur cette production. En effet, l'ajout d'air froid non seulement diminue la richesse locale (diminution de la concentration de CO), mais induit également une perte thermique au niveau du front de flamme, susceptible de modifier la production du CO.

De même, l'impact du taux de dilution sur l'interaction flamme - film d'air - paroi peut entraîner des variations notables de certains processus, le but étant de comparer une interaction flamme - film d'air - paroi avec une interaction flamme-paroi. Pour illustration, Palulli et al. [241] ont conduit une simulation DNS d'une flamme en deux branches (type flamme en V) prémélangée turbulente méthane - air. Une branche interagit alors avec une paroi isotherme à la température des gaz frais (800 K) alors que l'autre branche interagit avec un film d'air généré par une succession d'injections d'air le long de la paroi, simulant une paroi multi-perforée. Le taux de soufflage est égal à 1. Ce type de configuration de FCAI tend à se rapprocher d'un banc d'essai de deuxième catégorie selon le classement présenté dans la section 1.4.1. L'injection d'air le long de la paroi a pour effet d'augmenter la longueur de la flamme et une réduction progressive du taux de dégagement de chaleur révèle l'importance de phénomènes de mélange entre les gaz frais et l'air du film d'air. Ces zones à fort mélange coïncident avec des régions où la fraction massique de CO est faible. Ce mélange provoque une dilution, et donc une réduction locale de la richesse. D'autre part, à faible dilution, le surcroît de turbulence induit par le film d'air entraîne une augmentation des fluctuations du taux de dégagement de chaleur. Passé un certain seuil de dilution, le régime d'interaction - flamme turbulence est modifié et les fluctuations et plissements du front de flamme diminuent. L'importance du mélange est alors mise en avant. Cependant, les processus conduisant à ce mélange restent à étudier. Sachant que la modification de la dynamique du mélange et son impact sur la turbulence en proche-paroi et sur la protection thermique de la paroi doivent être également étudiés. Enfin, l'impact du taux de soufflage sur ce mélange est également un paramètre à évaluer. Un taux de soufflage plus faible pourrait entraîner une réduction de la dilution. Or, à faible dilution, une augmentation des battements de flamme est observée. D'autre part, à plus fort taux de soufflage, l'augmentation de la masse d'air injectée pourrait se traduire par une augmentation du gradient de température, modifiant les processus locaux de mélange.

Autre illustration indiquant le rôle de l'interaction flamme - film d'air - paroi, Greifenstein et al. [123] ont analysé le rôle du mélange local entre un film d'air généré par une paroi multi-perforée et une flamme swirlée pauvre (richesse 0,75) de gaz naturel - air. Les mesures sont réalisées dans un banc d'essai expérimental pressurisé de section carrée, appartenant au troisième groupe de classification (section 1.4.1). Seule la paroi inférieure est une paroi multi-perforée. Des mesures de concentration de OH (topologie du front de flamme et estimation de la position des gaz brûlés) et de mélange entre l'air provenant de la paroi multi-perforée et l'écoulement principal sont réalisées



pour plusieurs niveaux de swirl et taux de soufflage (1,7 et 3,5). La présence du film d'air est visible dans deux zones. D'une part, un mélange entre les gaz frais et l'air de refroidissement intervient dès la zone primaire de réaction. Le fort cisaillement extérieur de l'écoulement swirlé entraîne l'air de refroidissement pariétal, qui dilue de façon globale les gaz frais. D'autre part, l'influence de la flamme sur la hauteur des jets d'air issus de la paroi multi-perforée est analysée. Une compression du jet (réduction de la hauteur d'un jet d'air) par les gaz chauds (flamme, repérée par le gradient de concentration de OH ou gaz brûlés) [122] est observée. La topologie des jets d'air est fortement affectée par les gaz chauds et par le mouvement de swirl de l'écoulement. Cela conduit à identifier quatre régimes d'interaction :

- (i) la flamme n'est pas perturbée, ni diluée par l'air pariétal,
- (ii) une dilution des gaz frais conduit à une flamme localement appauvrie,
- (iii) un mélange de l'air avec les gaz brûlés
- (iv) un mélange de l'air pariétal avec des gaz frais conduit à un mélange dont la richesse est inférieure à la limite de flammabilité.

Les auteurs de l'étude pointent la complexité de l'identification de façon univoque de ces différents régimes de mélange, certains pouvant intervenir séquentiellement, le niveau de swirl de l'écoulement modifiant la répartition entre ces différents régimes de mélange. Les auteurs concluent quant à la dominance des processus de mélange de l'air pariétal avec les gaz brûlés et, dans une moindre mesure, de la dilution locale des gaz frais. Cette dilution des gaz frais provoque une intermittence de la flamme au plus proche de la paroi, entre les jets d'air. Le film d'air naissant entre les rangées de trous peut alors être rompu. Ce phénomène a également été observé par Lange et al. [189]. Ces événements ponctuels et intermittents d'interaction flamme-paroi conduisent à un important transfert thermique pariétal, et donc à une contrainte thermique locale de la paroi.

La complexité des topologies d'écoulement rencontrées adossé à l'intermittence des phénomènes et la difficulté à effectuer des mesures rend complexe l'analyse détaillée et quantitative de telles configurations expérimentales. Il est possible de constater la présence d'un mélange de l'air pariétal dans l'écoulement principal, mais les processus à petite échelle du mélange sont difficilement analysables quantitativement. D'autre part, la configuration étudiée par Greifenstein et al. [122, 123] correspond à l'interaction d'une flamme avec les jets d'air issus des premières rangées d'une paroi multi-perforée (zone d'attaque sur la figure 1.8b). L'importance du mélange et la compression des jets d'air par la flamme ne permettent pas d'établir un film d'air protecteur continu. La dynamique locale de la flamme avec un film d'air pariétal établi et continu reste donc à faire.

Suite à ce constat, la mise en évidence de la modification de la structure et de la topologie de la flamme par l'écoulement du film d'air requiert donc des éléments supplémentaires à obtenir. Pour cela, le développement d'un banc de combustion expérimental complémentaire à ceux existant est requis. Le niveau de complexité de ce nouveau banc d'étude doit posséder le même niveau de complexité que la configuration étudiée par Palulli et al. [241] dans leur simulation DNS. Ce banc doit donc appartenir à la deuxième catégorie dans la classification énoncée dans la section 1.4.1.

## 1.5 Cadre et objectifs de cette thèse

Le contexte industriel fait état de forts enjeux d'efficacité énergétique et de réduction des émissions polluantes. De plus, l'état de l'art sur les interactions flamme - film d'air - paroi fait ressortir un besoin de développer des moyens d'essais. Ces bancs d'essais doivent permettre d'avoir une compréhension détaillée des processus recensés ci-dessus. Cette thèse s'inscrit donc dans ce contexte. Les travaux présentés ci-après visent à initier des activités scientifiques axées sur la compréhension des phénomènes énergétiques en proche-paroi.

Ces études rentrent dans une thématique nouvelle au laboratoire, qui s'articule autour de deux axes principaux :

- I Un axe centré autour des problématiques de tenue mécanique des parois de chambre de combustion lorsqu'elles sont soumises à une charge thermique importante. Cet axe se poursuit autour de l'évaluation de l'efficacité des différentes stratégies de protection thermique des parois. Le développement des moyens d'essais et de la métrologie associée (thermométrie de luminophores, PT) s'inscrivent dans ce cadre.
- II Un axe centré autour des modifications des processus chimiques engendrés par la présence d'un film d'air de refroidissement. Ces modifications concernent la modification de la structure et la dynamique de la flamme lors de son interaction avec un film d'air. Elles concernent également les mécanismes de formation des polluants dans le film d'air (CO, NO<sub>x</sub>, voir section 1.1.4).

Les travaux de cette thèse visent alors à développer et mettre en place des outils expérimentaux, qu'il s'agisse du banc d'essai et des différentes techniques de mesure. Ils cherchent également à identifier les principaux facteurs macroscopiques pilotant les processus d'interaction flamme - film d'air - paroi. Quatre objectifs peuvent être répertoriés :

- #1 Développer un banc d'essai expérimental académique et modulaire permettant une modélisation des processus énergétiques proche-paroi, et en premier lieu desquels l'interaction flamme - paroi et l'interaction flamme - film d'air - paroi.
- #2 Implémenter des méthodes de mesures optiques couplées sur le banc d'essai permettant de sonder les principales variables de contrôle des processus proche-paroi.
- #3 Développer et caractériser une méthode de mesure de température de surface, la thermométrie de luminophores (PT), et l'implémenter sur le banc d'essai développé pour mesurer la température de la paroi dans la zone d'impact moyen de la flamme sur la paroi.
- #4 Étudier l'interaction flamme - film d'air - paroi, en identifiant les principaux phénomènes en jeu et les mécanismes pilotant cette interaction. Un accent sera mis sur la modification de la structure du front de flamme par le film d'air (étirement).

L'architecture du mémoire de thèse suit ces quatre objectifs. Chaque objectif est associé à un chapitre. Le chapitre 2 présente le banc d'essai expérimental conçu, développé, mis au point et utilisé au cours de cette thèse (objectif #1). Le chapitre 3 présente le principe, l'implémentation, les étapes de post-traitement ainsi que le couplage des diagnostics de mesure utilisés (objectif #2). Ces diagnostics sont la chimiluminescence OH\*, la fluorescence induite par laser planaire sur OH (PLIF-OH) et la vélocimétrie en condition réactive par imagerie de particules (PIV). L'objectif #3 de développement d'un outil de mesure de la température de paroi fait l'objet du chapitre 4. Ce chapitre présente le principe, l'implémentation, le post-traitement et la caractérisation de la thermométrie de luminophores. Pour cela, deux axes de développement sur ce diagnostic sont présentés. Enfin, une étude détaillée de l'interaction flamme - film d'air - paroi est présentée dans le chapitre 5 (objectif #4). Les observations expérimentales ont permis de proposer une hypothèse de contrôle de l'interaction suivant les propriétés cinématiques du film d'air.



## Chapitre 2

# Un banc d'essai pour observer les phénomènes proche-paroi

### Sommaire

---

<b>Introduction</b> . . . . .	<b>28</b>
<b>2.1 D'autres bancs expérimentaux présentés dans la littérature</b> . . . . .	<b>28</b>
<b>2.2 Objectifs et conception de l'installation CENTOR</b> . . . . .	<b>30</b>
<b>2.3 Description du banc</b> . . . . .	<b>30</b>
2.3.1 Description générale . . . . .	30
2.3.2 Le plénum . . . . .	32
2.3.3 Module de turbulence . . . . .	33
2.3.4 Module de visualisation . . . . .	34
2.3.5 Modules d'échappement . . . . .	35
2.3.6 Géométrie des parois d'études . . . . .	35
2.3.6.1 Paroi double peau métallique (CENTOR-P) . . . . .	36
2.3.6.2 Paroi double peau avec module de génération d'un film d'air pariétal (CENTOR-F) . . . . .	36
2.3.7 Schémas fluidiques . . . . .	38
2.3.7.1 Circuit d'air . . . . .	38
2.3.7.2 Circuit de carburant . . . . .	39
2.3.7.3 Circuit d'eau : refroidissement du banc . . . . .	39
2.3.7.4 Contrôle de la température des parois d'étude : circuit d'huile . . . . .	39
2.3.8 Instrumentation . . . . .	39
2.3.8.1 Capteurs de température . . . . .	39
2.3.8.2 Capteurs de pression . . . . .	39
<b>2.4 Contrôle - commande du banc</b> . . . . .	<b>40</b>
2.4.1 Interface Labview . . . . .	40
2.4.2 Commande des réchauffeurs . . . . .	40
2.4.3 Outils Python "Centor" . . . . .	41
<b>2.5 Études de performances du banc</b> . . . . .	<b>41</b>
2.5.1 Performances globales . . . . .	41
2.5.2 Topologie de flamme en V confinée . . . . .	41
2.5.3 Domaine de stabilité . . . . .	44
2.5.4 Estimation du domaine d'opérabilité par chimiluminescence OH* . . . . .	45
2.5.5 Définition des points de fonctionnement . . . . .	47
<b>2.6 Caractérisation des écoulements turbulents non réactifs</b> . . . . .	<b>47</b>
2.6.1 Mesure par PIV - CENTOR-F . . . . .	47
2.6.1.1 Dispositif expérimental . . . . .	47
2.6.1.2 Champs moyens et intensité de turbulence . . . . .	48

2.6.1.3	Profils de vitesse horizontaux	49
2.6.2	Mesure par ADL 1-C en couche limite	53
2.6.2.1	Dispositif expérimental	53
2.6.2.2	Profils de vitesse normaux à la paroi	54
2.6.2.3	Profil parallèle à la paroi	55
2.6.2.4	Comparaison ADL - PIV	56
<b>Conclusion</b>		<b>57</b>

## Introduction

Le premier objectif de ma thèse consiste à concevoir un banc d'essai expérimental académique et modulaire permettant de visualiser les processus proche-paroi (objectif #1). En particulier, ce banc d'étude est dévolu à l'étude de l'interaction flamme - film d'air - paroi (FCAI). Son positionnement scientifique doit permettre de réaliser des études académiques en cherchant à s'approcher de paramètres de dimensionnement représentatifs de conditions opératoires (banc de FCAI du groupe 2, voir section 1.4.1). Il doit également procurer de larges accès optiques pour implémenter de la métrologie optique avancée. Le banc doit en outre être en mesure de réaliser des mesures d'interaction flamme-paroi (FWI), mais également être en capacité d'être le support de mesures d'aérothermie (mesure de l'efficacité de refroidissement d'une paroi par un système de génération de film d'air). Comme évoqué au chapitre 1, ces deux thématiques sont en effet complémentaires à l'étude de la FCAI. Les deux objectifs de ce chapitre sont de présenter les principales caractéristiques du banc développé, le banc CENTOR (*Combustion test bench to observe near wall processes*), et de caractériser le fonctionnement de cette installation d'essai.

La section 2.1 présente deux exemples d'installations similaires dans leur géométrie au banc CENTOR. La section 2.2 présente ensuite le cahier des charges du banc CENTOR. Les sections 2.3 et 2.4 détaillent les composants et constituants du banc, ainsi que son contrôle et sa gestion. La caractérisation des gammes de stabilité et d'opérabilité du banc est ensuite proposée dans la section 2.5. Enfin, les écoulements turbulents non réactifs sont caractérisés dans la section 2.6.

### 2.1 D'autres bancs expérimentaux présentés dans la littérature

Pour l'étude de l'interaction flamme-paroi et de l'interaction flamme - film d'air - paroi, un banc permettant une interaction *continue* de la flamme avec la paroi ou le film d'air pariétal est requis. Dans ce type d'installation, une flamme stationnaire en moyenne stabilisée sur un accroche-flamme vient interagir avec la paroi d'étude. L'architecture de ce type de banc rapproche l'interaction flamme-paroi canonique à une interaction de type SWQ (coincement latéral, voir la section 1.2.2). Pour un écoulement prémélangé, ce type d'interaction est aisément généré par une flamme en forme de V, stabilisée par un barreau accroche-flamme placé dans l'écoulement des gaz frais, et dont une branche de la flamme vient interagir avec la paroi d'étude placée verticalement. Ce type d'architecture a été sélectionné pour concevoir le banc CENTOR.

Deux bancs principaux employant une flamme en V pour l'étude de l'interaction flamme paroi sont reportés dans la littérature.

Le premier banc est celui développé par le CETHIL [111, 251, 290, 291]. La configuration étudiée est celle d'une flamme en V libre méthane / air pauvre et prémélangée. Le niveau de turbulence de l'écoulement des gaz frais est compris entre 4 % et 8 % [304]. Une plaque d'étude en céramique est placée dans la veine d'air au dessus du barreau accroche-flamme, de sorte qu'une couche limite laminaire se développe le long de la paroi d'étude. Ce dispositif permet d'ajuster la position à partir de laquelle la couche limite tend à devenir turbulente [290]. Il est ainsi possible d'étudier plus directement l'interaction entre la flamme et la couche limite à différents niveaux de développement [304]. Le brûleur est ouvert (pas de présence de confinement ou de *co-flow*).

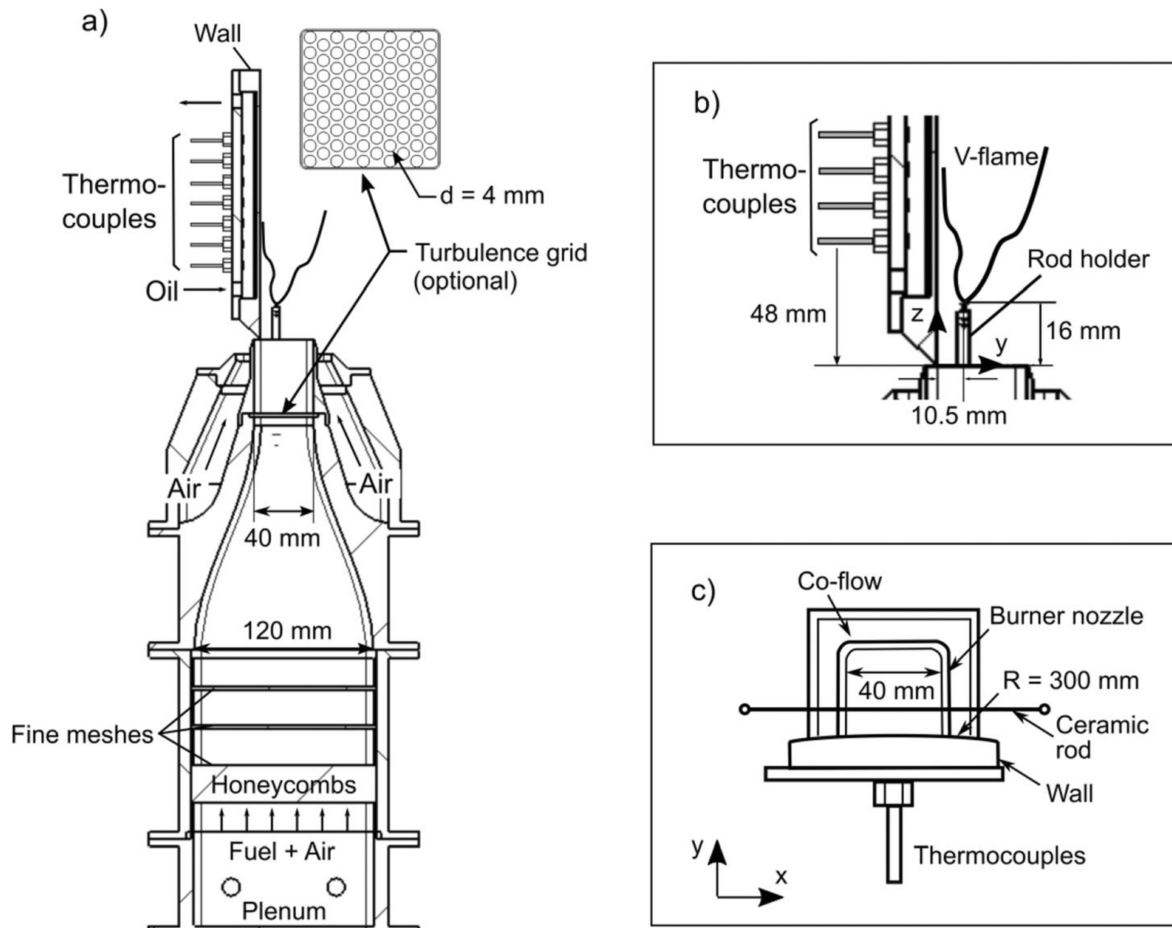


FIGURE 2.1 – Brûleur permettant l'interaction flamme-paroi installé à la TU Darmstadt. Figure reproduite de Kosaka et al. [183].

Le second banc est celui développé à TU Darmstadt, où se trouve l'installation la plus proche de la configuration étudiée au cours de cette thèse. La figure 2.1, extraite de [183], présente une vue schématique du brûleur d'interaction flamme-paroi développé par cette équipe de recherche. Le brûleur permet de générer une flamme en V prémélangée pauvre, laminaire ou turbulente. La flamme est accrochée sur un barreau en céramique de 1 mm de diamètre placé en aval d'une veine de gaz frais de section de sortie  $40 \times 40 \text{ mm}^2$  (air + méthane [151] ou diméthyléther, DME [181]). Une branche de la flamme vient interagir avec une paroi légèrement courbée (rayon de courbure 300 mm) dont le bord d'attaque est placé dans la veine d'air en amont du barreau, et qui est thermostatée par une circulation d'huile caloporteuse. La flamme n'est pas confinée mécaniquement, mais est isolée de l'extérieur et protégée par un écoulement d'air sec autour de l'écoulement prémélangé (*co-flow*). Le nombre de Reynolds de l'écoulement prémélangé est de l'ordre de  $Re = 5000$  [183] et les niveaux de turbulence sont de l'ordre de 6-7% [181, 183]. Ce banc est représenté sur la figure 2.1. Le coincement est de type latéral SWQ. Ce banc d'essai a notamment été utilisé dans de nombreuses études sur la FWI, tel que l'effet du matériau de la paroi [130], la production du CO proche-paroi [181, 327], la topologie de la flamme et de l'écoulement dans la zone d'interaction avec la paroi [151, 152, 326], et notamment son taux de plissement [150] le taux de dégagement de chaleur local [183], ou encore la concentration de plusieurs espèces chimiques en proche-paroi [41]. Ce banc a également été l'objet de nombreuses études numériques. On citera par exemple [112, 135, 136, 283, 334] pour les études les plus récentes.

Enfin, une évolution majeure du banc a été d'ajouter un module de confinement de la flamme en V. Ce module permet désormais d'étudier l'effet de la pression sur les mécanismes de FWI [159]. On ajoutera enfin qu'une configuration complémentaire permet de remplacer la flamme V par l'utilisation de systèmes d'injection plus complexes (présence d'une vrille d'air, écoulement swirlé),

et également la paroi d'étude par une paroi multi-perforée [121, 122, 137]. Cette configuration du banc permet d'étudier la FCAI et peut être classée dans la 3<sup>e</sup> catégorie (section 1.4.1).

## 2.2 Objectifs et conception de l'installation CENTOR

Le périmètre du banc d'étude a été précisé dans la section 1.5. Ce banc doit permettre de visualiser les processus énergétiques proche-paroi. Son positionnement le rend académique pour permettre des études fondamentales. Son objectif premier est de visualiser les processus d'interaction flamme - film d'air - paroi. Sa conception doit cependant lui permettre d'être le support d'études portant sur l'interaction flamme-paroi, et d'aérothermie (étude de refroidissement de paroi sans présence de flamme). En complément des points précédemment mentionnés, le banc d'essai doit satisfaire les contraintes suivantes :

1. Permettre la stabilisation de la flamme d'étude, à savoir une flamme pauvre en V prémélangée, se développant soit dans un écoulement laminaire, soit dans un écoulement dont la turbulence est caractérisée.
2. Maîtriser les conditions aux limites de la zone d'étude, pour garantir la reproductibilité des mesures et permettre de reproduire les cas d'étude par simulation numérique.
3. Permettre l'implémentation de diagnostics optiques avancés dans la zone d'étude proche-paroi.
4. Permettre une grande modularité de ses différents composants, et notamment de la paroi d'étude. Cette dernière doit être aisément remplacée et conçue de façon indépendante du banc. Enfin, la modularité du banc doit permettre la réutilisation d'éléments déjà existants provenant d'études antérieures.

Le contrôle des conditions aux limites et la volonté d'implémenter des diagnostics optiques ont orienté le choix vers la conception d'un module de confinement de l'écoulement d'étude qui soit optiquement accessible. Le banc est alors conçu comme une plateforme de mesure optiques dans laquelle la plaque d'étude est interchangeable. Le type d'étude souhaitée (FCAI, FWI, aérothermie) conditionne la paroi d'étude installée sur le banc. Dans le cadre de cette thèse, deux parois d'études sont développées.

- Une paroi pour la FWI. Cette paroi métallique peut être thermalisée, c'est-à-dire que sa température de corps est contrôlable. Elle est présentée dans la section 2.3.6.1. Le banc CENTOR équipé de cette paroi est appelé CENTOR-P.
- Une paroi pour la FCAI. Cette paroi est composée dans sa partie basse d'un module de production d'un film d'air pariétal, et dans sa partie supérieure d'une paroi métallique thermalisée. Sa description est l'objet de la section 2.3.6.2. Le banc CENTOR équipé de cette paroi est appelé CENTOR-F.

## 2.3 Description du banc

Les principaux constituants du banc CENTOR sont décrits dans cette section. Une présentation de l'organisation des constituants est d'abord proposée, avant de préciser le détail de ces éléments.

### 2.3.1 Description générale

La figure 2.2 présente une vue générale de l'installation CENTOR. Le périmètre de ce terme "installation" regroupe l'ensemble des systèmes permettant de produire la flamme d'étude. Il se subdivise en différents constituants

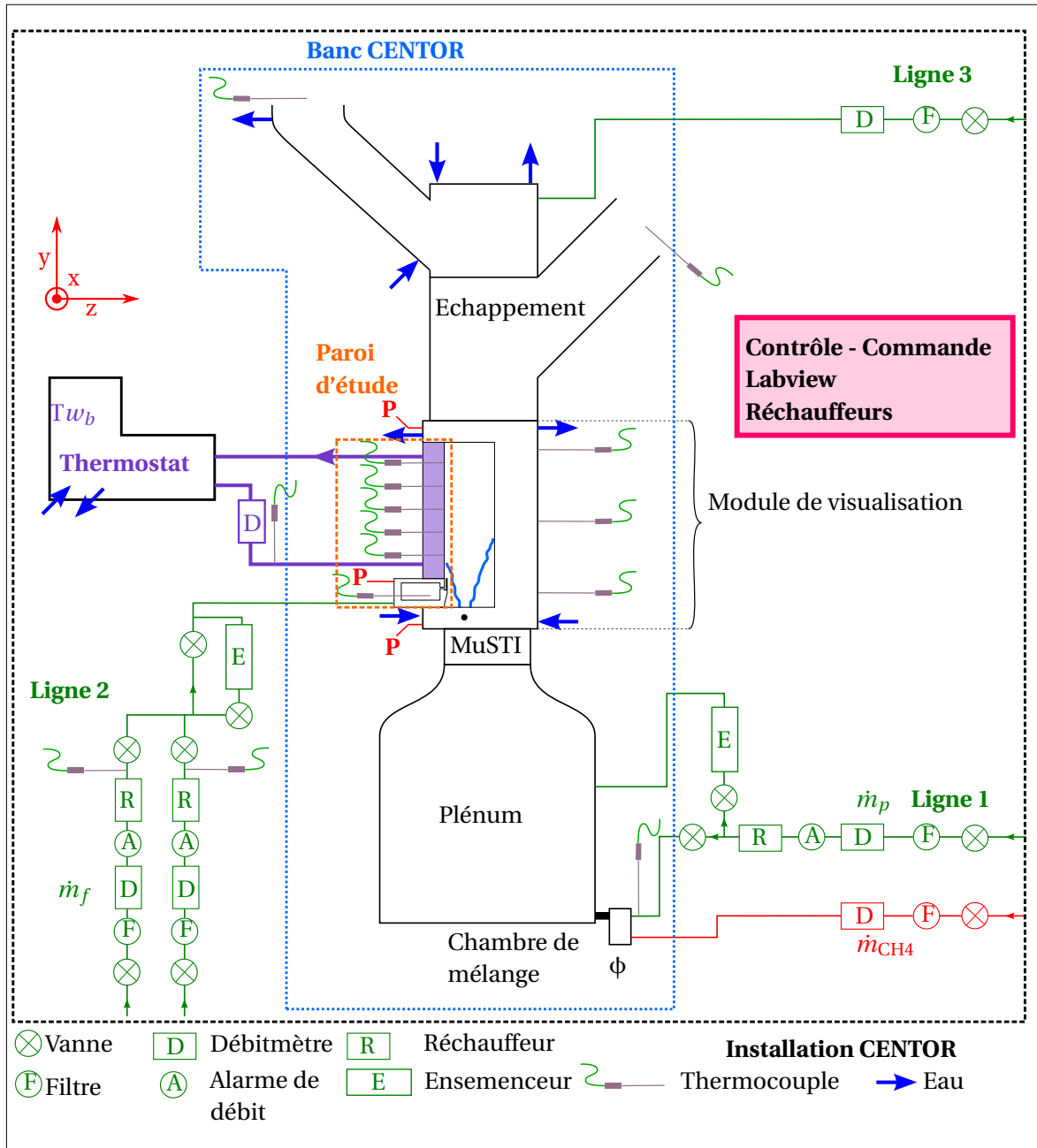


FIGURE 2.2 – Schéma du banc CENTOR comprenant les lignes fluidiques et l'instrumentation du banc (rouge : carburant, vert : air, bleu : eau froide, violet : huile).

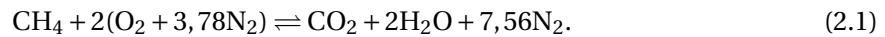


- **Le banc CENTOR.** C'est le cœur de l'installation d'essai. Il regroupe les systèmes fluidiques permettant de générer la flamme d'étude au contact de la paroi d'intérêt. Le banc d'essai comprend *le plénum*, qui permet de mélanger les gaz frais et d'établir un écoulement monodirectionnel laminaire, un *module de génération de turbulence*, un *bloc de visualisation optique* sur lequel la paroi d'étude est installée et au niveau duquel la combustion a lieu, et enfin un *système d'échappement* des gaz brûlés.
- **Les lignes fluidiques.** Elles permettent l'alimentation du banc en gaz frais (air et méthane), le contrôle thermique des différents constituants de l'installation (air, eau et huile) et la protection du hublot zénithal (air, voir section 2.3.5).
- **L'instrumentation.** Elle regroupe les capteurs de pression et température, ainsi que les systèmes de contrôle commande du banc (interface Labview principalement).

Ces constituants seront décrits séquentiellement dans les sections suivantes.

L'origine du repère de coordonnées utilisé est attachée sous la paroi d'étude, à la hauteur du barreau accroche - flamme, dans le plan médian du brûleur (voir figures 2.2, 2.5 et 2.9c). Les axes  $x$  et  $y$  sont inclus dans le plan de la paroi d'étude. L'axe  $x$  est horizontal et l'axe  $y$  est vertical. L'axe  $z$  est normal à la paroi.

L'équation de bilan de la combustion complète et à la stœchiométrie du méthane dans de l'air est donnée par la relation



La richesse  $\phi$  du mélange s'exprime comme

$$\phi = \frac{\dot{m}_{\text{CH}_4}}{\dot{m}_p} = \frac{\dot{m}_{\text{CH}_4}}{\left(\frac{\dot{m}_{\text{CH}_4}}{\dot{m}_p}\right)_{st}} = \frac{\dot{m}_{\text{CH}_4}}{\psi}. \quad (2.2)$$

$\dot{m}_p$  est le débit massique d'air principal injecté dans le plénum et intervenant dans la réaction de combustion, et  $\dot{m}_{\text{CH}_4}$  est le débit massique e méthane. L'indice  $(\cdot)_{st}$  correspond à la proportion stœchiométrique de réactifs, telle que  $\psi = 0,05801$ . L'installation CENTOR peut opérer sur une gamme de débit d'air principal  $\dot{m}_p$  allant de 10 g/s à 30 g/s, et pour des richesses  $\phi$  comprises entre 0,6 et 1,0. La gamme d'opérabilité du brûleur est discutée plus en détail dans la section 2.5.4.

### 2.3.2 Le plénum

La figure 2.3 présente une vue en coupe des constituants du plénum. Ce dernier permet l'établissement d'une écoulement laminaire monodirectionnel au niveau de sa section de sortie. La structure du plénum est identique à celle employée par C. Cardin [68]. La section intérieure du plénum est un carré de 250 mm de côté. Le nombre de Reynolds (Re) basé sur le diamètre hydraulique de la veine à la base du plénum est alors compris entre 2200 et 6650. Ces valeurs sont proches de la gamme traditionnellement admise pour les écoulements naturellement laminaires [29].

Le mélange de gaz frais (air additionné de méthane) est injecté à la base du plénum via les cannes d'injection constituées de deux tuyaux percés de deux rangées de 21 trous. Ce mélange traverse successivement un poreux (grade 30), une grille, un lit de billes de verre (diamètre 5 mm) et une structure en nid d'abeille. Ces différents constituants permettent de parfaire le mélange entre le combustible et le comburant, et de réduire les structures turbulentes générées par l'écoulement. L'écoulement est guidé suivant l'axe  $y$  par le nid d'abeille. En aval de celui-ci, un convergent de rapport de contraction 111 [219] permet de réduire les couches limites et d'accélérer l'écoulement. En sortie du convergent, l'écoulement est laminaire, monodirectionnel suivant  $y$ , stationnaire et présente un profil de vitesse plat [68]. Le niveau de turbulence résiduel a été estimé par Mazellier et al. à environ 0,4 %. [219]. La section de sortie est carrée de 80 mm de côté. La vitesse débitante des gaz  $u_b$  est comprise entre 1,3 m/s et 4 m/s.

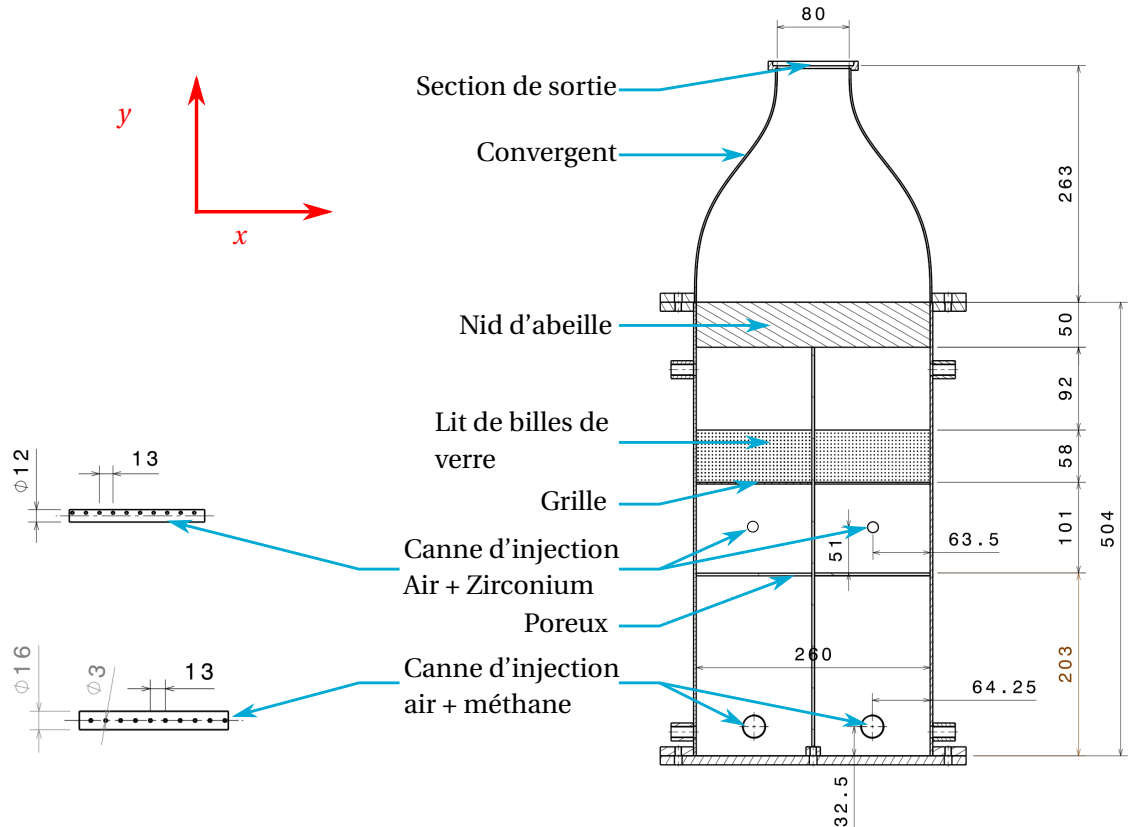


FIGURE 2.3 – Schéma en coupe annoté du plénum du banc CENTOR. Les dimensions indiquées sont en mm.

Les mesures du champ de vitesse par PIV requièrent d'ensemencer l'écoulement avec des particules. Le traceur employé est ici le dioxyde de zirconium ( $ZrO_2$ ). Ces dernières doivent être injectées en aval du poreux. Deux cannes d'injection ont donc été ajoutées au plénum. Elles sont placées entre le poreux et le lit de billes. Une canne consiste en un tuyau percé de deux rangées d'une vingtaine de trous de 2 mm de diamètre et espacés d'un angle de  $60^\circ$ . Cette disposition permet un ensemencement homogène de l'écoulement en particules (voir section 3.4).

Pour maintenir en température l'installation, les parois extérieures du plénum sont recouvertes de couvertures chauffantes.

### 2.3.3 Module de turbulence

Un système de génération de turbulence peut être installé en sortie du convergent. Le système MuSTI développé par Mazellier et al. [219] et utilisé par C. Cardin [68] est employé ici. Il est représenté sur la figure 2.4, où les principales dimensions géométriques sont indiquées. Ce système vise à produire un écoulement turbulent isotrope à haut niveau de turbulence (10-15%). Il se compose de trois grilles consécutives de diamètre de trou croissant. Chaque grille a pour objectif de générer différentes échelles de turbulence pour tenter de reproduire le phénomène de cascade turbulente [29, 84]. La première grille génère les plus petites échelles, la grille intermédiaire les échelles intermédiaires, et enfin la dernière grille est en charge de développer les plus grandes échelles. La distance entre la 3<sup>e</sup> grille de turbulence et la section de sortie du module de turbulence est 87 mm, longueur suffisante pour permettre l'établissement d'une turbulence isotrope (voir figure 10 de [219] et les mesures de PIV en conditions non réactives dans la section 2.6).

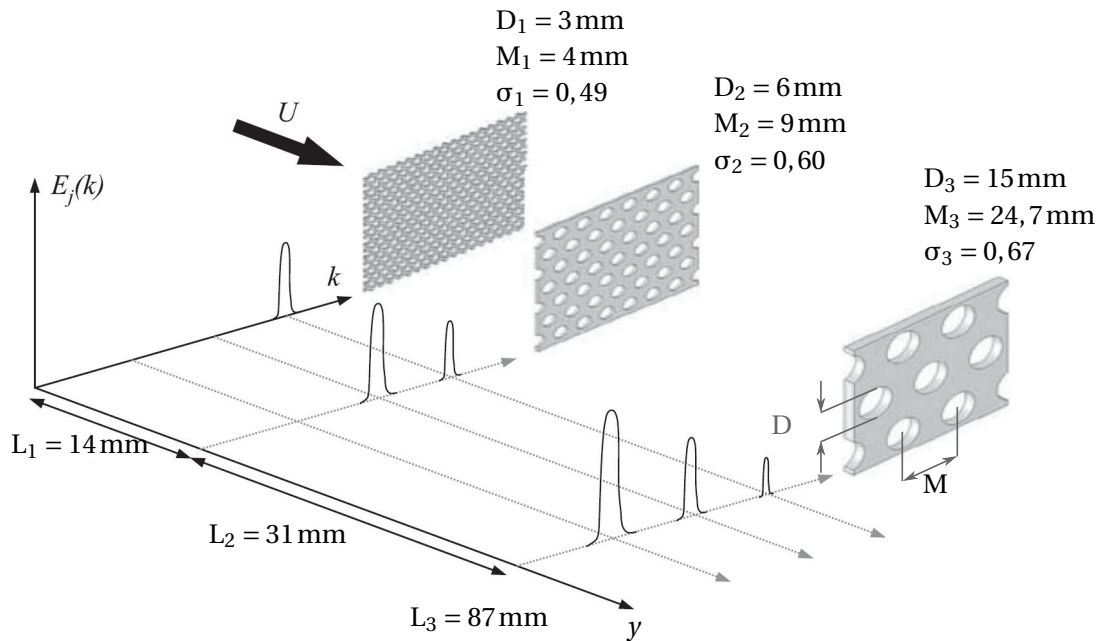


FIGURE 2.4 – Représentation schématique du module de turbulence MuSTI, composé de trois plaques perforées. Le diamètre des trous de la plaque  $i$  est noté  $D_i$ , et l'espacement entre deux trous sur une range  $M_i$ . Le coefficient de blocage est noté  $\sigma_i$ . L'énergie spectrale  $E(k)$  suivant le nombre d'onde  $k$  généré par chaque grille de turbulence est également représentée. Reproduit et adapté de [219].

### 2.3.4 Module de visualisation

La figure 2.5 présente une vue en coupe de la modélisation 3D (CAO) du brûleur CENTOR. Le module de turbulence (MuSTI), le module de visualisation et le module d'échappement peuvent y être repérés.

Le module optique est un parallélépipède en acier inoxydable de section intérieure carrée de 80 mm de côté et de 270 mm de haut. Il vient s'emboîter sur le module de turbulence. Il est de plus évidé sur ses quatre faces latérales. Une des faces est sert à positionner la paroi d'étude. Les trois autres faces permettent l'installation de hublots de visualisation. Les deux hublots latéraux sont montés avec un décalage de 5 mm par rapport au bord de la paroi d'étude, ce qui permet de rendre visuellement accessible la zone proche-paroi.

Les hublots sont en silice fondue haute pureté (Corning grade 7980-5F), procurant une excellente transparence pour des longueurs d'ondes comprises entre 200 nm et 2200 nm [80].

Dans sa partie basse, le module optique permet de loger un barreau en céramique de 5 mm de diamètre, placé parallèlement à la paroi d'étude et 20 mm sous le bord inférieur de la paroi d'étude. Cette hauteur correspond à l'origine du repère de coordonnées choisi. La position horizontale du barreau est réglable horizontalement, de  $z = 10 \text{ mm}$  à  $z = 30 \text{ mm}$ . Cette fonctionnalité n'a cependant pas été utilisée pendant cette thèse, le barreau restant positionné à  $z = 20 \text{ mm}$ . Placé dans l'écoulement, ce barreau génère deux zones de recirculation en aval de celui-ci. Ces tourbillons permettent de stabiliser une flamme en V [111, 151, 169] et agissent comme un accroche - flamme [151, 171, 222]. Une branche de la flamme vient impacter la paroi d'étude, et l'autre branche évolue librement.

Le module est refroidi par une circulation interne d'eau (flèches bleues sur la figure 2.5). Ce refroidissement permet (i) de garantir la tenue mécanique du brûleur, (ii) d'éviter une déformation du module due à sa dilatation thermique entraînant un déplacement de la paroi d'étude, et (iii) de garantir une stabilité thermique pendant le fonctionnement du brûleur.

Enfin, un logement est prévu dans la partie basse du module de visualisation sous la paroi d'étude pour loger une bougie à arc plate, permettant d'allumer la flamme.

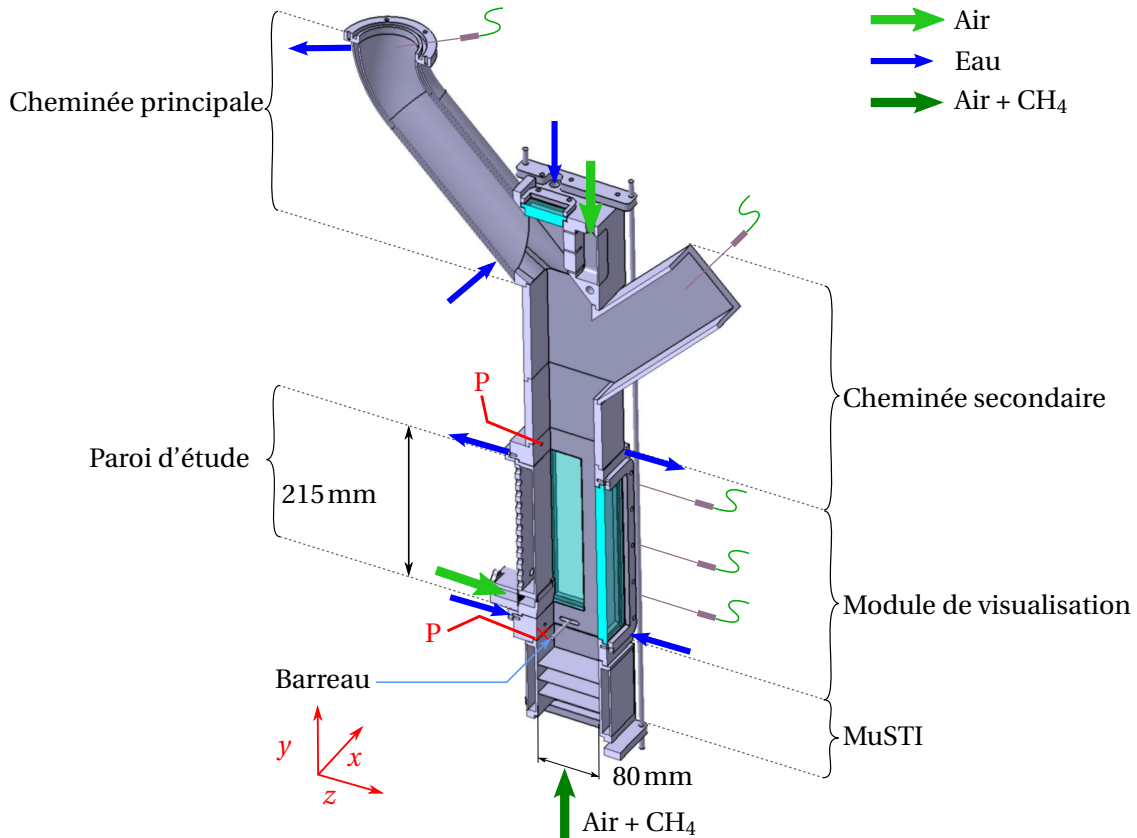


FIGURE 2.5 – Vue en coupe de la CAO du brûleur CENTOR. Le brûleur est composé du module de turbulence MuSTI, du module de visualisation, du module d'échappement et d'une paroi d'étude (ici, la paroi équipée d'un dispositif de fente, voir Sec. 2.3.6.2). Les flèches bleues indiquent les zones du brûleur refroidies par circulation d'eau. L'origine du repère est repérée par la croix rouge. Cette origine est placée dans le prolongement de la plaque d'étude, à la hauteur du barreau accroche-flamme.

### 2.3.5 Modules d'échappement

Deux cheminées sont installées en aval du module optique. La cheminée principale de section circulaire se situe dans le prolongement de la paroi d'étude. La cheminée secondaire permet l'évacuation des gaz brûlés de la branche libre de la flamme. Elle est de une section carrée (voir figure 2.5). Pour permettre un accès optique zénithal, les deux cheminées sont désaxées de l'axe de la veine et sont inclinées à 45°. Cet accès optique est rendu possible grâce à un hublot de 30 mm par 50 mm de côté. Celui-ci est décalé suivant  $z$  de 5 mm de la paroi d'étude pour garantir la visualisation des phénomènes proche-paroi. Il est protégé des gaz brûlés par une injection d'un film d'air (flèche verte verticale sur la figure 2.5).

Il est enfin à noter que, comme pour le reste de l'installation, cette portion du brûleur est conçue de façon modulaire : les modules d'échappement sont alors constitués de trois éléments mécaniques qui s'emboîtent et sont aisément remplacés. Il est par exemple possible de remplacer le module compris entre la base de la cheminée secondaire et le haut du module de visualisation par un module permettant de réaliser des prélèvements ou mesures dans les gaz brûlés (polluants, suies si fonctionnement du brûleur en régime riche, température des gaz, etc..).

### 2.3.6 Géométrie des parois d'études

Comme précédemment mentionné, le brûleur est conçu avec une architecture modulaire, permettant de varier les configurations d'étude. Cette modularité est mise à profit pour étudier plusieurs configurations de parois d'étude. Dans le cadre de ma thèse, deux parois ont été utilisées. Une paroi métallique double-peau permet l'étude de la FWI. Une paroi d'étude double-peau dans

sa partie supérieure et comportant un module de génération d'un film d'air pariétal dans sa partie inférieure autorise l'étude de la FCAI. Ces deux parois d'étude sont détaillées dans les deux sections ci-dessous.

### 2.3.6.1 Paroi double peau métallique (CENTOR-P)

La première paroi d'étude permet l'étude de l'interaction flamme-paroi. Elle est fabriquée en acier inoxydable 304 et sa température de peau moyenne (température "bulk",  $T_{w_b}$ ) est contrôlée par une circulation d'huile caloporteuse dans la double-peau de la paroi (tel que représenté sur le schéma 2.2).

Pour limiter les réflexions des faisceaux lasers sur la paroi, celle-ci est légèrement courbée (rayon de courbure 1115 mm). Cette courbure induit un décroché maximal de 0,7 mm entre le bord de la paroi d'étude et le reste de la veine. Le positionnement de la paroi dans le bâti du module de visualisation permet d'aligner parfaitement la plaque (aucun décroché) dans le plan milieu du brûleur ( $x = 0$  mm), et de localiser le décroché négatif (légère augmentation de section) aux extrémités de la veine ( $x = \pm 40$  mm). Ce choix est dicté afin de limiter au maximum les perturbations sur l'écoulement en amont de la zone d'étude.

L'épaisseur de la paroi métallique entre la veine et le circuit d'huile est comprise entre 2 mm et 2,7 mm dans le plan médian du brûleur  $x = 0$  mm. Cette épaisseur réduite permet de limiter l'inertie thermique du brûleur.

Enfin, des thermocouples de contrôle sont insérés à travers la double paroi dans le plan  $x = 0$  mm. Ils sont logés dans des orifices situés au niveau de la paroi entre l'huile et la veine. La distance entre la surface extérieure de cette paroi et la jonction du thermocouple est de l'ordre du millimètre.

### 2.3.6.2 Paroi double peau avec module de génération d'un film d'air pariétal (CENTOR-F)

**Description générale** L'étude de l'interaction flamme - film d'air - paroi. Cette étude a nécessité le développement d'une paroi d'étude spécifique permettant de générer un film d'air pariétal. La figure 2.6 présente une vue détaillée de la paroi CENTOR-F. Celle-ci se compose dans sa partie supérieure d'une paroi métallique double peau, similaire à CENTOR-P, et dans sa partie inférieure d'un module comprenant une fente et son alimentation en air.

**Technologie employée** La fente est de type *splash slot cooling* [20, 40, 118, 197, 236]. Très présente sur les premières générations de turboréacteurs, cette technologie est désormais moins appliquée industriellement, au profit de plaques multi-perforées permettant une meilleure efficacité de refroidissement, une réduction du débit d'air employé pour le refroidissement et la suppression de la lèvre des fentes, où des points chauds peuvent fragiliser la structure du moteur [79]. Des technologies de refroidissement par film d'air généré par des systèmes de fente restent cependant implantées dans les zones où une forte contrainte thermique est attendue [223]. En revanche, pour une application académique, la génération d'un film d'air pariétal au moyen d'une fente présente plusieurs avantages :

- Être moins dépendant de considérations géométriques et morphologies, telles que la taille des trous, l'angle, la géométrie des trous, etc. . . [59, 185] par rapport à des configurations de plaques multi-perforées (voir la section 1.3.2).
- Apporter une longueur d'établissement plus faible et présenter une efficacité immédiate dès la sortie de la fente (absence des phénomènes d'accumulation de masse observés dans les premières rangées de trous d'une plaque multi-perforée).
- Être indépendant de motifs géométriques servant à la génération du film d'air, et notamment éviter la présence de paires de vortex contra-rotatifs en aval des trous d'injection sur une plaque multi-perforée. Ces structures tourbillonnaires peuvent induire une zone de pénétration accrue de la flamme dans le film d'air et proche de la paroi (voir notamment [38, 224]).

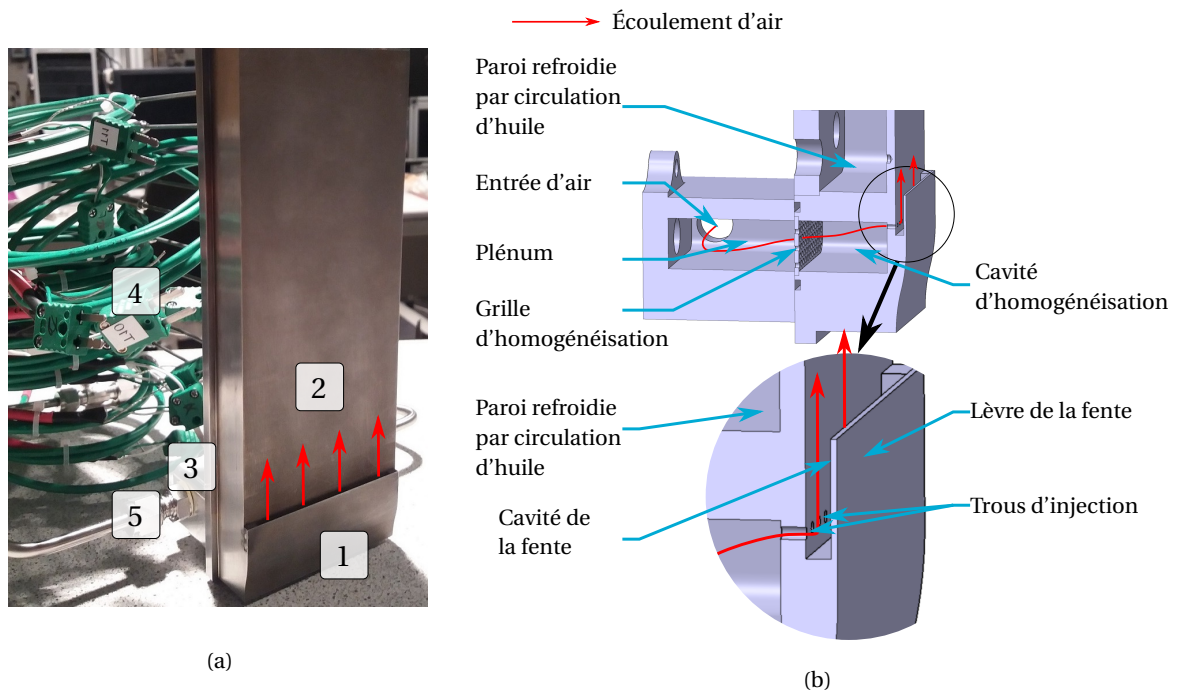


FIGURE 2.6 – Représentation de la paroi d'étude équipée d'un module de génération d'un film d'air (CENTOR-F). (a) Photo de la plaque d'étude CENTOR-F avec [1] le module de fente, [2] la paroi métallique double peau, [3] le plénum alimentant le module de fente, [4] les thermocouples insérés dans la face arrière de la paroi d'étude, et [5] les tuyaux d'entrée d'air. (b) Vue de côté de la CAO du module de fente. La vue du bas représente un agrandissement de la lèvre de la fente permettant de déflécter l'air injectée par la rangée de trous pour former un écoulement du bas vers le haut. Les flèches rouges indiquent le trajet de l'air, depuis son injection dans le plénum jusqu'au film d'air pariétal.

Ces différentes remarques permettent d'obtenir une structure du film d'air majoritairement bidimensionnelle, indépendamment de l'axe  $x$  (aux effets de bord et d'établissement du film près).

**Géométrie de la fente** La géométrie de la fente s'appuie en partie sur les observations menées sur les chambres de combustions de divers turboréacteurs (ATAR 9k50 et M53 principalement [79]), ainsi que par les références géométriques fournies dans [59, 160, 197, 261, 277].

Le dispositif est composé de la fente en elle-même sur la face avant de la plaque ([1] sur la figure 2.6a), d'une paroi métallique double peau [2], et d'un plénum d'alimentation en air de la fente [3]. Ce plénum est alimenté par deux injections latérales [5]. Des thermocouples sont insérés dans la paroi métallique, en traversant la double peau [4]. La CAO du module de fente est détaillée sur la figure 2.6b.

Le trajet de l'air est représenté par les lignes rouges sur la figure 2.6. Une grille (diamètre de trou 1 mm, espacement des trous 2 mm) permet d'homogénéiser l'écoulement, de le répartir sur l'ensemble de la section du plénum et de casser les grosses structures tourbillonnaires. En aval de la grille, un volume mort sert à homogénéiser le mélange. Un rangée de trous de diamètre 1 mm et de longueur 2 mm [59] permet d'injecter l'air dans la cavité de la fente ( $10 \times 70 \times 2 \text{ mm}^3$ ). Les jets d'air provenant des trous d'injection viennent impacter un déflecteur (lèvre) pour coalescer. Le film d'air ainsi formé est éjecté par la section ouverte supérieure de la cavité. La longueur et la profondeur de la cavité ont été ajustées d'après [197, 236]. L'épaisseur de la lèvre est choisie pour être la plus fine possible (0,5 mm) [160, 277]. L'extrémité de la lèvre entraîne le développement d'une zone de recirculation en aval qui, si elle est trop intense, pourrait créer une zone d'accrochage de la flamme.

La présence de la fente sur la base de la paroi crée une protubérance de 2,5 mm suivant l'axe  $z$  dans l'écoulement principal. Afin de guider l'écoulement, la section inférieure de la fente est

profilée suivant deux rayons de courbure antagonistes de 40 mm de rayon.

**Paramètres de contrôle** Comme cela a été précisé en section 1.3, la paramètre adimensionnel permettant de comparer le flux de masse du film d'air avec celui de l'écoulement principal est le taux de soufflage, défini comme

$$M = \frac{\rho_f u_f}{\rho_p u_p}. \quad (1.8)$$

Les masses volumiques et vitesses débitantes sont calculées aux conditions d'injection. Dans la suite, la masse volumique des deux écoulements sera similaire (injection à la même température). Le taux de soufflage peut être assimilé à un rapport de vitesses débitantes.

### 2.3.7 Schémas fluidiques

Le fonctionnement du brûleur CENTOR nécessite la mise en place de quatre circuits fluidiques distincts : air, méthane, eau et huile. Les deux derniers fluides servent au refroidissement et à la thermalisation du brûleur. Ces différents circuits sont représentés sur la figure 2.2. Ci-après sont fournies les caractéristiques techniques des circuits.

#### 2.3.7.1 Circuit d'air

Le circuit d'air est représenté par des traits verts sur le schéma 2.2. Trois sous-circuits sont à distinguer :

- (1) l'alimentation en air de l'écoulement principal (intervenant dans la combustion),
- (2) l'alimentation de la fente au niveau de la paroi d'étude
- (3) l'alimentation des fentes de protection du hublot zénithal au niveau de l'échappement.

**Écoulement principal** L'alimentation en air de l'écoulement principal correspond au circuit (1) sur la figure 2.2. La ligne permet le contrôle du débit d'injection, le préchauffage de l'air et l'ensemencement de l'écoulement.

Après une vanne, l'écoulement d'air sec est filtré puis passe par un débitmètre massique thermique (Bronkhorst In Flow F206-AI) et un réchauffeur électrique (4 kW, Tutco SureHeat). En aval du réchauffeur, une dérivation permet de dévier une partie du flux d'air vers un ensemencement à lit fluidisé [296]. La partie non ensemencée de l'écoulement est mélangée avec le carburant, puis injectée à la base du plénum (voir la figure 2.3). La partie ensemencée est injectée dans le plénum via les cannes prévues à cet effet. Une isolation thermique des lignes permet de maintenir la température du fluide à la consigne donnée.

**Module de fente** L'alimentation du module de fente correspond au circuit (2). Elle est similaire dans son organisation à la ligne de l'écoulement principal (vanne - filtre - débitmètre - ensemencement). Cependant, afin de disposer d'une gamme de débit étendue et dans un souci de modularité du banc (point 4 du cahier des charges), deux lignes de débitmètres sont implémentées en parallèle (débits 0,05 - 2 g/s, Bronkhorst F202AV-M10; débits 1 - 18 g/s, Bronkhorst F203AV-1M0). Dans le cadre de ma thèse, seul le débitmètre de plus petite gamme est employé. De façon similaire à l'écoulement principal, il est possible de dévier une partie du débit au travers d'un ensemencement à lit fluidisé. L'écoulement ensemencé est ensuite mélangé à l'air sec avant d'être injecté dans les deux entrées du plénum de la fente.

**Échappement** Enfin, il est possible d'injecter de l'air dans le module d'échappement (circuit (3)). Les débits utilisés sont ici plus faibles et requièrent une précision et stabilité moindre. Un débitmètre (Bronkhorst Mass-View) est donc simplement utilisé avec la gamme de débit utilisée de 5-20 l<sub>N</sub>/min.

### 2.3.7.2 Circuit de carburant

La ligne de méthane est représentée en rouge sur la figure 2.2. Elle se compose d'un jeu de vannes, d'un filtre et d'un débitmètre (Bronkhorst F203AV-1M0). L'écoulement en méthane est dirigé vers une chambre de mélange, où il est mélangé avec l'écoulement d'air sec.

### 2.3.7.3 Circuit d'eau : refroidissement du banc

Le refroidissement du brûleur CENTOR est réalisé au moyen d'une circulation d'eau placée dans les différents modules du brûleur. Les entrées-sorties des circuits d'eau sont représentées au moyen de flèches bleues sur la figure 2.2. À noter que l'échappement secondaire n'est actuellement pas refroidi. La modification de cet élément est programmée dans le futur.

### 2.3.7.4 Contrôle de la température des parois d'étude : circuit d'huile

Les deux parois d'étude utilisées sont thermalisées (*i.e.* imposer une température de paroi globale, dite "bulk"  $T_{wb}$ ). Cette thermalisation est réalisée au moyen d'une circulation d'huile caloporteuse (Julabo H350, gamme 320K- 620K) dans la double paroi des parois d'étude. La température de l'huile est contrôlée par un thermostat (Julabo HT30-M1-CU, puissance de chaud 3kW, puissance de froid  $\approx$  15kW). Le circuit d'huile caloporteuse est représenté en violet sur le schéma 2.2. Un débitmètre à flotteur haute température (Brooks MT3809/G) permet de mesurer le débit d'huile au cours du fonctionnement, compris entre 75 et 125 g/s. Pour limiter les déperditions thermiques, les tuyauteries sont isolées (fibre de verre + gaine isolante Aramflex HT).

## 2.3.8 Instrumentation

L'instrumentation du banc CENTOR permet d'une part de contrôler le bon fonctionnement du banc (surchauffe, asymétrie de la flamme, ...) et de réaliser des mesures complémentaires autour de la paroi d'étude (thermocouples dans les parois, pression différentielle, ...).

### 2.3.8.1 Capteurs de température

Des thermocouples (type K, diamètre 2 mm) sont installés à divers endroits de l'installation (voir figures 2.2 et 2.5) :

- Sur les lignes d'air (écoulement principal et fente), en aval des réchauffeurs. Cela permet de contrôler les réchauffeurs (boucle PID) et d'estimer la température d'injection des gaz frais
- Sur les parois du module de visualisation. Cela permet (i) de contrôler la stabilisation thermique du banc, (ii) de vérifier le bon fonctionnement du système de refroidissement, et (iii) de s'assurer de la symétrie de la flamme (une asymétrie peut en effet indiquer un colmatage partiel des cannes d'injection de zirconium).
- Dans les gaz brûlés, au niveau des cheminées (information qualitative sur la présence éventuelle de combustion).
- Au niveau du module de fente.
- Au niveau des parois d'étude. Ces thermocouples traversent le volume d'huile et sont insérés dans des logements percés dans la paroi métallique.

### 2.3.8.2 Capteurs de pression

Afin de réaliser des mesures de pression statique, deux prises de pression sont prévues sur le module de visualisation, en amont et en aval de la plaque d'étude (voir figures 2.2 et 2.5, marques "P" rouges). De plus, une prise de pression est prévue dans la face arrière du plénum du module de fente.



Un capteur de pression différentielle (Rosemount 2051C, gamme -100 mbar à +100 mbar) est installé sur le banc CENTOR. Ce dernier permet notamment de mesurer la surpression entre le module de fente (CENTOR-F) et la veine principale et de donner une indication sur la perte de charge générée par la fente.

## 2.4 Contrôle - commande du banc

### 2.4.1 Interface Labview

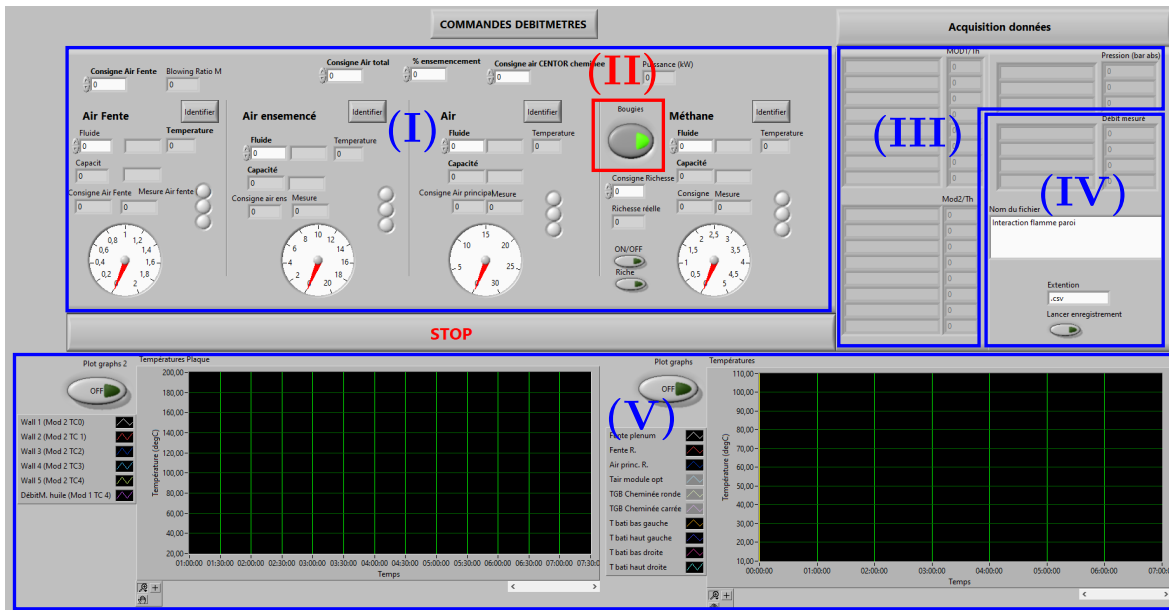


FIGURE 2.7 – Capture d'écran annotée de l'interface de contrôle du banc CENTOR

Le contrôle du banc et l'acquisition des données de pilotage (débits, pressions, températures, ...) sont réalisés via une interface Labview. Cette interface permet la commande des différents débitmètres ainsi que de la bougie. Elle permet également d'acquérir en temps réel (fréquence d'acquisition de 10 Hz) les mesures de pression et température listées dans la section 2.3.8.

La figure 2.7 présente une capture d'écran de l'interface. La partie (I) correspond à la commande des débitmètres. La bougie est commandée par le bouton (II). Les informations de pression température sont précisées dans la partie (III). La partie (IV) correspond à la gestion de l'enregistrement des fichiers. Enfin les graphiques (V) permettent un tracé dynamique de différentes températures pendant un essai. À noter que les circuits de refroidissement sont gérés indépendamment. Ils sont entièrement manuels, de façon à être en mesure de refroidir le banc en cas de défaillance logiciel ou de panne électrique.

### 2.4.2 Commande des réchauffeurs

La commande et l'alimentation des trois réchauffeurs installés sont gérés de façon indépendante de l'interface Labview. Les réchauffeurs sont alimentés par des gradateurs (Eurotherm Epack Lite) alimentés en 220 V, bridés selon la puissance instantanée maximale demandée à chaque réchauffeur. La tension d'alimentation est contrôlée par une boucle de régulation PID. Cette boucle a été réglée de façon à limiter les dépassements (*overshoot*) lors d'un changement de consigne.

Les couvertures chauffantes recouvrant le plénum et permettant le maintien en température du banc sont pilotées par une boucle de régulation PID indépendante.

### 2.4.3 Outils Python "Centor"

Une bibliothèque python a été développée pour automatiser le traitement des fichiers de sortie générés par l'interface labview. Après la lecture des fichiers de sortie, les données sont stockées dans un objet de classe "Centor" permettant leur maniement et leur visualisation, via le pré-codage de figures. Enfin, un module permet la détection automatique de la présence d'une flamme. Cette possibilité exploite les mesures de température réalisées dans les gaz brûlés. Cette fonctionnalité permet une extraction rapide et automatique de la zone d'intérêt d'un essai.

## 2.5 Études de performances du banc

### 2.5.1 Performances globales

Les caractéristiques et performances générales du banc CENTOR sont listées dans le tableau 2.1. Ces caractéristiques sont dépendantes des matériels installés. La température maximale de préchauffage des gaz est par exemple limitée par le bridage en puissance des réchauffeurs. D'importantes marges d'amélioration des performances du banc sont possibles pour de futures études (ex. : préchauffage des gaz frais pour reproduire des conditions aéronautiques réalistes, ou réalisation d'études d'aérothermie (voir la section 1.4.1)).

Paramètre	Gamme d'opérabilité
Puissance de flamme $\mathcal{P}$ [kW]	18-75
Température de paroi $T_{w_b}$ [K]	320-620
Température d'entrée de l'air principal ( $T_{air,p}$ ) [K]	287-500
Température d'entrée de l'air dans la fente ( $T_{air,f}$ ) [K]	287-600
Vitesse débitante de l'écoulement principal $u_b$ [m/s]	1,3-5,5
Taux de soufflage ( <i>blowing ratio</i> ) $M$ [-]	0,1 - 5
Nombre de Reynolds $Re$ [-]	5 000-18 000

TABEAU 2.1 – Performances globales de l'installation CENTOR pour une flamme air-méthane pauvre.

### 2.5.2 Topologie de flamme en V confinée

**Notion de vitesse de flamme** Afin de décrire la topologie d'une flamme en V, il convient de préciser certaines notions de vitesse sur la flamme.

Lorsque l'on considère le cas théorique d'une flamme laminaire prémélangée plane non étirée et adiabatique dans un canal de gaz frais au repos, on observe que la flamme se déplace à une certaine vitesse en direction des gaz frais. Dans cette configuration, on appelle vitesse de combustion laminaire  $S_L^0$  la vitesse à laquelle la flamme vient consommer les gaz frais [196, 321]. Cette vitesse s'observe en adoptant un point de vue cinématique de la flamme, en l'associant au déplacement d'une interface mince dans des gaz frais au repos [250]. Il est également possible d'associer la flamme à une interface chimiquement active, c'est-à-dire comme un système consommant des réactifs. Par ce point de vue, la vitesse de flamme est considérée à une vitesse de consommation des gaz frais au travers de la flamme  $S_c$ . En adoptant un formalisme centré sur le combustible (F) [250], on obtient

$$S_c = -\frac{1}{\rho_{GF} Y_F^{GF}} \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{\omega}_F dx, \quad (2.3)$$

où  $(\cdot)_{GF}$  correspond à une évaluation de la quantité dans les gaz frais. Pour une flamme plane non étirée adiabatique, la vitesse de consommation des gaz frais est également la vitesse de flamme laminaire, soit  $S_L^0 = S_c$ . La vitesse de flamme laminaire  $S_L^0$  pour le méthane est représentée sur la figure 2.8

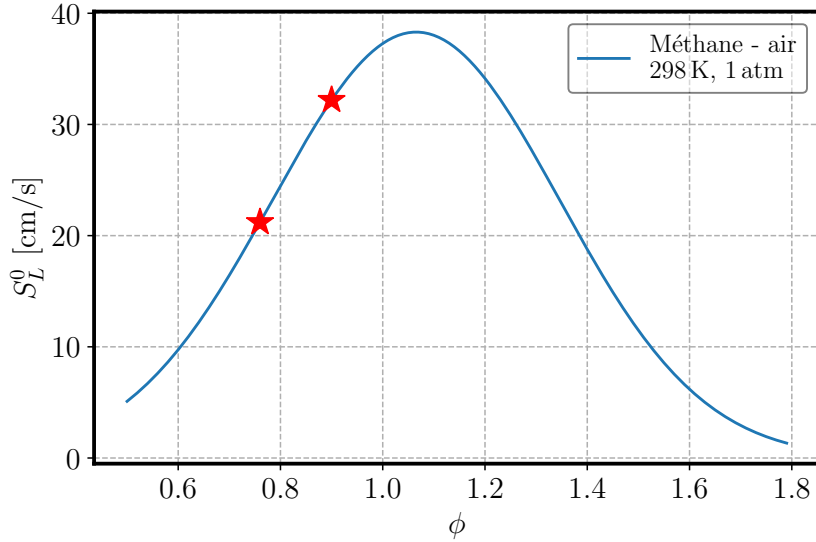


FIGURE 2.8 – Vitesse de flamme laminaire pour le méthane dans l'air, à 1 atm et 298 K. La vitesse de flamme est calculée en utilisant la corrélation proposée par Amirante et al. [18]. Les deux marqueurs rouges correspondent aux points de fonctionnement sélectionnés (voir la section 2.5.5).

Il est en outre possible de définir une vitesse de déplacement du front de flamme dans un référentiel fixe (référentiel laboratoire), où les gaz frais ne sont pas au repos. La vitesse observée de déplacement de l'interface est appelée vitesse de déplacement du front de flamme  $S_d$ . Sous les hypothèses précédentes elle s'exprime en fonction de la vitesse des gaz frais  $\vec{u}$

$$S_d = S_L^0 - \vec{u} \cdot \vec{n}. \quad (2.4)$$

où  $\vec{n}$  est un vecteur normal au front de flamme pointant vers les gaz frais. Cette vitesse est celle observée par un expérimentateur extérieur qui se base sur le déplacement de l'interface chimiluminescente de la flamme [250]. Si l'on considère une flamme stationnaire, c'est-à-dire immobile dans le référentiel fixe, cela signifie que la vitesse des gaz frais est égale à la vitesse de consommation des gaz frais.

$$S_c = S_L^0 = \vec{u} \cdot \vec{n}. \quad (2.5)$$

**Influence du débit et de la richesse sur l'ouverture de flamme** Pour estimer l'influence du débit et de la richesse sur la topologie d'une flamme en V, on fait l'hypothèse forte d'assimiler cette dernière à une flamme laminaire plane 1D non étirée stationnaire (c'est-à-dire que l'interface formée par le front de flamme est immobile dans le référentiel laboratoire). La vitesse de déplacement du front de flamme est donc nulle. Pour une flamme en V libre et idéale, les 2 branches de la flamme sont symétriques et forment un angle  $\theta$  avec la verticale (figure 2.9a). Il vient ainsi la relation

$$S_L^0 = \vec{u} \cdot \vec{n} = -u_y \sin(\theta) - u_z \cos(\theta) = \frac{\dot{m}_p}{\rho A} \quad (2.6)$$

où  $\vec{u}$  est la vitesse des gaz frais (figure 2.9a) et  $A$  la section de passage, assimilée à la surface du front de flamme. Pour un écoulement monodirectionnel dirigé suivant  $y$ , ce qui est le cas pour CENTOR, le terme suivant  $z$  est nul.

À une richesse donnée (et donc un  $S_L^0$  donné), l'augmentation du débit d'air principal (augmentation de la vitesse des gaz frais) conduit à réduire l'angle d'ouverture de la flamme (diminution de  $\theta$ ). À l'inverse, à iso-débit (iso-vitesse), une augmentation de la richesse dans le domaine pauvre se traduit par une augmentation de la vitesse de flamme laminaire  $S_L^0$  (voir la figure 2.8), ce qui ouvre la flamme (l'angle  $\theta$  augmente). À géométrie fixe, la topologie de la flamme est pilotée par le débit d'air principal  $\dot{m}_p$ , qui impose la vitesse des gaz frais, et par la richesse  $\phi$ , qui impose la vitesse de consommation des gaz frais.

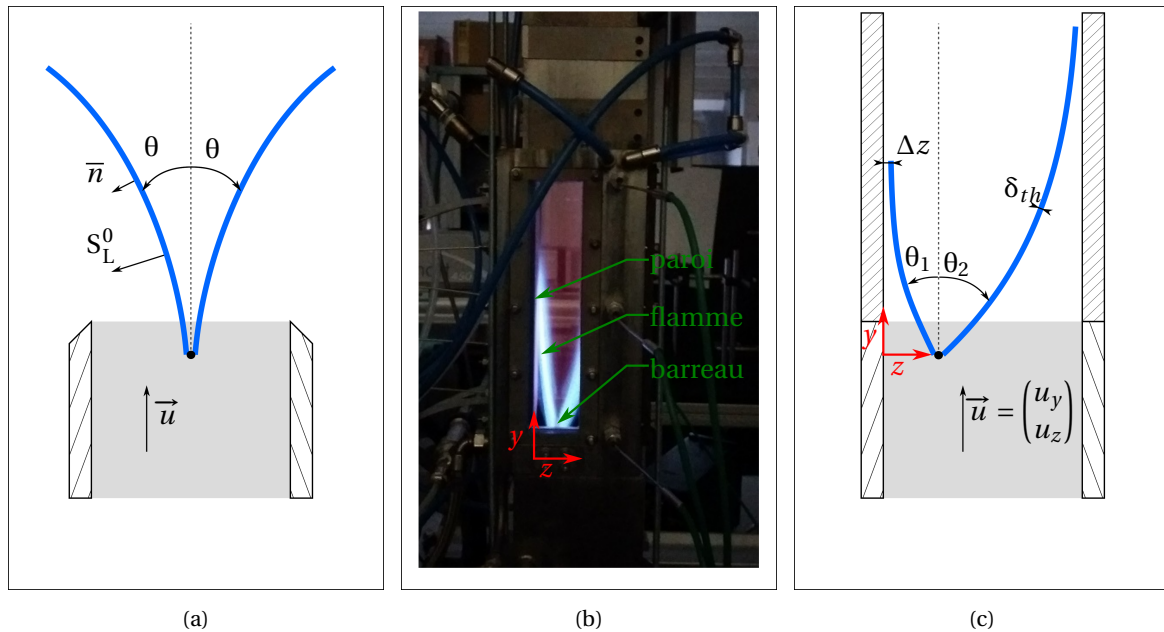


FIGURE 2.9 – Représentation schématique d’une flamme de prémélange en forme de V (a) dans le cas d’une flamme en V centrée et non confinée, (b) flamme en V réelle dans le brûleur CENTOR-P, et (c) dans le cas d’une flamme en V accrochée sur un barreau placé asymétriquement dans la veine de gaz frais et évoluant dans un confinement.

Ces tendances obtenues sous hypothèses simplificatrices se vérifient expérimentalement [111, 169].

L’observation expérimentale de flammes en V turbulentes libres (non confinées) conduit à observer des structures de flamme similaires à celles schématisées sur la figure 2.9a : principalement plane au niveau du pied de flamme, la flamme devient concave vers les gaz frais à mesure qu’elle s’éloigne du barreau [169, 304]. Ceci s’explique par l’expansion thermique des gaz brûlés dans la partie supérieure du brûleur qui entraîne une divergence de la vitesse des gaz frais vers l’extérieur de la veine d’air.

**Flamme en V confinée** Les observations de la topologie de la flamme dans CENTOR diffèrent cependant nettement de la topologie d’une flamme libre. La figure 2.9b montre une flamme en V dans le brûleur CENTOR. La flamme est majoritairement convexe en direction des gaz frais. La figure 2.9c schématise la topologie de la flamme confinée.

Les deux principales différences notées sont l’asymétrie entre les deux branches de la flamme [304] et la courbure de la flamme moyenne. L’asymétrie des deux branches est la conséquence directe du décentrage du barreau accroche - flamme dans la veine. D’une flamme moyenne majoritairement concave pour une flamme libre, la flamme devient convexe vers les gaz frais lorsqu’elle est confinée. En effet, du fait de la présence de paroi, la section de passage du brûleur est constante. L’expansion thermique des gaz chauds ne peut plus être compensée par une divergence des gaz frais (augmentation de la section effective de passage). Cette expansion thermique se traduit par une accélération des gaz frais, et donc par une réduction de l’angle d’ouverture de la flamme (diminution de  $\theta_1$  et  $\theta_2$ ). La flamme moyenne tend ainsi à devenir convexe vers les gaz frais et parallèle dans la zone proche de la paroi (figure 2.9c). On note alors  $\Delta z$  la distance minimale entre la flamme et la paroi.

Les sections suivantes ont pour objectif d’estimer les domaines de stabilité et d’opérabilité du banc CENTOR. Le domaine de stabilité est défini comme l’ensemble des conditions de richesse et de débit permettant de stabiliser une flamme sur le barreau. Le domaine d’opérabilité est défini comme l’ensemble des conditions de richesse et débit qui permettent d’obtenir une flamme dans le champ de visualisation offert par les accès optiques.

## 2.5.3 Domaine de stabilité

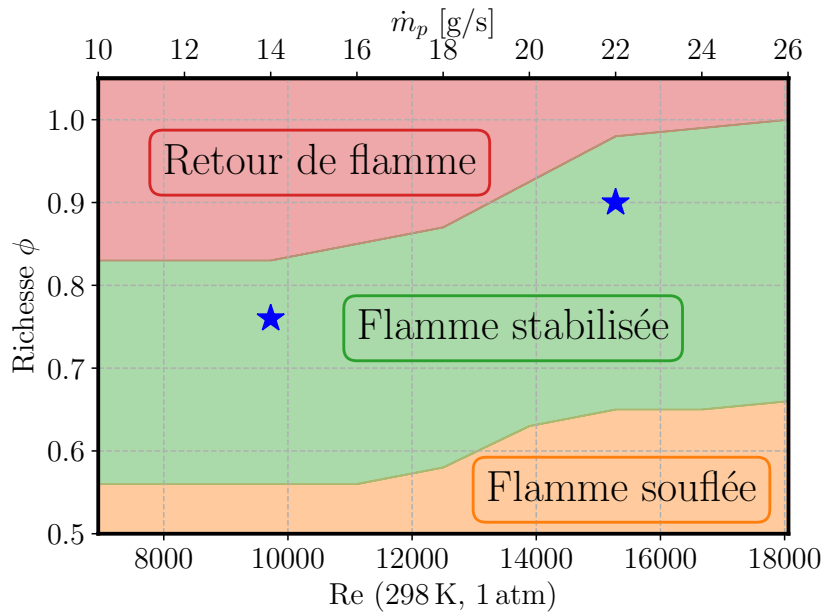


FIGURE 2.10 – Diagramme de stabilité du brûleur CENTOR équipé du module de turbulence MuSTI. Zone jaune : soufflage de flamme (*blow off*). Zone rouge : retour de flamme (*flash back*). La zone verte correspond à la présence d'une flamme stabilisée sur le barreau accroche-flamme. Le diagramme est réalisé en imposant une température des gaz frais de 298 K, une température de thermalisation de paroi  $Tw_b = 323$  K et un débit d'air dans la fente de  $\dot{m}_f = 0,5$  g/s (configuration CENTOR-F). Les étoiles bleues correspondent aux points de fonctionnement étudiés par la suite (voir la section 2.5.5 et le chapitre 5).

L'apparition d'un soufflage de flamme et de retours de flamme bornent le domaine dans lequel une flamme se stabilise sur le barreau accroche-flamme. Ce domaine de stabilité s'exprime en termes de richesse du mélange  $\phi$  et débit d'air principal  $\dot{m}_p$ . Il est présenté en vert sur la figure 2.10 lorsque le module de turbulence MuSTI est installé sur le banc CENTOR. Ce domaine de stabilité est indépendant du taux de soufflage  $M$  (débit d'air dans la fente) et de la température de thermalisation de la paroi  $Tw_b$ .

Pour un mélange pauvre, la vitesse de flamme est faible (voir la figure 2.8) et ne permet pas d'atteindre une configuration stable où l'égalité entre la vitesse de flamme et la vitesse des gaz frais est effective. La flamme est alors soufflée et ne s'accroche pas sur le barreau accroche-flamme. Dans certains cas, un accrochage partiel et intermittent de la flamme peut être observé au niveau des sections de sortie des cheminées, où l'augmentation de la section effective de passage permet de réduire la vitesse des gaz frais. Ce régime de soufflage de flamme apparaît donc aux richesses les plus faibles. D'autre part, pour les richesses les plus faibles du domaine de stabilité, l'angle d'ouverture  $\theta$  est faible, ce qui donne une interaction entre la flamme et la paroi en dehors de la zone optiquement accessible du module optique.

A l'inverse, pour des conditions de richesse élevée, la vitesse de consommation des gaz frais peut devenir supérieure à la vitesse d'arrivée des gaz frais, et ainsi provoquer un retour de flamme (remontée de la flamme en amont de l'écoulement). Ce régime de retour de flamme est représenté en rouge sur la figure 2.10.

Le domaine de stabilité de flamme suscite la présence d'une flamme accrochée au barreau. La large gamme de débit et de richesse dans laquelle la flamme est stable se traduit par une large variation de l'angle d'ouverture de la flamme et une hauteur de la zone d'interaction de la flamme avec la paroi dépendante de cet angle d'ouverture de flamme. La présence d'une flamme stabilisée ne présage pas de l'occurrence d'une FWI dans le domaine de visualisation offert par le banc. L'ensemble des conditions conduisant à une interaction entre la flamme et la paroi définit le domaine d'opérabilité du brûleur.

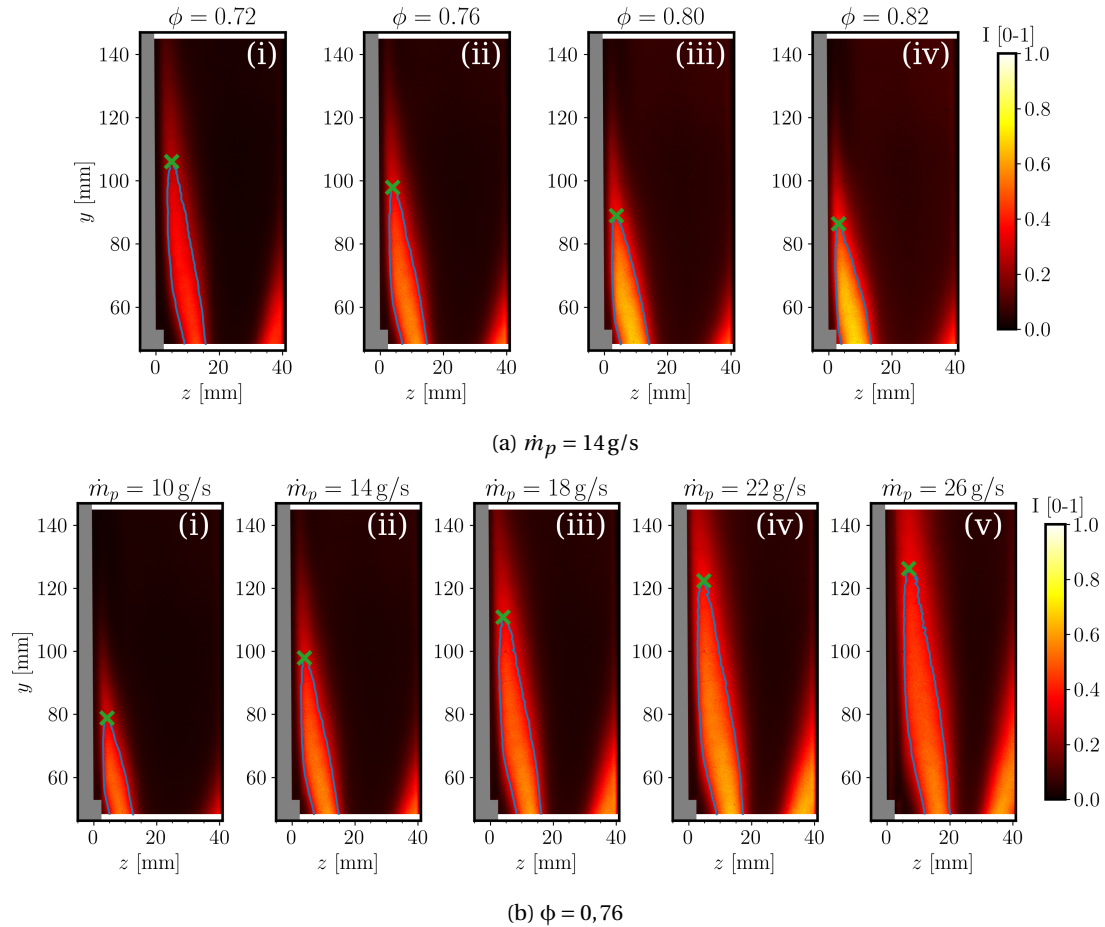


FIGURE 2.11 – Images de chimiluminescence sur le radical OH\* illustrant l'effet du débit d'air principal  $\dot{m}_p$  et de la richesse sur la hauteur de flamme. (a) Effet de  $\phi$  sur la hauteur de flamme ( $\dot{m}_p = 14 \text{ g/s}$ ), et (b) effet de  $\dot{m}_p$  la hauteur de flamme ( $\phi = 0,76$ ).  $M = 1$  et  $T w_b = 423 \text{ K}$

## 2.5.4 Estimation du domaine d'opérabilité par chimiluminescence OH\*

La stabilité de la flamme est un pré-requis nécessaire mais non suffisant pour réaliser des mesures. Pour que des mesures optiques puissent être réalisées sur la paroi équipée d'une fente, la zone d'interaction de la flamme avec la paroi doit être située au delà de  $y_{f,out} = 52,5 \text{ mm}$ .

Une campagne d'estimation du domaine d'opérabilité par chimiluminescence du radical OH\* a ensuite été conduite. Le principe de la mesure, le dispositif expérimental mis en œuvre ainsi que le post-traitement employé sont détaillés dans la section 3.2. Il est rappelé ici que ce diagnostic permet une mesure temporelle (2 ms) et spatiale (suivant  $x$  ici) de l'émission spontanée du radical OH\* intégrée entre le trajet optique entre la flamme et le détecteur. Ce radical est un marqueur de la position du taux de dégagement de chaleur (HRR) avec un signal d'autant plus intense que la concentration en OH\* est élevée (tous paramètres égaux par ailleurs).

La figure 2.11 présente plusieurs images de chimiluminescence acquises sur la configuration CENTOR-F pour un taux de soufflage  $M = 1$ . Chaque image correspond à un couple de conditions  $(\dot{m}_p, \phi)$ . La figure 2.11a illustre l'effet de la richesse à débit d'air constant ( $\dot{m}_p = 14 \text{ g/s}$ ) alors que la figure 2.11b montre l'effet du débit d'air à richesse fixe ( $\phi = 0,76$ ). Sur chaque image, un contour d'iso-intensité à 50 % a été extrait. La hauteur de flamme est définie ici comme le point de hauteur maximale de cet iso-contour,  $y_{\max}$ , et est repéré dans le cas présent par une croix verte.

L'augmentation de la richesse des gaz frais (figure 2.11a) se traduit par deux effets notables. Le premier effet consiste en une augmentation de l'intensité du signal de chimiluminescence à mesure que la richesse augmente (*i.e.*, à mesure que la puissance de flamme augmente). Entre  $\phi = 0,72$  et  $\phi = 0,82$ , l'intensité de chimiluminescence augmente ainsi de 44 % alors que la puis-

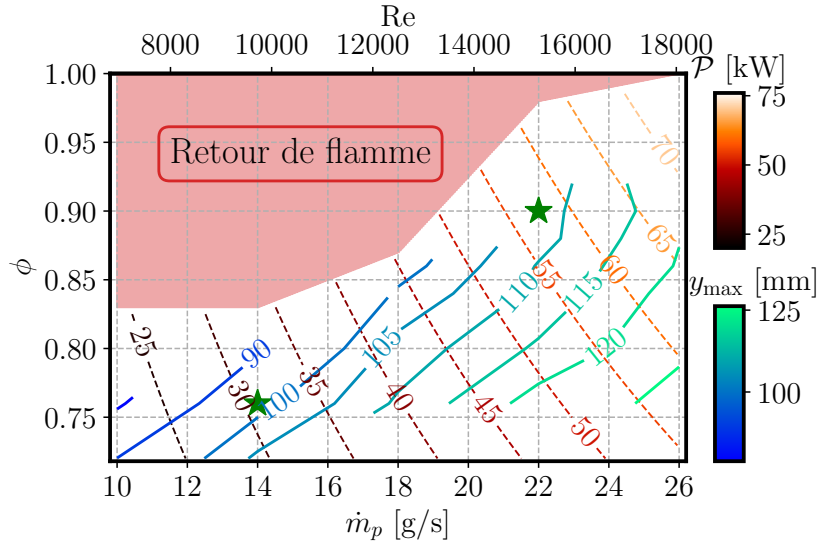


FIGURE 2.12 – Diagramme indiquant la puissance thermique de flamme  $\mathcal{P}$  (tirets rouges) et la hauteur de la branche de flamme impactant la paroi (lignes continues bleues - vertes) suivant la condition de fonctionnement du brûleur (richesse et débit d'air principal). Les étoiles vertes correspondent aux points de fonctionnement sélectionnés pour la suite de l'étude (sec. 2.5.5).

sance de flamme n'augmente que de 14 %. La relation entre intensité de chimiluminescence et puissance de flamme est précisée dans la présentation de la chimiluminescence (section 3.2). La seconde observation tirée de la figure 2.11a est que la hauteur de flamme diminue lorsque la richesse augmente. Ceci s'explique par l'augmentation de la vitesse de flamme laminaire (section 2.5.2). Ainsi, pour une richesse de  $\phi = 0,72$ , la flamme impacte la paroi en moyenne à une hauteur de  $y_{max} = 106\text{ mm}$ , contre  $y_{max} = 87\text{ mm}$  à  $\phi = 0,82$ .

De façon similaire, l'observation des images de chimiluminescence à richesse constante (figure 2.11b) permet de repérer une augmentation de la hauteur d'impact de la flamme (augmentation de la longueur de flamme) à mesure que le débit d'air augmente. La flamme impacte la paroi à hauteur de  $y_{max} = 126\text{ mm}$  à  $26\text{ g/s}$  contre seulement  $y_{max} = 79\text{ mm}$  à  $10\text{ g/s}$ . Si la flamme reste toujours dans le domaine de visualisation du module optique, la longueur d'établissement du film d'air au niveau de la zone d'impact de la flamme est différente.

L'observation des images de chimiluminescence permet ainsi de dresser une carte donnant la hauteur de flamme atteinte  $y_{max}$  en fonction du couple richesse - débit d'air. Cette information est reportée à travers les lignes bleu-vert sur la figure 2.12. Pour des richesses inférieures à 0,87 environ, ces iso-lignes se présentent sous forme de droites croissantes dont la pente est faiblement dépendante du débit  $\dot{m}_p$ . Dans ce domaine, la corrélation empirique

$$y_{max} = 164,56 + 3,077\dot{m}_p - 145,14\phi, \quad (2.7)$$

où  $\dot{m}_p$  est exprimé en g/s et  $y_{max}$  en mm, permet d'obtenir une bonne estimation au premier ordre de la hauteur de flamme. Cette corrélation n'est valide que dans le domaine d'une flamme stable. Pour des richesses supérieures à 0,87, les données sont en nombre insuffisant pour conclure à l'obtention d'une corrélation.

La figure 2.12 représente également en tiret les lignes d'iso-puissance de flamme  $\mathcal{P}$ , calculées comme

$$\mathcal{P} = \dot{m}_{CH_4} \times PCI = \psi\phi\dot{m}_p \times PCI, \quad (2.8)$$

où  $\psi$  est le rapport massique stœchiométrique et PCI est le pouvoir calorifique inférieur du méthane.

Les estimations de la hauteur de flamme et de la puissance de la flamme permettent finalement de sélectionner les points de fonctionnements souhaités pour nos expériences.

### 2.5.5 Définition des points de fonctionnement

Point d'étude	Point 1	Point 2
Débit d'air $\dot{m}_p$ [g/s]	14	22
Richesse $\phi$ [-]	0,76	0,9
Puissance de flamme $\mathcal{P}$ [kW]	30,9	57,5
Reynolds (293 K) $Re$ [-]	$\approx 9720$	$\approx 15780$
Vitesse débitante $u_b$ [m/s]	1,82	2,85
Hauteur de flamme $y_{\max}$ [mm]	100	108
Vitesse de flamme laminaire [18] $S_L^0$ [cm/s]	21	33

TABLEAU 2.2 – Caractéristiques des deux points de fonctionnement sélectionnés.

Deux points de fonctionnement ont été sélectionnés pour les études de FWI et FCAI.

L'objectif est de sélectionner deux points présentant des caractéristiques thermiques et aérodynamiques différentes, tout en conservant la longueur d'établissement moyenne du film d'air et la hauteur de flamme. Il convient de sélectionner des points suffisamment éloignés de la limite de stabilité du brûleur pour garantir la robustesse de la mesure.

La première condition est un point à faible puissance de flamme, tandis que la seconde présente une configuration plus puissante. Le tableau 2.2 regroupe les caractéristiques deux points de fonctionnement sélectionnés, ceux-ci étant également représentés par des étoiles sur les figures 2.10 et 2.12.

## 2.6 Caractérisation des écoulements turbulents non réactifs

Dans cette section, on s'attachera à caractériser l'écoulement de la veine d'air pour les deux points de fonctionnement mentionnés ci-dessus. Leur analyse est réalisée en utilisant la configuration CENTOR-F (plaque d'étude équipée d'une fente). Deux séries de mesures complémentaires sont réalisées. En premier lieu, les champs de vitesse sont mesurés par vélocimétrie par imagerie de particules (PIV). Cette campagne de mesure permet de mesurer la distribution 2d de la vitesse de l'écoulement. Une seconde série de mesure par Anémométrie Doppler Laser (ADL) a été ensuite réalisée pour obtenir le profil de vitesse dans le film d'air avec une précision accrue.

### 2.6.1 Mesure par PIV - CENTOR-F

La première campagne de mesure sur le brûleur concerne une mesure du champ de vitesse dans le plan  $(y, z)$ , orthogonal à la paroi d'étude. L'écoulement est principalement monodirectionnel et orienté suivant  $y$ . Seule la composante  $u_y$  sera discutée ici. La composante de vitesse  $u_z$  est disponible en annexe A.1.2.

#### 2.6.1.1 Dispositif expérimental

Le principe de la technique, le dispositif expérimental servant à réaliser les mesures de PIV ainsi que le post-traitement employé sont décrits en détail dans la section 3.4. Ne sont rappelés ici que les principaux éléments nécessaires à sa compréhension.

Le principe de la PIV consiste à ensemencer l'écoulement d'air avec des particules de petites dimensions qui sont transportées dans la phase gazeuse. On réalise ensuite deux images espacées d'un laps de temps  $\delta t$ . En maillant les images ainsi obtenues, par un calcul de corrélation local, il est possible de remonter au déplacement moyen statistique des particules comprises dans une maille.

Pour chaque point de fonctionnement ( $\dot{m}_p = 14$  g/s et  $\dot{m}_p = 22$  g/s), des champs de vitesse ont été acquis pour différents taux de soufflage :  $M = 1$ ; 2 et 3 pour le premier point, et  $M = 0,5$ ; 0,75; 1; 2 et 3 pour le second point. Pour chaque condition, 1 000 champs instantanés ont été acquis



à la fréquence 3,33 Hz. La moyenne temporelle  $\langle u_y \rangle$  de la composante verticale de la vitesse est définie comme

$$\langle u_y \rangle (y, z) = \frac{1}{N} \sum_{t=1}^N u_y(t, y, z) \quad (2.9)$$

où  $N$  est le nombre d'image ( $N = 1000$ ) et  $\langle \cdot \rangle$  est l'opérateur de moyenne temporelle, ainsi que l'écart-type de la fluctuation temporelle de vitesse selon  $y$   $(u_y)'$ , définie comme

$$(u_y)' (y, z) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{t=1}^N [u_y(t, y, z) - \langle u_y \rangle (y, z)]^2} \quad (2.10)$$

sont extraits.

### 2.6.1.2 Champs moyens et intensité de turbulence

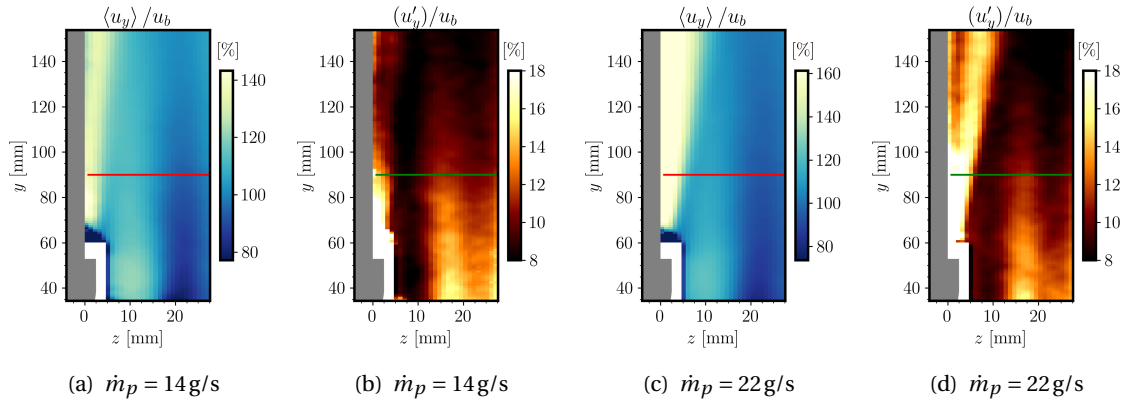


FIGURE 2.13 – (a) et (c) : Champs moyens de vitesse  $\langle u_y \rangle$  en condition non réactive, (b) et (d) : intensité de turbulence suivant  $y$   $(u_y)'/u_b$  pour les deux points de fonctionnement : (a-b)  $\dot{m}_p = 14$  g/s ( $u_b = 1,82$  m/s) et (c-d)  $\dot{m}_p = 22$  g/s ( $u_b = 2,85$  m/s). Les figures correspondent à un taux de soufflage  $M = 2$ . Les lignes horizontales correspondent à la position des profils de vitesse extraits et tracés sur les figures 2.14 et A.3.

**Champs moyens** La vitesse moyenne suivant  $y$   $\langle u_y \rangle$  dans le plan  $(z, y)$  est présentée pour les deux points de fonctionnement sur les figures 2.13a et 2.13c. Ces champs de vitesse correspondent à un taux de soufflage  $M = 2$ .

L'écoulement se divise en deux zones de vitesse distinctes : le film d'air issu de la fente ( $z < 2,5$  mm), et l'écoulement principal ( $z > 2,5$  mm).

La vitesse du film d'air est voisine de 2,5 m/s pour le débit  $\dot{m}_p = 14$  g/s, et 5 m/s pour  $\dot{m}_p = 22$  g/s. Ces vitesses correspondent à 1,4 et 1,7 fois la vitesse débitante de l'écoulement principal  $u_b$ . Elle sont donc inférieures au taux de soufflage imposé  $M = 2$ . Ce dernier est calculé avec la vitesse débitante à la section de sortie de la fente (équation 1.8). Cette réduction de vitesse illustre une expansion du film (augmentation de la section effective de passage). L'épaisseur du film d'air est alors fonction de la hauteur  $y$ . Elle passe progressivement de  $\approx 3$  mm à  $y = 70$  mm à  $\approx 8,5$  mm à  $y = 145$  mm pour  $\dot{m}_p = 22$  g/s. À une hauteur donnée, le profil de vitesse suivant  $z$  semble indépendant de la distance à la paroi. Ainsi, une vitesse importante est observée en proche-paroi, ce qui ne met pas en évidence le développement d'une couche limite. Cette absence de couche limite est attribuée à une manifestation de la résolution spatiale insuffisante de la PIV (taille des mailles  $16 \times 16$  px, soit environ  $1$  mm  $\times$   $1$  mm, voir section 3.4). La vitesse en proche-paroi sera alors mesurée par ADL, celle-ci offrant une meilleure résolution spatiale (voir le détail des résultats dans la section 2.6.2).

Dans l'écoulement principal, les vitesses sont plus faibles et se rapprochent de la vitesse débitante  $u_b$  : 1,5 - 2,1 m/s pour  $\dot{m}_p = 14$  g/s et 2,5 - 3,1 m/s pour  $\dot{m}_p = 22$  g/s, soit entre 80 % et

120 % de la vitesse débitante. Pour les deux conditions, le profil de vitesse n'est pas parfaitement plat. Une zone de vitesse élevée est observée autour de  $z \approx 10$  mm, et une zone de vitesse plus faible est visualisée autour de  $z \approx 20$  mm. Cette dernière position correspond à celle du barreau accroche-flamme. Cette inhomogénéité de vitesse tend à s'atténuer avec l'augmentation de  $y$ . Elle devient négligeable et le profil de vitesse  $u_y$  devient indépendant de la coordonnée  $z$  au delà de  $y \approx 110$  mm.

La composante de vitesse suivant  $z$  ( $\langle u_z \rangle$ ) est significativement inférieure à  $\langle u_y \rangle$ . Elle n'atteint que 10 % de la vitesse débitante, au niveau de l'interface entre le film d'air et l'écoulement principal. Les champs de vitesse  $\langle u_z \rangle$  sont reportés en annexe sur la figure A.2.

**Fluctuations de vitesse** L'intensité des fluctuations de vitesse suivant l'axe  $y$  est représentée sur les figures 2.13b et 2.13d. Tout d'abord, on note que l'intensité de fluctuation de vitesse est du même ordre de grandeur pour les deux conditions de débit. La moyenne spatiale de la fluctuation  $\overline{(u_y)'}^2$ , où  $\overline{(\cdot)}$  correspond à la moyenne spatiale dans le plan  $(z, y)$ , vaut 10,6 % pour  $\dot{m}_p = 14$  g/s contre 10,4 % pour  $\dot{m}_p = 22$  g/s.

La distribution spatiale de cette fluctuation de vitesse est également peu dépendante de la condition de débit. On retrouve alors une structure similaire aux champs moyens de vitesse, avec deux zones identifiables. Entre  $z = 5$  mm et  $z = 15$  mm, la fluctuation de vitesse est faible, avec des valeurs comprises entre 6 % à 8 %. Pour  $z > 15$  mm, la fluctuation de vitesse est plus importante et atteint localement 15 %. Cette zone de grande fluctuation de vitesse est située en aval du barreau accroche-flamme. Les disparités suivant l'axe  $z$  tendent cependant à se réduire à mesure que l'on s'éloigne de la sortie du convergent, pour tendre vers une fluctuation de vitesse uniforme proche de 8 %. Ce chiffre est à mettre en rapport avec les caractéristiques du module de turbulence MuSTI, qui est conçu pour produire une turbulence isotrope de l'ordre de 10-15 %, mesurée en aval des grilles (voir la section 2.3.3). On retrouve ce niveau d'intensité proche de la sortie du convergent, avant d'observer une décroissance provenant de la dissipation visqueuse progressive des tourbillons (cascade de Richardson-Kolmogorov [29, 84]).

On note enfin une augmentation des fluctuations de vitesse au niveau de l'interface entre le film d'air et l'écoulement principal, particulièrement visible pour  $\dot{m}_p = 22$  g/s. Cette zone de fluctuation importante est à attribuer à la couche de mélange provenant du cisaillement entre deux écoulements de vitesse différente [166].

### 2.6.1.3 Profils de vitesse horizontaux

Afin de détailler la topologie des champs de vitesse, un profil horizontal (selon  $z$ ) est extrait à la hauteur  $y = 90$  mm du champ de vitesse. Cette hauteur a été choisie pour être proche de la hauteur moyenne d'impact des flammes sur la paroi. Les profils extraits sont tracés sur la figure 2.14 pour le débit  $\dot{m}_p = 22$  g/s et différents taux de soufflage. Une figure similaire est disponible en annexe A.1.3 pour le débit  $\dot{m}_p = 14$  g/s. Les profils de vitesse sont similaires pour les deux conditions, seul le cas où  $\dot{m}_p = 22$  g/s sera discuté. Les figures 2.14a-c représentent la composante de vitesse verticale  $u_y$ , et les figures 2.14d-f présentent des profils de la composante horizontale de vitesse,  $u_z$ .

L'observation de ces profils permet de séparer le domaine étudié en trois régimes :

- (A) de  $z = 0$  mm à  $z = 2,5$  mm, représentant l'épaisseur de la fente générant le film d'air.
- (B) de  $z = 2,5$  mm à  $z = 8$  mm où la couche de cisaillement entre le film d'air et l'écoulement principal prend place.
- (C) de  $z = 8$  mm à  $z = 27$  mm représentant une distance importante à la paroi, où l'effet du film d'air ne se fait plus sentir de façon prépondérante.

**Composante de vitesse verticale  $u_y$**  La vitesse  $\langle u_y \rangle$  normalisée par la vitesse débitante est représentée sur la figure 2.14a. On observe tout d'abord que les effets du film d'air dépendant du taux

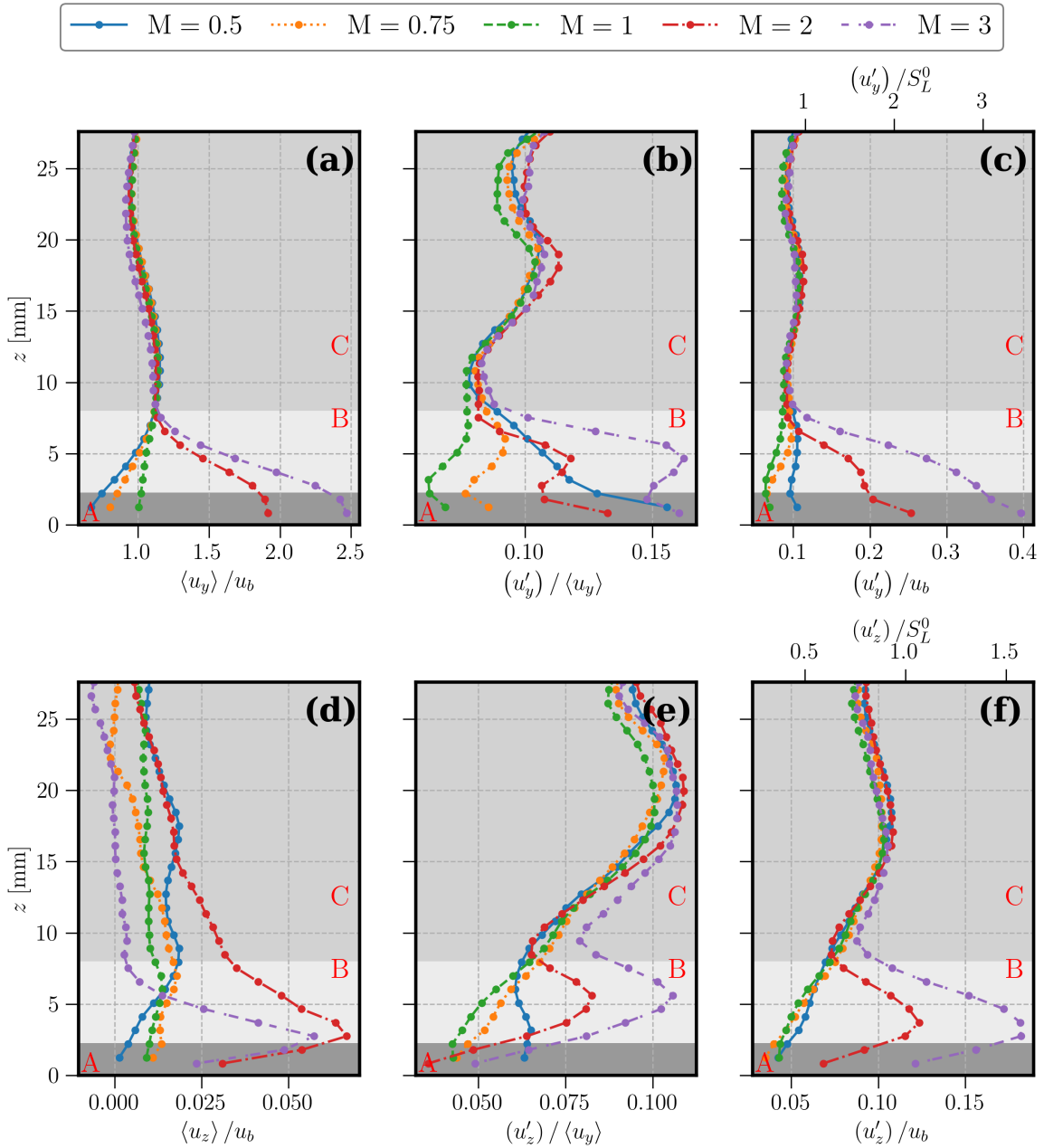


FIGURE 2.14 – Profils de vitesse suivant  $z$  extraits à  $y = 90$  mm pour un débit d'écoulement principal  $\dot{m}_p = 22$  g/s et 5 taux de soufflage  $M$ . (a)-(c) : composante  $u_y$ , (d)-(f) : composante  $u_z$ .  $u_b$  correspond à la vitesse débitante ( $u_b = 2,87$  m/s), et  $S_L^0 = 0,33$  m/s à la vitesse de flamme laminaire non étirée à la richesse  $\phi = 0,9$  [18]. Les symboles correspondent aux vecteurs de vitesse estimés par PIV. Les lignes guident les yeux.

de soufflage sont prédominants aux zones (A) et (B). Dans la zone (C), la superposition des différents profils tend à confirmer la bonne reproductibilité des mesures, et d'autre part une absence de l'influence du film d'air sur l'écoulement principal. Pour l'écoulement principal, on retrouve également l'évolution de la vitesse suivant  $z$  observée sur les champs moyens de vitesse, à savoir un pic de vitesse au niveau de  $z = 12$  mm, suivi d'une zone où la vitesse reste inférieure à la vitesse débitante autour de  $z \approx 22$  mm.

Dans la zone (A), on retrouve des valeurs de vitesse proches de la valeur du taux de soufflage :  $\langle u_y \rangle / u_b$  est légèrement inférieure à  $M$  quand  $M$  est supérieur à 1, et légèrement supérieure dans le cas contraire. Ceci s'explique par les effets d'entraînement issus de la couche de cisaillement entre le film d'air et l'écoulement principal, qui a tendance à freiner ou entrainer le film d'air suivant le sens du différentiel de vitesse (cas où  $M > 1$  ou cas où  $M < 1$ ). Dans la zone (B), on retrouve la couche de cisaillement, où l'effet du film d'air décroît linéairement avec  $z$ . De façon intéressante, l'épaisseur de cette couche de cisaillement ne semble pas dépendre directement du taux de soufflage, celle-ci mesurant  $\approx 5$  mm à  $y = 90$  mm. Elle est cependant fonction de la distance par rapport à la section de sortie de la fente (dépendante de  $y$ ).

Les tendances observées sur la composante moyenne de la vitesse se retrouvent également sur les fluctuations  $(u_y)'$ , quelles soient normalisées par la vitesse moyenne  $\langle u_y \rangle$  (figure 2.14b) ou par la vitesse débitante (figure 2.14c).

Dans l'écoulement principal, la fluctuation de vitesse est proche de 10%. Dans le film d'air et pour des taux de soufflage supérieurs à 1, la valeur de cette fluctuation est d'autant plus importante que le taux de soufflage est grand. Au contraire, une fluctuation minimale est trouvée pour  $M = 1$  (couche de cisaillement minimale entre les deux écoulements). Pour les taux de soufflage inférieurs à 1, l'importance de la fluctuation est d'autant plus accentuée que le taux de soufflage est faible. Ceci peut s'expliquer par le fait que les tourbillons formés par la couche de cisaillement entre le film d'air et l'écoulement principal ont tendance à se développer du côté des faibles vitesses, soit du côté correspondant au film d'air correspondant à  $M < 1$ . Les tourbillons formés sont cependant affectés par la présence de la paroi, qui réduit leur développement. Ces tourbillons peuvent provoquer une intermittence temporelle dans la position de la couche de cisaillement. Cette interprétation est en accord au cas de la vitesse moyenne  $\langle u_y \rangle / u_b$  à  $M = 0,5$ , où l'on observe une valeur de vitesse débitante supérieure à la valeur attendue (0,67 contre 0,5), ce qui indique une pénétration de l'écoulement principal dans le film d'air. Cette explication nécessite cependant d'être validée avec des mesures complémentaires du taux de mélange local entre le film d'air et l'écoulement principal.

**Composante de vitesse horizontale  $u_z$**  Des profils similaires sont tracés pour la composante de vitesse  $u_z$  normale à la paroi sur les figures 2.14d-f. Les mêmes délimitations par zone  $y$  sont indiquées.

On note tout d'abord la très faible valeur de la composante moyenne  $\langle u_z \rangle$  par rapport à la vitesse débitante, n'atteignant les 5% que pour les taux de soufflage les plus élevés. Les plus fortes valeurs de la vitesse horizontale sont mesurées à l'interface entre les zones (A) et (B), soit au niveau de la couche de cisaillement entre les deux écoulements. La fluctuation de vitesse est cependant importante dans la zone (B), où elle peut atteindre  $\approx 18\%$  pour  $M = 3$  à  $z = 3$  mm. Dans l'écoulement principal, on observe une fluctuation de vitesse  $(u_z)'$  de l'ordre de 10% (par rapport à la vitesse moyenne  $\langle u_y \rangle$  ou à la vitesse débitante  $u_b$ ), similaire à la fluctuation observée sur la composante  $u_y$ . On retrouve ici le caractère isotrope de la turbulence générée par le module de turbulence MuSTI et mesurée par Mazellier et al. [219]. À noter également que cette intensité de turbulence n'est pas fonction du débit considéré (dans la gamme étudiée), puisqu'une intensité de fluctuation de vitesse de  $\approx 10\%$  est également observée pour  $\dot{m}_p = 14$  g/s (figure A.3).

**Régime d'interaction flamme - turbulence** Les figures 2.14c et 2.14f présentent une comparaison entre la fluctuation de vitesse et la vitesse de flamme laminaire  $S_L^0$  (axe supérieur). Cette comparaison permet de placer les points d'étude dans le diagramme de Borghi-Peters [114, 245, 250].

Ce diagramme permet de caractériser le régime de combustion dans lequel le brûleur opère. Il permet de comparer la dimension caractéristique des tourbillons avec l'épaisseur du front de flamme, et par suite d'estimer la pénétration des petites structures tourbillonnaires dans la structure du front de flamme.

La classification du régime de combustion s'opère en considérant les fluctuations de vitesse dans les gaz frais au voisinage de la flamme. L'estimation de cette fluctuation non perturbée par le front de flamme est en revanche difficilement accessible expérimentalement, et pose des questions de définition au voisinage du front de flamme [250]. Il est donc admis d'estimer le régime de combustion en se basant sur la fluctuation de vitesse de l'écoulement non réactif [159, 250]. Cette simplification entraîne cependant une grande incertitude quant au classement, l'écoulement et les caractéristiques de la turbulence étant affectés par la présence du front de flamme [95].

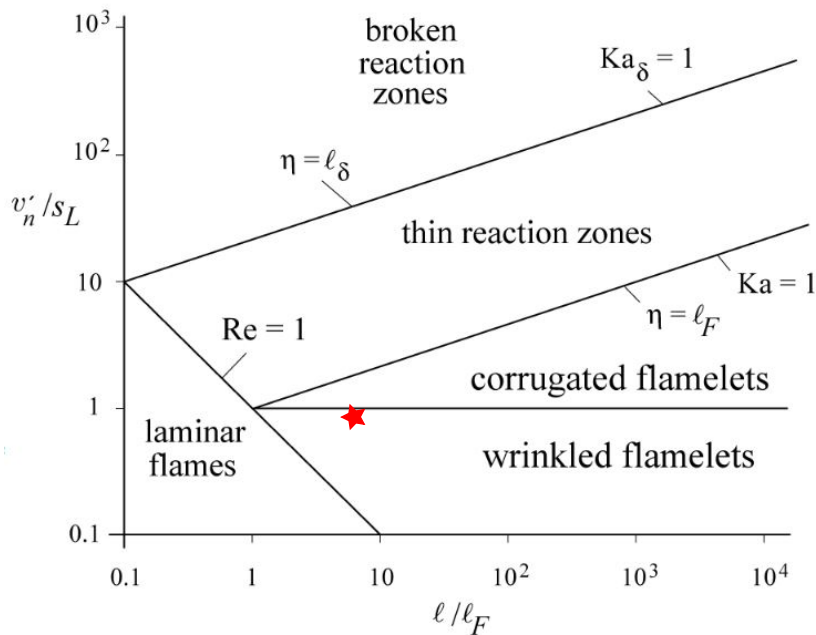


FIGURE 2.15 – Diagramme de Borghi-Peters illustrant les régimes de combustion turbulente prémélangée. L'étoile rouge positionne la flamme du brûleur CENTOR. Reproduit de [253].

Pour les deux points de fonctionnement, on note que les fluctuations de vitesse  $(u_y)'$  et  $(u_z)'$  dans l'écoulement principal (C) sont légèrement inférieures à  $S_L^0$ . Sur cette considération, et en considérant une échelle intégrale de l'ordre de 5-8 mm [219], les deux points d'étude sont classés dans le régime des flammes plissées (figure 2.15). Cela signifie que les structures tourbillonnaires ont une taille supérieure à l'épaisseur du front de flamme. Ce dernier peut donc être considéré comme mince. Par conséquent, les tourbillons viennent le courber et le plisser, mais n'interagissent pas avec la zone de préchauffage du front de flamme (pas d'interaction avec les isothermes). On se référera aux références [246, 250] pour des explications complémentaires et une illustration du régime.

Dans la couche de mélange, l'estimation du rapport  $(u)' / S_L^0$  est rendu complexe par l'absence de la connaissance de la richesse locale, influant fortement sur  $S_L^0$  (figure 2.8). La diminution de la richesse réduit  $S_L^0$ , ce qui augmente le rapport  $(u)' / S_L^0$ . La flamme se déplace vers le régime des flammes ondulées. Dans le cas d'une interaction flamme - film d'air - paroi, la présence du film d'air se traduit par une perte enthalpique produite par des transferts thermiques entre la zone de réaction et le film d'air froid. Cette perte enthalpique se traduit alors par un épaississement du front de flamme et le diagramme de Borghi-Peters (figure 2.15) n'est plus valide en l'état. Le régime d'interaction flamme - turbulence n'est pas estimable aisément en l'état dans la zone (B). La zone (A) correspond au film d'air, où la richesse est nulle ou très faible. Par définition, estimer un régime d'interaction flamme-turbulence dans cette zone est illusoire.

## 2.6.2 Mesure par ADL 1-C en couche limite

Les mesures de PIV n'ont pas permis de réaliser des mesures de vitesse en proche-paroi avec une résolution spatiale suffisante. Pour visualiser les écoulements dans le film d'air proche-paroi, une campagne de mesure a été réalisée sur le banc CENTOR-F par Anémométrie Doppler Laser (ADL).

### 2.6.2.1 Dispositif expérimental

**Principe de la méthode** L'utilité de l'ADL réside dans l'exploitation de l'effet Doppler provoqué par le fait que la lumière réfléchiée par une particule est observée avec une variation de fréquence par rapport à la fréquence de la lumière incidente [46]. La mesure de ce décalage en fréquence permet ainsi de remonter à la vitesse de la particule. Cependant, la fréquence des sources lumineuses visibles est trop grande pour que ce décalage fréquentiel soit mesurable. On a donc recours à une stratégie consistant à croiser deux sources de lumière monochromatique cohérente (en pratique provenant d'un même laser) pour produire des franges d'interférences constructives et destructives dans la zone de croisement. Une particule qui traverse ce volume de mesure rencontrera donc une alternance de franges sombres et de franges claires. La lumière diffusée par cette particule au passage des fentes présentera une modulation en intensité, à une fréquence directement dépendante de la vitesse de la particule (fréquence Doppler). En connaissant l'espacement des franges, déterminé par l'angle et la longueur d'onde des faisceaux incidents, la composante normale au volume de mesure de la vitesse de la particule peut être mesurée, au signe près. Ajouter un déphasage à l'un des deux faisceaux, via une cellule de Bragg, permet d'induire un défilement des franges d'interférence. Ce défilement ajoute une composante continue à la fréquence de modulation diffusée par la particule, à laquelle s'ajoute la fréquence Doppler. Ce défilement permet donc de remonter au signe de la composante mesurée de la vitesse de la particule. Ce montage est appelé *montage à frange* [46].

On se référera aux références [46, 296] pour la présentation des équations menant à la mesure de la vitesse, ainsi que pour une vue d'ensemble des différents montages optiques accessibles.

L'ADL est une mesure fiable de vitesse ponctuelle et non résolue temporellement. Elle permet d'atteindre des résolutions spatiales importantes (zone de croisement des faisceaux laser) autorisant des mesures proche de la paroi d'étude, à la différence de la PIV.

**Configuration expérimental** Un système commercial complet d'ADL DantecDynamics a été utilisé pour réaliser la mesure de la composante  $u_y$  de la vitesse en proche-paroi. La configuration monocomposante du système d'ADL est basé sur un laser continu de longueur d'onde 514 nm (diamètre de faisceau 1,3 mm). En sortie du laser, l'utilisation d'un jeu d'optiques permet de séparer le faisceau initial en deux faisceaux collimatés et parallèles. Un des faisceaux traverse une cellule de Bragg (40 MHz), permettant d'ajouter une fréquence de modulation supplémentaire entre les deux faisceaux (déphasage). Chaque faisceau est ensuite injecté dans une fibre optique jusqu'à la sonde d'émission (FiberFlow Probe, diamètre 60 mm, espacement des faisceaux 38 mm). Une lentille convergente de focale 400 mm est installée en sortie de fibre. Elle permet de faire croiser les deux faisceaux dans un volume de mesure de dimensions  $194 \times 194 \times 4087 \mu\text{m}$  au point de mesure. La figure 2.16 illustre le croisement des faisceaux au centre de la veine CENTOR. La collection est réalisée avec une sonde de collection placée à un angle de  $30^\circ$  par rapport à l'axe de propagation des faisceaux. Elle est équipée d'une lentille convergente de distance focale de 310 mm. Une fente de  $200 \mu\text{m}$  d'ouverture permet de limiter le volume de collection au volume de mesure. Les signaux sont traités avec le logiciel Dantec Dynamics BSA. Entre 10 000 et 20 000 particules sont comptées pour chaque point de mesure, ce qui permet une estimation statistiquement convergée de la vitesse moyenne  $\langle u_y \rangle$  et des fluctuations  $(u_y)'$ .

L'écoulement principal et le film d'air sontensemencés avec des particules de dioxyde de zirconium, de façon similaire aux mesures par PIV (voir la section 3.4.2).

Deux séries de mesures sont réalisées :

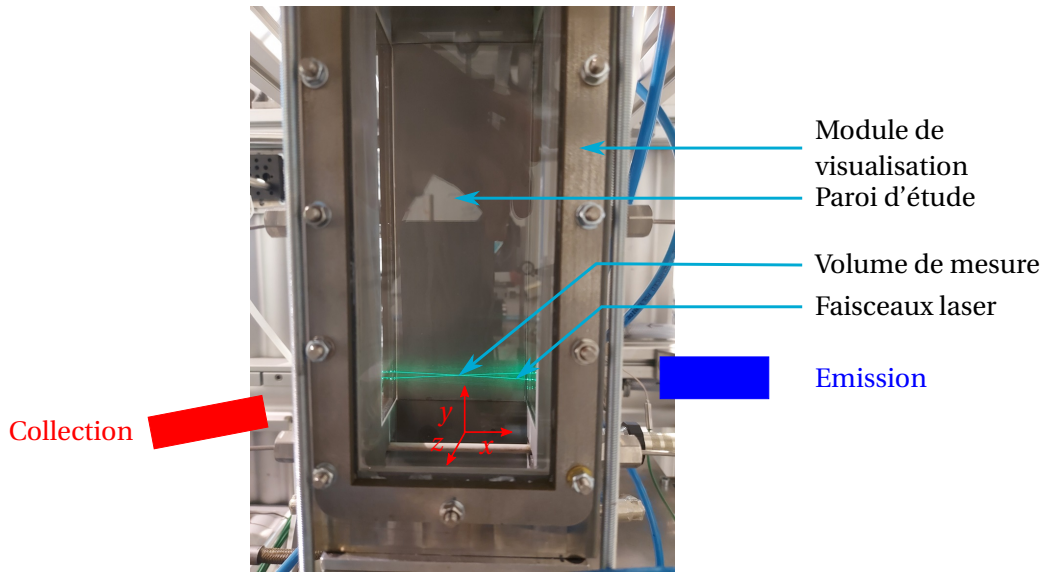


FIGURE 2.16 – Vue du module de visualisation du brûleur CENTOR dans lequel le volume de mesure d'ADL est visible.

- Des profils de vitesse normaux à la paroi (suivant  $z$ ) sont acquis pour plusieurs taux de soufflage. Ces profils sont enregistrés à la position  $x = 0$  mm (plan milieu du brûleur) et à la hauteur  $y = 55$  mm, juste en sortie de la fente. Un profil est également enregistré au niveau de la lèvre de la fente  $y = 52,5$  mm, dans l'écoulement principal uniquement.
- Deux profils horizontaux transverses suivant  $x$  sont enregistrés, l'un dans l'écoulement du film d'air ( $z = 1,1$  mm,  $y = 57$  mm) et l'autre dans l'écoulement principal à la base de la zone optiquement accessible ( $z = 7$  mm,  $y = 24$  mm).

### 2.6.2.2 Profils de vitesse normaux à la paroi

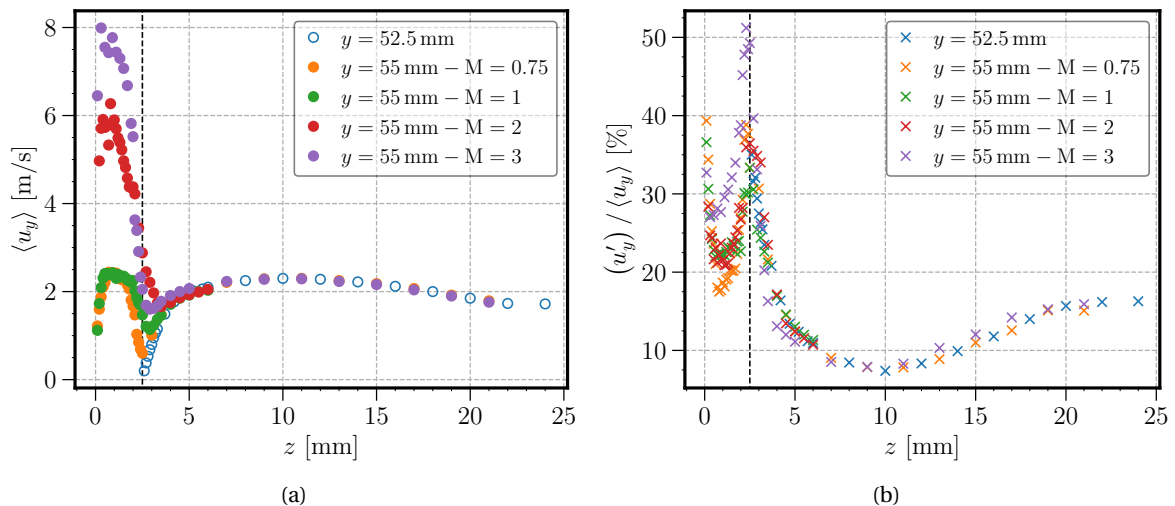


FIGURE 2.17 – (a) Profils de vitesse moyenne  $\langle u_y \rangle(z)$  et (b) fluctuations de vitesse normalisées par la vitesse moyenne  $(u_y)' / \langle u_y \rangle$  normaux à la paroi, mesurés au dessus de la section de sortie de la fente ( $y = 55$  mm) par ADL. Ces mesures correspondent à un débit d'air principal  $\dot{m}_p = 14$  g/s. La ligne pointillée verticale indique le bord de la lèvre de la fente,  $z = 2,5$  mm.

La figure 2.17 présente les profils de vitesse normaux à la paroi, mesurés à la sortie de la fente ( $y = 55$  mm) pour plusieurs taux de soufflage et pour  $\dot{m}_p = 14$  g/s. Un profil de vitesse supplémen-

taire est mesuré à la base de la lèvre de la fente ( $y = 52,5$  mm), pour lequel le débit d'air dans la fente  $\dot{m}_f$  est nul. Ce profil de vitesse correspond à l'écoulement principal.

Pour  $z > 5$  mm, on note tout d'abord une excellente superposition des différents profils. Ceci vient conforter la robustesse des mesures (reproductibilité), et vient également assurer qu'au niveau de la section de sortie de la fente, l'écoulement principal n'est pas affecté par l'injection d'un film d'air à la paroi. On note également une bonne superposition des niveaux de fluctuation de vitesse, de l'ordre de 8-15 % (figure 2.17b).

Entre  $z = 2,5$  mm et  $z = 5$  mm, le développement d'une couche limite le long de la lèvre de la fente (visible pour le profil à  $y = 52,5$  mm) est observé. Cette zone de faible vitesse tend à se réduire à mesure que le taux de soufflage augmente, et n'est plus observable pour  $M = 2$  et  $M = 3$ . En d'autres termes, cela signifie que la couche limite qui se développe le long de la lèvre de la fente ( $y < 52,5$  mm) persiste en aval de la lèvre ( $y = 55$  mm) pour  $M \leq 1$  mais n'est plus observable pour  $M \geq 2$ . La disparition progressive de cette couche limite indique un effet d'entraînement ou un mélange de l'écoulement principal par le film d'air. Le différentiel de vitesse entre les deux écoulements suggère le développement d'une couche de cisaillement, déstabilisant l'interface entre les deux écoulements. L'augmentation de la vitesse de l'écoulement principal proche du film d'air lorsque le taux de soufflage augmente suggère que la couche de cisaillement se développe dès la sortie de la fente. La vitesse moyenne de l'écoulement dans cette couche de mélange augmente donc à mesure que le facteur de soufflage augmente.

Pour  $z < 2,5$  mm, l'écoulement observé correspond au film d'air. Pour  $M \leq 1$ , l'écoulement dans la fente semble correctement établi, comme le suggère l'apparition d'une couche limite proche de la paroi et un profil de vitesse plat dans le film d'air. On note également une zone de très faible vitesse au dessus de la lèvre de la fente. Dans cette zone, le fort niveau de fluctuation observé ( $\approx 40\%$ ) combiné avec la faible valeur de la vitesse moyenne indiquent une zone de recirculation, avec potentiellement un accrochage des tourbillons dans cette zone de stagnation. La faible différence de vitesse mesurée entre les profils  $M = 0,75$  et  $M = 1$  provient de la difficulté à ensemencher le film d'air à faible vitesse.

Pour  $M \geq 1$ , les profils ne semblent en revanche pas établis, avec une vitesse élevée en proche-paroi jusqu'à  $z \approx 1$  mm, et une décroissance linéaire de la vitesse jusqu'à la lèvre de la fente ( $z = 2,5$  mm). Ceci provient de la quantité de mouvement supérieure des jets d'injection dans la cavité de la fente, qui n'a dès lors pas la longueur suffisante pour permettre aux différents jets d'air de coalescer en un film uniforme. Un établissement de l'homogénéité du film tend à se produire à des hauteurs supérieures, comme cela a été observé avec les mesures de PIV en condition non réactive (figure 2.13a). On note enfin une intensité de fluctuation de vitesse dans le film d'air de l'ordre de 20 %, valeur qui tend à augmenter lorsque le taux de soufflage augmente.

### 2.6.2.3 Profil parallèle à la paroi

Afin d'estimer l'homogénéité de l'écoulement suivant la direction  $x$ , deux profils de vitesse selon  $x$  ont été mesurés (figure 2.18). Les symboles bleus correspondent à un profil extrait dans l'écoulement principal ( $y = 24$  mm,  $z = 7$  mm), tandis que les symboles oranges correspondent au film d'air pour  $M = 1$  ( $y = 57$  mm,  $z = 1,1$  mm).

Pour l'écoulement principal, le profil de vitesse est relativement uniforme, avec présence d'un maximum de vitesse de 2,17 m/s au centre de la veine  $x = 0$  mm. La vitesse décroît à mesure que l'on s'éloigne du centre de la veine (1,85 m/s à  $x = \pm 13$  mm). La fluctuation de vitesse est quant à elle uniforme sur tout le profil, à une valeur de 10 %.

L'écoulement dans le film d'air est nettement plus hétérogène. De fortes variations de vitesse moyenne sont observées d'un point à l'autre, sans qu'il ne soit pour autant possible de repérer la trace des jets. Ce résultat indique probablement que le processus de coalescence des jets dans la cavité de la fente n'est pas totalement effectif à cette distance de la sortie de la fente. L'uniformité du film doit donc se produire de manière plus efficace plus en aval, dans la zone où la flamme interagit avec le film d'air. On note de plus que la fluctuation de vitesse reste constante suivant  $x$ , proche de  $\approx 25\%$ .



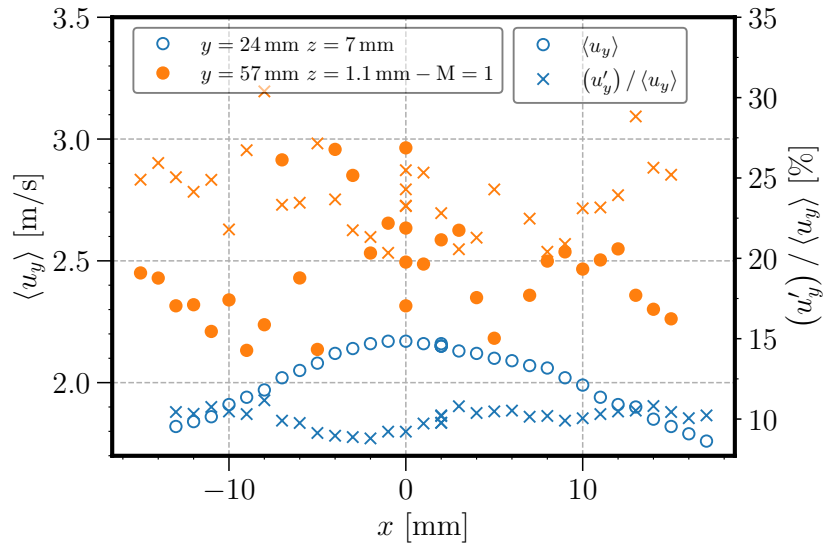


FIGURE 2.18 – Profils de vitesse moyenne  $\langle u_y \rangle(x)$  et fluctuation de vitesse  $(u_y)' / \langle u_y \rangle$  suivant l'axe  $x$  (horizontal parallèle à la paroi) dans l'écoulement du film d'air ( $z = 1,1$  mm,  $M = 1$ ) et dans l'écoulement principal à la base de l'accès optique de la veine ( $z = 7$  mm,  $y = 24$  mm) par ADL. Ces mesures correspondent à un débit d'air principal  $\dot{m}_p = 14$  g/s.

#### 2.6.2.4 Comparaison ADL - PIV

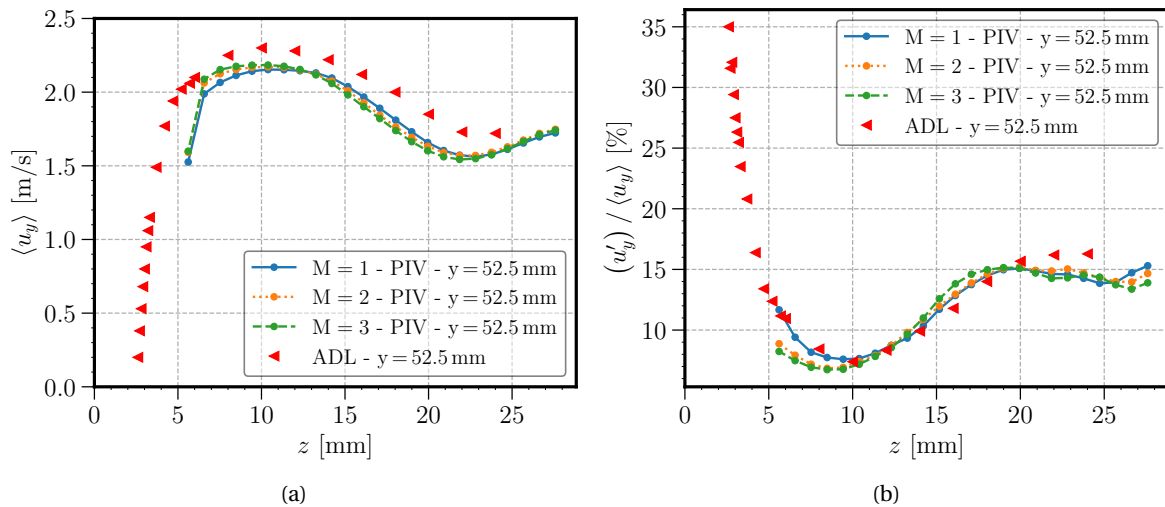


FIGURE 2.19 – Profils de vitesse  $u_y(z)$  normaux à la paroi au niveau de la lèvre supérieure de la fente,  $y = 52,5$  mm. Points et lignes : mesures par PIV (trois taux de soufflage), et par ADL (triangles pleins rouges), en termes de (a) vitesse moyenne  $\langle u_y \rangle$  et (b) fluctuation de vitesse  $(u_y)' / \langle u_y \rangle$ . Ces mesures correspondent à un débit d'air principal  $\dot{m}_p = 14$  g/s.

La figure 2.19 permet de comparer des profils de vitesse mesurés par ADL et par PIV dans l'écoulement principal. Il est à noter que ces deux campagnes de mesures ont été réalisées sur un intervalle de 10 mois, durant lesquels plusieurs modifications des parties supérieures du banc (remplacement du module d'échappement) ainsi que plusieurs démontages et nettoyages complets de l'installation ont eu lieu.

La vitesse moyenne  $\langle u_y \rangle$  est tracée sur la figure 2.19a pour un profil de vitesse enregistré par ADL au niveau de la lèvre de la fente ( $y = 52,5$  mm, triangles rouges) et trois profils enregistrés par PIV à trois taux de soufflage. La figure 2.19a représente la fluctuation de vitesse pour les mêmes profils.

On note un accord satisfaisant des mesures entre les données obtenues par ADL et celles dé-

duites des mesures par PIV. Les profils de vitesse sont de forme similaire, avec une sur-vitesse pour  $z = 10$  mm. Cet accord est également observé pour la fluctuation de vitesse, avec une superposition des différents profils.

Il est cependant à noter que la PIV sous estime la mesure de la vitesse d'une erreur systématique de 0,2 m/s par rapport à l'ADL. Cet écart est attribué au processus de moyennage de la vitesse lors de l'analyse des images de PIV. La vitesse attribuée à une maille correspond à la vitesse moyenne des particules contenues dans cette maille. Les particules ayant les vitesses les plus élevées ont d'avantage tendance à sortir du plan de mesure lors de l'acquisition de la deuxième image. Les vitesses les plus élevées sont ainsi sous représentées dans le calcul de la vitesse moyenne.

## Conclusion

Le premier objectif de ma thèse a été de concevoir un banc d'essai expérimental permettant la visualisation des processus énergétiques en proche-paroi (objectif #1). L'objet de ce chapitre a servi à présenter le banc CENTOR (*Combustion test bench to observe near wall processes*). Ce banc est conçu de façon modulaire, comme une plateforme dont la paroi d'étude peut être remplacée suivant l'objectif de la mesure. Cette modularité permet d'étudier l'aérothermie (étude de performance de refroidissement de paroi), l'interaction flamme-paroi (FWI), l'interaction flamme - film d'air - paroi (FCAI). Deux parois d'études (CENTOR-P et CENTOR-F) ont été développées et fabriquées pendant ma thèse. Son positionnement le classe dans les bancs d'essai de FCAI de deuxième catégorie (selon le classement donné dans la section 1.4.1), dont il est actuellement l'unique représentant.

En complément du développement du banc d'essai, ce chapitre a permis de caractériser les domaines de stabilité et d'opérabilité du banc. Cette analyse a permis d'établir une carte de fonctionnement de l'installation, indiquant le domaine de richesse et de débit dans lequel le banc d'essai peut être utilisé. Enfin, les niveaux de turbulence de l'écoulement en gaz frais et du film d'air ont été mesurés. Le niveau de turbulence de l'écoulement principal, voisin des 10 %, classe le régime d'interaction flamme-turbulence produit par cette installation dans le domaine des flammelettes plissées.



# Chapitre 3

## Diagnostiques optiques pour caractériser l'interaction flamme - film d'air - paroi

### Sommaire

---

<b>Introduction</b> . . . . .	<b>60</b>
<b>3.1 État de l'art des diagnostics optiques en proche-paroi</b> . . . . .	<b>60</b>
3.1.1 Caractéristiques des diagnostics . . . . .	60
3.1.2 Température des gaz . . . . .	62
3.1.3 Localisation et concentration d'espèces . . . . .	63
3.1.3.1 Localisation du front de flamme . . . . .	63
3.1.3.2 Mesure de concentration . . . . .	63
3.1.4 Topologie des écoulements . . . . .	64
3.1.5 Température de paroi . . . . .	64
3.1.6 Mélange . . . . .	65
<b>3.2 Chimiluminescence sur le radical OH*</b> . . . . .	<b>66</b>
3.2.1 Principe théorique . . . . .	66
3.2.2 Dispositif expérimental . . . . .	68
3.2.3 Post-traitement des images . . . . .	69
3.2.4 Reproductibilité des mesures . . . . .	70
<b>3.3 Fluorescence induite par laser planaire sur OH (PLIF-OH)</b> . . . . .	<b>71</b>
3.3.1 Principe général . . . . .	71
3.3.2 Choix de la transition ro-vibrationnelle . . . . .	72
3.3.3 Dispositif expérimental . . . . .	74
3.3.3.1 Excitation . . . . .	74
3.3.3.2 Collection . . . . .	75
3.3.4 Détection de la position du front de flamme . . . . .	75
3.3.4.1 Le radical OH, un marqueur de la position du front de flamme . . . . .	75
3.3.4.2 Différentes stratégies mises en œuvre dans la littérature . . . . .	75
3.3.4.3 Algorithme de détection du front de flamme . . . . .	76
3.3.4.4 Limitations et axes d'amélioration envisagés . . . . .	78
3.3.5 Reproductibilité des mesures . . . . .	79
<b>3.4 Vélométrie par imagerie de particules (PIV)</b> . . . . .	<b>80</b>
3.4.1 Principe de la PIV . . . . .	80
3.4.2 Dispositif expérimental . . . . .	81
3.4.2.1 Illumination des particules . . . . .	81
3.4.2.2 Collection . . . . .	82
3.4.2.3 Ensemencement des écoulements . . . . .	82
3.4.3 Étapes de post-traitement . . . . .	84
3.4.4 Reproductibilité des champs moyens . . . . .	84

<b>3.5 Couplage des diagnostics sur le banc CENTOR</b> . . . . .	<b>85</b>
3.5.1 Lignes optiques . . . . .	86
3.5.2 Schéma temporel d'émission et collection . . . . .	87
3.5.3 Recouvrement spatial des diagnostics . . . . .	87
<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>87</b>

## Introduction

L'objectif #2 de la thèse concerne l'implémentation de moyens de mesures optiques sur le banc CENTOR. Ces moyens de mesures doivent fournir des grandeurs scalaires pour répondre à deux objectifs : (i) caractériser le banc d'étude expérimental CENTOR, et (ii) caractériser les processus d'interaction flamme-paroi (FWI) d'interaction flamme - film d'air - paroi (FCAI). Pour atteindre ces deux objectifs, deux approches expérimentales différentes sont utilisées.

La première approche consiste à obtenir des informations macroscopiques et globales, faciles et rapides à obtenir. Le but est de pourvoir balayer un nombre important de conditions expérimentales afin d'observer la dynamique de la flamme et sa réponse à la modification des différents paramètres expérimentaux (propriétés du film d'air). Le premier niveau de mesure est réalisé par chimiluminescence sur le radical OH\*.

Dans un second temps, une information locale est souhaitée afin d'analyser en détail les processus énergétiques en proche-paroi. Les grandeurs physiques à mesurer en proche-paroi sont la position et la topologie du front de flamme, la dynamique de l'écoulement et la température de paroi. La fluorescence OH (PLIF-OH), la vélocimétrie par imagerie de particules (PIV) et la thermométrie de luminophores (PT) sont implémentées simultanément.

Après une revue bibliographique listant des exemples de diagnostics optiques appliqués en proche-paroi (section 3.1), ce chapitre décrit le principe, l'implémentation sur CENTOR et les étapes de post-traitement des différentes techniques de mesure. La section 3.2 présente la description de la chimiluminescence du radical OH\*. L'implémentation de la PLIF-OH et de la PIV est précisée dans les sections 3.3 et 3.4. La thermométrie de luminophores a fait l'objet de travaux de caractérisation et de développement plus importants, et sera détaillée dans le chapitre 4.

Une fois les principaux diagnostics présentés séparément, les spécificités de l'implémentation simultanée de la PLIF-OH, de la PIV et de la PT sur le banc CENTOR sont précisées dans la section 3.5.

## 3.1 État de l'art des diagnostics optiques en proche-paroi

### 3.1.1 Caractéristiques des diagnostics

L'étude locale et statistique de l'interaction flamme-paroi passe principalement par l'utilisation de diagnostics optiques pour mesurer les grandeurs d'intérêt. Le recours à des métrologies optiques est requis de part les faibles dimensions caractéristiques, tant spatiale que temporelle, et les conditions de haute température des systèmes étudiés. Comme l'ordre de grandeur des échelles spatiales caractéristiques des problèmes d'interaction flamme-paroi va de la dizaine à la centaine de micromètres pour résoudre l'épaisseur du front de flamme, l'observation de la structure interne du front de flamme requiert donc des systèmes d'observation permettant d'obtenir une résolution spatiale inférieure. De façon similaire, les échelles de temps caractéristiques de la dynamique de flamme (déplacement perceptible du front de flamme) ou de transport des espèces chimiques sont de l'ordre de la microseconde. Le temps caractéristique de certaines réactions chimiques faisant intervenir des intermédiaires de réaction fortement réactifs peut atteindre la centaine de nanosecondes. Observer en résolvant temporellement et spatialement la dynamique des écoulements et de la flamme requiert l'emploi de techniques de mesure avancées pour lesquelles :

- (i) le temps caractéristique de la mesure est très inférieur au temps caractéristique du phénomène étudié,

- (ii) la fréquence de répétition de la mesure est de l'ordre de grandeur du temps caractéristique des phénomènes,
- (iii) la résolution spatiale du diagnostic est inférieure à l'échelle la plus petite des phénomènes observés.

Pour des écoulements turbulents réactifs, il est extrêmement complexe de satisfaire simultanément ces trois critères. L'emploi de diagnostics optiques basés sur l'emploi de sources lasers impulsionnelles permet de s'en approcher, tout en limitant le caractère intrusif de la mesure dans le milieu d'étude. L'utilisation de métrologies fiables permettant de résoudre temporellement et spatialement l'ensemble des échelles de la combustion en proche-paroi reste un sujet de recherche actuel. Ainsi, obtenir un diagnostic rapide, c'est-à-dire dont la fréquence d'acquisition est de l'ordre de la centaine de kilo-Hertz, voir du méga-Hertz, impose souvent de dégrader la résolution spatiale de la mesure. Cette dégradation se manifeste en ayant recours soit à des mesures planaires faiblement résolues spatialement, soit à des mesures ponctuelles. Ces dernières mesures permettent d'obtenir d'excellentes résolutions spatiales et temporelles, mais limitent l'analyse à des données statistiques. Il est également possible de sonder le milieu de mesure avec une métrologie basse cadence ( $\approx 10\text{Hz}$ ), mais le temps caractéristique entre deux mesures est alors significativement supérieur aux temps caractéristiques de la combustion (transport, chimie, ...). Les données acquises (par exemple des images) sont alors décorréllées temporellement les unes des autres. En permettant un grand nombre d'acquisitions, il est possible de reconstruire une vision statistique du phénomène étudié. L'acquisition basse cadence couplant les diagnostics permet alors la réalisation de statistiques conditionnées. Via l'estimation de corrélations croisées, elle permet de mettre en évidence des lois de comportement qui permettent *in fine* de proposer des mécanismes physico-chimiques expliquant les corrélations observées expérimentalement. C'est cette seconde voie qui a été choisie dans le cadre de cette thèse.

Pour des configurations de FWI, l'estimation de plusieurs grandeurs scalaires sont d'intérêt :

- La température des gaz au voisinage du front de flamme et au voisinage de la paroi. Cette donnée thermodynamique fondamentale est un marqueur de l'avancement de la réaction, et intervient directement sur la présence et la concentration de différents produits de réactions (tel que le CO). C'est également un indicateur des pertes enthalpiques du milieu réactif à la paroi.
- La concentration locale d'un certain nombre d'espèces chimiques. Cette évaluation peut être soit qualitative, ce qui permet une analyse de la localisation de zones de réaction, soit quantitative, pour l'analyse de mécanismes réactionnels. La position du front de flamme peut ainsi être repérée en sondant certains intermédiaires réactionnels (OH, OH\*, CH\*, ...) qui sont produits au niveau de la zone de réaction du front de flamme. Ils peuvent indiquer la position de la zone de dégagement de chaleur.
- La topologie de l'écoulement. Selon le niveau de turbulence de l'écoulement, le degré et la nature de l'interaction entre la turbulence de l'écoulement et le front de flamme différent, ce qui amène à considérer divers mécanismes (voir le diagramme de Borghi-Peters, figure 2.15). L'obtention du champ de vitesse permet également d'estimer l'étirement du front de flamme imposé par le champ de vitesse local. Des mécanismes de rétroaction du front de flamme sur l'écoulement peuvent également être mis en évidence.
- Que ce soit pour l'étude de la FWI ou de la FCAI, la température locale de paroi est une donnée d'intérêt. Un des mécanismes entraînant l'extinction de la flamme au niveau du point de coïncement est le fort transfert thermique apparaissant entre la paroi et la zone de réaction. Ce transfert enthalpique entraîne une augmentation locale et rapide de la température de paroi. La protection thermique de cette paroi est l'enjeu premier de l'ajout d'un film d'air pariétal. L'efficacité de ce dernier est évaluée par sa capacité à limiter l'élévation en température de la paroi, et passe donc par une mesure de la température de paroi.
- La richesse locale et le taux de mélange sont également des quantités de premier ordre pour l'étude de la FCAI, ainsi que pour des flammes de diffusion.

Dans les paragraphes ci-après, on s'attachera à donner des exemples des principaux diagnostics employés dans l'étude de la FWI et de la FCAI permettant une détermination des quantités listées ci-dessus. Le lecteur est également renvoyé vers l'article de Dreizler et al. [95] traitant du sujet, ainsi que l'étude de Luo et Liu [208] s'intéressant plus spécifiquement à la formation de CO et des suies en proche-paroi.

### 3.1.2 Température des gaz

La température locale des gaz dans un environnement réactif est un paramètre difficile à mesurer directement. Plusieurs diagnostics ont été utilisés pour des mesures en proche-paroi, où d'importants gradients sont présents.

La méthode la plus robuste, permettant d'obtenir des mesures jusqu'à une distance de 30  $\mu\text{m}$  de la paroi est la DRASC (Diffusion Raman Anti-Stokes Cohérente, CARS) [55]. Le principe de la technique est décrit dans l'étude de Bohlin et al. [41]. Elle offre d'excellentes performances en termes de précision ( $\approx 1 - 3\%$ ) [98, 164] et de justesse ( $< 1\%$  à 300 K par rapport à une mesure par thermométrie de luminophores, et  $< 6\%$  par rapport à une flamme de référence McKenna [98]). Son implémentation et le traitement des données sont néanmoins complexes et coûteux. Cette méthode est en outre principalement appliquée pour des mesures ponctuelles [37]. On citera les études [41, 55, 151, 181, 276] employant cette méthode pour la mesure ponctuelle de la température de gaz en proche-paroi. La DRASC peut également permettre de réaliser des mesures 1D, et a été appliquée avec succès en proche-paroi par Escofet-Martin et al. [98]. Cette équipe a réalisé des mesures de profils normaux à la paroi de température des gaz dans une machine à compression rapide, avec un point de mesure à une distance minimale de la paroi de 50  $\mu\text{m}$  et sur un profil de 3 mm de long. Ces mesures sont couplées avec de la thermométrie de luminophores (PT, voir chapitre 4) pour estimer la température de paroi, et de la chimiluminescence sur  $\text{CH}^*$  pour visualiser la position du front de flamme. La précision en tir unique est annoncée à 3 % (expérience sur un brûleur McKenna). On citera également les travaux de Bohlin et al. [42] sur des mesures de profils 1D de température de gaz par DRASC sur une configuration HOQ. La mesure est réalisée sur une longueur de 4 mm. Les développements actuels et futurs tendent à aller vers des mesures par DRASC 2D [43].

La température des gaz chauds peut également être obtenue par diffusion Raman spontanée [77], bien que cette technique n'ait été que rarement employée en proche-paroi. Le très faible niveau de signal rend l'utilisation de la technique en proche-paroi délicate, du fait de l'importance de réflexions lasers et d'importants gradients de température et concentration d'espèces. On note également l'emploi de la diffusion Rayleigh pour la mesure de température de gaz en proche-paroi [57, 120]. On consultera les travaux de Fuest et al. [108] pour un exemple d'application simultanée de diffusion Raman / Rayleigh pour l'estimation de la température de gaz ainsi que la concentration de plusieurs espèces chimiques sur une flamme diméthyléther (DME) / air turbulente. Cette technique permet des mesures 1D, en extrayant des informations le long du faisceau laser. Elle requiert cependant des puissances lasers importantes ( $\approx J/\text{impulsion}$ ). La précision sur la mesure de température en mesures moyennées atteint 1-3 %, et la justesse (comparé à une température adiabatique de flamme) est comprise entre 2 et 8 % [108].

Une méthode usuelle pour mesurer la température de gaz consiste à employer de la fluorescence induite par laser [121]. Cette méthode peut être soit absolue, soit relative. Pour une mesure absolue, elle requiert une correction tir-à-tir des fluctuations d'énergie laser ainsi qu'une homogénéité spatiale de l'espèce étudiée. Ces pré-requis conduisent à employer un traceur tel que le toluène [17]. Pour une mesure relative, elle se base sur une espèce produite par la flamme (typiquement le radical OH) [142, 229]. On notera également l'utilisation du profil spectral de fluorescence de NO pour estimer des champs de température dans un milieu stable, tel que proposé par Bessler et al. [36] et appliqué pour des mesures de température de gaz dans la couche limite d'une flamme impactant une paroi par Fuyuto et al. [110].

On notera enfin la possibilité d'utiliser la thermométrie de luminophores (PT) en phase dispersée [4] pour des écoulements réactifs [178, 324]. De sérieuses difficultés expérimentales sont

cependant notées. Du fait de l'extinction thermique du signal de phosphorescence et de la faible taille des particules émettrices ( $\approx 1 - 10 \mu\text{m}$ ), cette technique fait face à un faible niveau de signal à haute température (voir le chapitre 4 et la section 4.2 pour une discussion de l'origine et des implications de ce problème). D'autre part, des interférences entre l'émission thermique des gaz chauds (rayonnement de Planck) et l'émission propre de la flamme vis-à-vis de la gamme spectrale de l'émission de phosphorescence collectée peuvent entraîner des difficultés de collection du signal et l'apparition d'erreurs systématiques significatives [178]. Enfin, le choix des particules de luminophores est critique, celles-ci ne devant pas être altérées par le milieu oxydant à haute température rencontré à la traversée du front de flamme [178]. Aucune étude ne semble pour l'instant avoir appliqué ce diagnostic en proche-paroi. Abram et al. [4] annoncent la possibilité de mesures jusqu'à  $200 \mu\text{m}$  de la paroi, limité par l'importance des réflexions laser, le dépôt de particules de luminophores à la paroi et la difficulté d'ensemencement en proche-paroi.

### 3.1.3 Localisation et concentration d'espèces

La mesure de la localisation et de la concentration des espèces chimique est fortement corrélée à la mesure de la température des gaz. En effet, la majorité des techniques utilisées pour la mesure de température permet également une mesure de la concentration des espèces dosées pour obtenir la température.

Pour les diagnostics planaires, on distingue communément deux niveaux de détail dans la réalisation du diagnostic, suivant l'utilisation faite des mesures. On distingue ainsi les mesures dites qualitatives uniquement, qui permettent de localiser la présence ou l'absence d'une espèce suivant la présence ou l'absence d'un signal. Le premier niveau d'information recueilli est alors binaire : absence ou présence de l'espèce sondée. Sous certaines conditions (absence d'importants gradients thermiques, homogénéité de l'excitation, régime de fluorescence non saturé, ...), l'analyse de l'intensité du signal peut donner une information complémentaire quant à la concentration locale relative de l'espèce. L'information recueillie renseigne alors sur la présence de gradients de concentration et permet d'identifier des zones de forte concentration relative sur les images. Le second niveau de mesure permet de réaliser des mesures de concentration absolues (c'est-à-dire quantifiées) de la concentration des espèces sondées. On parle alors de mesures quantitatives. Tandis que les premières servent principalement à localiser la présence d'une espèces, les secondes permettent une analyse thermochimique avancée.

#### 3.1.3.1 Localisation du front de flamme

La localisation du front de flamme peut intervenir par imagerie directe de l'émission de la flamme dans le visible, à l'exemple des travaux de Bellenoue et al. [35] ou Boust et al. [44]. Pour une visualisation plus fine, il est possible de limiter l'émission propre de la flamme collectée à l'émission d'un unique radical. On parle alors de mesure par chimiluminescence [130, 190]. Si elles sont particulièrement simples à mettre en place, ces méthodes présentent cependant l'inconvénient d'obtenir des signaux de mesure intégrés spatialement. Elles sont donc principalement employées pour obtenir des données moyennes. On note que sous certaines conditions d'axisymétrie, une transformation d'Abel permet de reconstruire la répartition spatiale de l'émission dans un plan défini [260].

Si l'on souhaite une information uniquement bidimensionnelle, c'est-à-dire extraire la position du front de flamme dans un plan, il n'est pas possible d'utiliser les méthodes d'émission propre. Il convient alors de se tourner vers de la fluorescence induite par laser sur une espèce chimique marquante du front de flamme, au premier lieu desquelles le radical OH [124, 152].

#### 3.1.3.2 Mesure de concentration

La fluorescence induite par laser (LIF) quantitative permet d'estimer la concentration d'un certain nombre d'espèces en proche-paroi, comme OH [110], CO [110, 151, 181, 213, 276, 327],



$\text{CH}_2\text{O}$  (formaldéhyde) [110] ou encore  $\text{NO}$  [308]. Le produit entre les concentrations de  $\text{OH}$  et de formaldéhyde est un indicateur de la position du taux de réaction dans un front de flamme [28] (voir la simulation de flamme 1D présentée sur la figure 3.8a). Sur le  $\text{CO}$ , on citera plus spécifiquement la revue de littérature de Luo et al. [208]. Cette technique est appliquée aussi bien ponctuellement que sur des champs permettant d'obtenir une information spatiale. La mesure simultanée de la concentration de plusieurs espèces requiert le couplage de plusieurs faisceaux laser, complexifiant d'autant l'implémentation du diagnostic [45].

La mesure de concentration d'espèces en proche-paroi est également possible par DRASC. On citera notamment les travaux de Bohlin et al. [41], qui ont mesuré la concentration de  $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{H}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$  et  $\text{CH}_4$  à une distance minimale à la paroi de l'ordre de  $30\ \mu\text{m}$ . On citera encore les travaux récents de Zentgraf et al. [327] portant sur  $\text{CO}_2$  et  $\text{N}_2$  (ce dernier servant à mesurer la température des gaz), à une distance minimale à la paroi de  $20\ \mu\text{m}$ . Ces mesures ponctuelles sont couplées avec de la LIF sur  $\text{CO}$  et de la PLIF- $\text{OH}$  pour une estimation simultanée des concentrations de  $\text{CO}$  et de  $\text{CO}_2$ , de la température des gaz et de la position par rapport au front de flamme.

On rappellera également que la mesure couplée de la température du gaz et de la concentration des espèces majoritaires est possible par diffusion Raman spontanée, tel que proposé par Fuest et al. [108], qui a réalisé une mesure des concentrations de  $\text{H}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  et  $\text{C}_2\text{H}_6\text{O}$  dans une flamme turbulente DME/air, couplée avec de la LIF sur  $\text{CO}$ .

### 3.1.4 Topologie des écoulements

L'étude aérodynamique passe principalement par l'application de la vélocimétrie par imagerie de particules (PIV) en écoulement réactif. Cette technique permet notamment la mesure de la vitesse des gaz dans un plan. On citera en particulier les travaux de l'équipe de Dreizler [122, 151, 181, 327]. Cette technique, dont le principe est expliqué dans la section 3.4, consiste à ensemencher l'écoulement avec des particules suffisamment petites pour suivre les petites échelles de turbulence, puis à mesurer un déplacement statistique local des particules pendant un laps de temps donné. Les principales limitations de cette technique lors de son application en proche-paroi proviennent de l'ensemencement des particules, dont l'homogénéité en proche-paroi est difficile à contrôler. D'autre part, un dépôt de particules peut se faire le long de la paroi. La présence de ces particules peut également engendrer des réflexions supplémentaires à la paroi, dégradant la précision des mesures de vitesse en proche-paroi. Le dépôt de particules à la paroi crée également un revêtement isolant sur la paroi, pouvant modifier la conductivité thermique effective de cette dernière au cours de la mesure. L'impact de ce dépôt non souhaité de particules sur la mesure de température de paroi a été étudié et est présenté dans la section 4.8.2.

Il est également possible de réaliser des mesures ponctuelles par ADL, à 2 ou 3 composantes [270]. Comparativement à la PIV, elle permet d'atteindre une résolution spatiale supérieure et une distance à la paroi de la mesure significativement inférieure. Cependant, cette technique est également basée sur l'ensemencement des écoulements, et souffre donc des mêmes limitations.

### 3.1.5 Température de paroi

Dans le cadre d'études d'interaction flamme-paroi, la littérature fait état d'une utilisation majoritaire de la thermométrie de luminophores (PT), ponctuelle [110] ou 2D [276] pour estimer la température de surface de la paroi au contact des gaz chauds. Ces mesures de température sont parfois couplées avec des mesures par thermocouple installé sur la face arrière de la plaque d'étude [151].

Concernant l'étude de l'interaction flamme - film d'air - paroi, un faible nombre d'études s'intéressent à la température de paroi au niveau du film d'air en présence d'écoulements réactifs, de part le faible nombre de bancs expérimentaux modélisant cette situation (voir la section 1.4.1). La mesure de température de paroi est réalisée soit en face avant (face au contact avec l'écoulement réactif ou les gaz chauds), soit en face arrière.

Les études réalisant des mesures résolues temporellement sur la face avant de la paroi emploient principalement de la thermométrie de luminophores [101, 122, 123]. On trouve également l'utilisation de peintures thermiques [24, 262], mais ces dernières ne procurent qu'une information sur le maximum de température supporté pendant un essai, et n'offrent pas de mesure résolue en temps. En face arrière de la paroi (face non exposée à la flamme), Ge et al. [113] utilisent la thermométrie infrarouge. L'absence de rayonnement de la flamme simplifie la mesure et augmente le panel de techniques de mesure possibles.

Concernant l'aérothermie (au sens du périmètre précisé dans la section 1.1.6), la température de la paroi est fréquemment mesurée par thermométrie infrarouge [33, 129, 147]. Cette dernière méthode n'est cependant que difficilement transposable dans le cas d'écoulements réactifs, du fait de l'incertitude concernant l'émissivité de la surface de mesure, ainsi que par les interférences engendrées par l'émission propre de la flamme dans le proche IR et le rayonnement thermique des gaz chauds (loi de Planck). Les avantages comparatifs des différentes méthodes de mesure de température de surface sont discutées plus en détail dans la section 4.1.

L'estimation de l'efficacité de refroidissement  $\eta$  (équation 1.7) peut être estimée sans mesurer directement la température de la paroi. Cette approche consiste à supposer que la chaleur et la masse diffusent à la même vitesse entre l'écoulement principal et le film de refroidissement (nombre de Lewis égal à 1). Estimer  $\eta$  revient ainsi à estimer le taux de mélange entre l'écoulement principal et le film de refroidissement [333]. On consultera les travaux de Caciolli et al. [60] pour une justification expérimentale de l'hypothèse d'équivalence masse - chaleur. Cette mesure est réalisée en couvrant la paroi d'étude d'une peinture sensible à la pression (*Pressure Sensitive Paint*, PSP) [205] qui est un composé organique comprenant des composés luminescents sensibles à la concentration en dioxygène. Le principe est similaire aux particules de luminophores (émission après excitation par une source lumineuse, voir le chapitre 4). En utilisant de l'air comme écoulement principal et un gaz sans dioxygène pour le film de refroidissement (typiquement du  $N_2$  ou du  $CO_2$ ), l'efficacité de refroidissement est évaluée de façon indirecte en mesurant la concentration de dioxygène proche de la surface. Cette technique a été appliquée par Andreini et al. [19] sur une configuration non réactive d'un écoulement swirlé préchauffé interagissant avec une paroi multi-perforée. Elle est néanmoins difficilement transposable à une configuration réactive, le besoin d'un gaz non oxydant comme film de refroidissement étant une limitation forte quant au caractère intrusif de la technique.

### 3.1.6 Mélange

Le mélange entre deux écoulements de nature similaire nécessite d'ensemencer un écoulement avec un traceur chimique de manière à le différencier. Le traceur doit être le moins intrusif possible, notamment en cas d'étude réactive. La concentration locale de ce traceur sert à déterminer le taux de mélange local entre les deux écoulements. Cette concentration locale peut être mesurée par PLIF (voir section 3.1.3.2). D'autre part, suivant la technique de mesure de concentration utilisée, cette dernière peut nécessiter une mesure simultanée de la température des gaz. On s'attachera donc à choisir un traceur présentant un bon rapport signal-à-bruit et une faible sensibilité à la température de façon à pouvoir limiter les quantités injectées. Pour des écoulements réactifs, on cherchera également à sélectionner un traceur présentant une faible réactivité chimique. On peut notamment citer le choix du NO. Ce dernier est employé notamment par Greifenstein et al. [121]. Il satisfait les critères mentionnés ci-dessus et n'est que marginalement affecté en flamme pauvre. Il est également possible d'ensemencer l'écoulement avec de l'acétone [137], mais ce dernier est consommé par la flamme et ne permet pas l'estimation du taux de mélange au plus proche de la zone de réaction.

Enfin, une estimation du taux de mélange peut être réalisée simultanément avec la mesure de la vitesse des gaz par PIV à deux couleurs. Le principe est d'ensemencer chaque écoulement avec des particules luminescentes différentes dans chaque écoulement. En choisissant des particules luminescentes émettant à des longueurs d'ondes différentes pour les deux écoulements, il est possible de remonter au taux de mélange local entre ces deux espèces. La précision et la ré-

solution spatiale de cette technique sont cependant attendues pour être inférieures à celles de la LIF, du fait des difficultés inhérentes aux problématiques d'ensemencement (densité d'ensemencement constante, ...). D'autre part, la sélection de particules luminescentes excitables à la même longueur d'onde, émettant à des longueurs d'onde différentes et présentant les mêmes caractéristiques morphologiques (taille, sphéricité, ...) et physiques (densité, rugosité, tenue thermique, ...) est techniquement complexe. Enfin, on notera qu'en cas de dépendance à la température des signaux de luminescence, la mesure du mélange requiert la mesure de la température des gaz.

### 3.2 Chimiluminescence sur le radical OH\*

Dans l'objectif d'estimer le domaine d'opérabilité du banc CENTOR (voir la section 2.5.4), et d'observer l'effet macroscopique du taux de soufflage sur la topologie de flamme (voir la section 5.2), une campagne de mesure a été réalisée par chimiluminescence sur le radical OH\*. Après un rappel des principes généraux et du cadre théorique de cette technique d'observation de flamme (section 3.2.1), le dispositif expérimental mis en œuvre est détaillé dans la section 3.2.2. Les traitements opérés sur les images de chimiluminescence sont finalement précisés dans la section 3.2.3.

#### 3.2.1 Principe théorique

**Chimiluminescence dans des flammes carbonées** Dans les chemins réactionnels transformant les réactifs en produits de combustion, il arrive que certaines réactions conduisent à produire des espèces chimiques dans un état électronique excité (c'est-à-dire que les électrons de cette espèce sont placés sur une couche électronique plus élevée que le niveau fondamental). La population de l'état excité va alors se désexciter selon deux mécanismes [190]. Cette désexcitation passe par deux mécanismes. Le premier est l'émission spontanée d'un photon (émission spontanée, que l'on appelle dans ce cas *chimiluminescence* [163, 190]). Le second se produit par échanges d'énergie par collision avec d'autres espèces, qui se traduit par un mécanisme non radiatif appelé *quenching* [243].

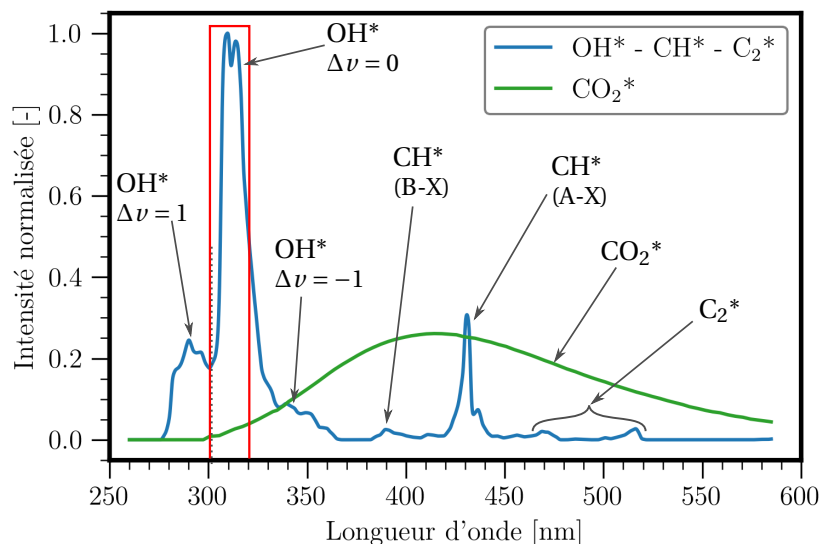


FIGURE 3.1 – Spectre d'émission par chimiluminescence d'une flamme de prémélange méthane-hydrogène-air. Les 4 principales espèces émettrices sont représentés, à savoir OH\*, CH\*, C<sub>2</sub>\* (courbe bleue) et CO<sub>2</sub>\* (courbe verte). Le cadre rouge correspond à la transmittance du filtre passe bande utilisé expérimentalement. Figure reproduite et adaptée de [162, 163, 190].

Dans des flammes hydrocarbonées, les quatre espèces responsables de la majeure partie de la chimiluminescence sont OH\*, CH\*, C<sub>2</sub>\* et CO<sub>2</sub>\* [163]. L'émission de ces espèces pour une flamme CH<sub>4</sub>/air dopée avec 30 % en masse d'hydrogène est présentée sur la figure 3.1. La majeure partie

de cette émission propre intervient dans le domaine UV/visible. Trois branches vibrationnelles  $\Delta\nu$  d'émission du radical  $\text{OH}^*$  sont repérables. Elle sont situées autour de 280 nm ( $\Delta\nu = 1$ ), 309 nm ( $\Delta\nu = 0$ ) et 345 nm ( $\Delta\nu = -1$ ) [190]. La bande la plus intense est celle située à 309 nm, tandis que la bande  $\Delta\nu = -1$  est difficilement détectable. Concernant le radical  $\text{CH}^*$ , on note également la présence de deux bandes, l'une de faible intensité voisine de 390 nm, l'autre située à 431 nm étant responsable de 80 % de l'émission totale du  $\text{CH}^*$  et de la majeure partie de l'émission visible bleue de la flamme. L'émission du  $\text{C}_2^*$  est observable principalement pour des mélanges riches, et se situe autour de 436 nm et de 564 nm. Enfin, en supplément de ces bandes d'émission resserrées, on observe une émission large bande de  $\text{CO}_2^*$  entre 300 nm et 600 nm [162].

**Choix du radical  $\text{OH}^*$**  Pour définir le domaine d'opérabilité du banc CENTOR et pour analyser l'influence macroscopique du taux de soufflage sur la topologie de la flamme, il été fait le choix de collecter le signal de chimiluminescence émis par  $\text{OH}^*$ . Ce choix est dicté par (i) le fait que la bande d'émission de  $\text{OH}^*$  soit éloignée de l'émission large bande de celle du  $\text{CO}_2^*$  (voir figure 3.1), (ii) le fort niveau de signal relatif de ce radical, et enfin (iii) la simplicité du dispositif expérimental, en grande partie similaire à celui employé pour la PLIF-OH.

Le signal de  $\text{OH}^*$ ,  $I_{\text{OH}^*}$ , collecté par un capteur CCD peut s'exprimer comme [115, 134, 266]

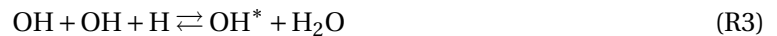
$$I_{\text{OH}^*} = K \frac{\Omega}{4\pi} A_{21} \Delta t V_{em} \times [\text{OH}^*]. \quad (3.1)$$

$[\text{OH}^*]$  est la concentration de  $\text{OH}^*$ ,  $V_{em}$  est le volume de mesure physique collecté par un pixel de la caméra,  $K$  est une constante associée à l'efficacité quantique de la caméra,  $\Delta t$  est le temps d'exposition et  $A_{21}$  est le coefficient d'Einstein pour  $\text{OH}^*$  ( $5,0132 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$  [163, 210]) et  $\frac{\Omega}{4\pi}$  représente l'angle solide de collection.

Il vient de l'équation 3.1 une proportionnalité directe entre le signal de chimiluminescence collecté et la concentration du radical  $\text{OH}^*$ . Pour des flammes pauvres, on note que la concentration en  $\text{OH}^*$  augmente avec la richesse, jusqu'à un maximum de concentration pour  $\phi = 1$  [30, 91, 138].

On rappellera enfin que la mesure de position du taux de réaction dans une flamme par chimiluminescence  $\text{OH}^*$  est par nature une mesure intégrée spatialement sur le chemin optique entre la flamme et le détecteur.

**Mécanismes de formation - consommation du radical  $\text{OH}^*$**  La cinétique de réaction du  $\text{OH}^*$ , tant pour la production que pour la consommation, a fait l'objet de plusieurs études. On citera particulièrement Panoutsos et al. [243], qui ont étudié huit mécanismes différents et qui donnent un historique de leur détermination, ou encore les travaux de Kathortia et al. [163], qui donnent une vision globale du schéma cinétique de formation du  $\text{OH}^*$ . La question de la modélisation des chemins réactionnels conduisant à la formation des radicaux excités est une question au cœur des recherches actuelles, sur laquelle laquelle un consensus n'a pas encore été parfaitement établi. Trois réactions principales de formation du  $\text{OH}^*$  sont à mentionner [243]



Kathortia et al. [163] indiquent que la réaction (R3), souvent citée dans la littérature [162] pour le méthane, est négligeable. La réaction suivante est également proposée, notamment par Kathortia et al. [163] et Lauer et al. [190]



Elle est cependant rejetée par Panoutsos et al. [243] au motif qu'elle ne fournit pas suffisamment d'énergie pour exciter OH et qu'elle ne démontre pas de variation suivant la richesse, contrairement aux observations expérimentales. Néanmoins, la réaction dominante dans les réactions mentionnées ci-dessus est (R1) [163, 190], pilotée par la formation du radical CH.

La consommation du radical OH\* se fait majoritairement par transfert d'énergie par voies collisionnelles avec d'autres radicaux présents dans la flamme.



En outre, une partie de OH\* se désexcite naturellement par chimiluminescence, exprimé sous la relation



où  $h\nu$  correspond à un photon à la fréquence  $\nu$  et  $h$  est la constante de Planck.

**Mesure de structure de flamme par chimiluminescence** Le fait que les espèces responsables de l'émission de photons soit des intermédiaires réactionnels présents en quantité supérieure à leur quantité d'équilibre réduit la présence de ces seules espèces à la zone de réaction du front de flamme. La détection de la chimiluminescence est donc un marqueur de la présence d'une zone de réaction. En outre, l'intensité de l'émission propre de la flamme peut être utilisée pour caractériser plusieurs de paramètres intervenant dans la combustion, comme la structure de flamme, le taux de cisaillement de la flamme [30, 163], la richesse locale [243] ou encore la localisation du taux de dégagement de chaleur [28, 132]. On utilise par exemple le rapport OH\*/CH\*, éventuellement combiné avec le rapport CO<sub>2</sub>\*/OH\*, pour mesurer la richesse locale [30, 72]. Majoritairement limités à des flammes de prémélange, les travaux sur les flammes de diffusion sont plus récents mais sont prometteurs [134]. Dans le cas de flammes riches, les mécanismes cinétiques conduisant à la formation de OH\* semblent cependant différents de ceux observés pour des flammes de prémélange [30, 72].

**Influence de la turbulence sur le signal OH\*** L'influence de la turbulence sur l'intensité du signal de chimiluminescence peut intervenir à deux niveaux. La turbulence peut étirer le front de flamme, ce qui limite le taux de dégagement de chaleur et provoquer une extinction localisée. L'intensité de chimiluminescence diminue alors selon le taux d'étirement local [190, 191]. D'autre part, si la turbulence épaissit le front de flamme (interaction des plus petites échelles de turbulence dans l'épaisseur du front de flamme), une modification de la structure du mécanisme réactionnel peut apparaître (modification de la concentration locale des espèces). Dans de telles conditions, le niveau de turbulence change l'intensité de signal.

Le diagramme de Borghi-Peters, (figure 2.15) indique les points de fonctionnement étudiés appartenant au régime des flammellettes plissées et signifiant une interaction limitée des tourbillons de petites échelles avec la structure du front de flamme (hypothèse de flamme mince). En conséquence, à l'effet de l'étirement près, il est raisonnable de supposer une modification limitée de l'intensité de chimiluminescence par la turbulence.

### 3.2.2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental employé pour mener à bien les mesures qualitatives de chimiluminescence sur le radical OH\* est présenté sur la figure 3.2.

L'émission propre de la flamme est collectée avec une caméra intensifiée ICCD PI-MAX III (type SB-FG avec le phosphore P43, efficacité quantique de 18 % à 310 nm, coupure à 700 nm) équipée d'un objectif Cerco UV (Sodern) f/2.8 100 mm présentant une transmittance de 90 % à 310 nm. Un filtre optique passe-bande Asahi Spectra 310 ± 5 nm est placé devant l'objectif. Ce dernier présente d'excellentes performances (densité optique > 5) jusqu'à 750 nm, ce qui permet d'éliminer la chimiluminescence issue des autres radicaux, et notamment du CO<sub>2</sub>\*. L'émission de la flamme

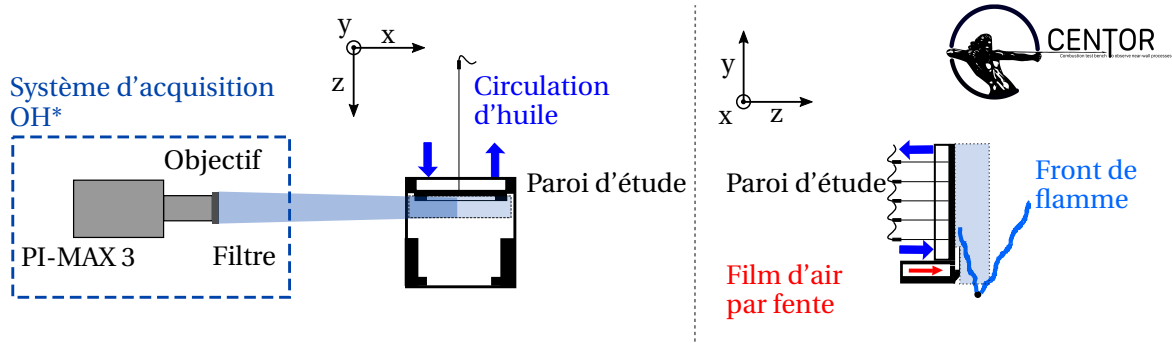


FIGURE 3.2 – Dispositif expérimental employé pour les mesures de position moyenne de front de flamme par chimiluminescence sur le radical  $\text{OH}^*$ . L'aire bleu pâle entourée par un contour pointillé correspond à la zone de collection de l'émission propre de  $\text{OH}^*$  de la flamme. L'aire bleu plus foncée correspond à l'angle solide de collection du signal de chimiluminescence.

dans le proche IR ( $\text{CO}_2^*$  et  $\text{H}_2\text{O}^*$  majoritairement) n'interfère pas dans la collection du signal de chimiluminescence, le capteur CCD n'étant plus sensible pour ces longueurs d'onde.

Le plan focal de la caméra ( $z, y$ ) est réglé pour se trouver au centre de la veine, en  $x = 0$  mm. Le signal de chimiluminescence collecté est donc une mesure intégrée sur l'ensemble de la flamme suivant l'axe  $x$ , et conduit à des images dans le plan ( $z, y$ ) (voir aires bleues sur la figure 3.2).

Le temps d'exposition de la caméra est réglé à 2 ms, avec un gain de 70 %. Ce niveau garantit un rapport signal-à-bruit (SNR) suffisant tout en s'assurant d'une non saturation du CCD. Ces conditions sont conservées constantes pour toutes les mesures de chimiluminescence effectuées. 400 images sont enregistrées pour chaque point de mesure, avec une fréquence de répétition de 5 Hz. Le grandissement est mesuré à  $94,2 \pm 0.2 \mu\text{m}/\text{px}$  en utilisant la mire et le post-traitement décrits dans l'annexe A.6. Le champ de mesure (ROI) correspond à une zone de  $40 \text{ mm} \times 96 \text{ mm}$ . Le post-traitement appliqué à ces images est décrit dans la section ci-après.

Un ensemble d'images de chimiluminescence est enregistré sur le banc CENTOR équipé de la plaque CENTOR-F (fente) pour différents débits d'air principal  $\dot{m}_p$ , richesses  $\phi$  et taux de soufflage  $M$ . Ceux-ci évoluent dans la gamme de fonctionnement du brûleur (voir figure 2.10), de  $\dot{m}_p = 10 \text{ g/s}$  à  $\dot{m}_p = 26 \text{ g/s}$ , et pour une richesse comprise entre  $\phi = 0,72$  et  $\phi = 0,92$ .

### 3.2.3 Post-traitement des images

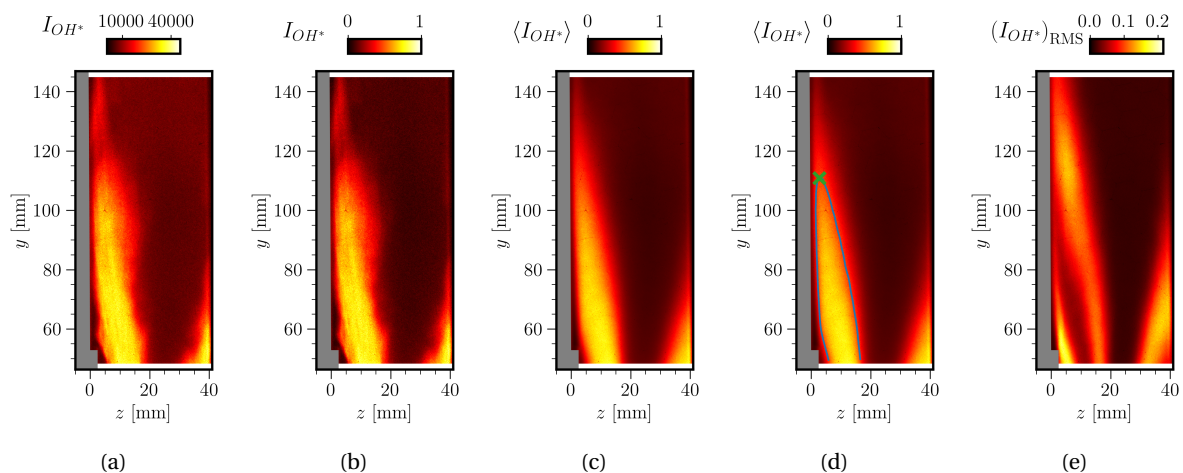


FIGURE 3.3 – Étapes de post-traitement appliquées aux images de chimiluminescence du radical  $\text{OH}^*$  : (a) image instantanée brute, (b) image instantanée soustraite de l'arrière-plan et normalisée, (c) image moyenne, (d) iso-contour extrait sur l'image moyenne, (e) image de fluctuation. Les images correspondent à  $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$ ,  $\phi = 0,84$  et  $M = 1$ .

La première étape consiste à soustraire l'arrière-plan (le fond) de chaque image brute (figure 3.3a). Une image d'arrière-plan est acquise aux mêmes conditions d'enregistrement sans présence de flamme. Les images sont ensuite normalisées par l'intensité maximale observée dans l'ensemble du jeu de données (figure 3.3b), correspondant à la condition de flamme présentant la plus grande puissance ( $\dot{m}_p = 26 \text{ g/s}$  et  $\phi = 0,92$ ). La dynamique de signal s'échelonne entre 2 000 et 42 000 coups, soit des niveaux de SNR compris entre 44 et 205. De tels niveaux indiquent que le bruit de grenaille (*shot noise*) est dominant (voir la section 4.3.7). Les 400 images instantanées sont ensuite moyennées temporellement (figure 3.3c). Sur chaque image moyenne, un contour correspondant à une intensité de 50 % relative à chaque image moyenne est extrait. Chaque contour est filtré avec un filtre de Savitzky-Golay [264, 274], et les coordonnées de sa hauteur maximale  $z_{\max}$  et  $y_{\max}$  sont extraites (ligne bleue et croix verte sur la figure 3.3d). Finalement, l'écart-type du signal de  $\text{OH}^*$  de chaque image est calculé, cette information nous renseignant sur les fluctuations de la position instantanée de la flamme (figure 3.3e).

### 3.2.4 Reproductibilité des mesures

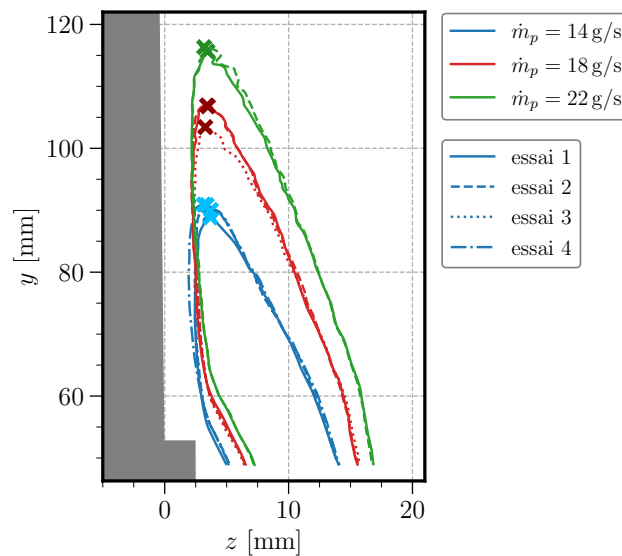


FIGURE 3.4 – Estimation de la reproductibilité des mesures de chimiluminescence par comparaison des contours à 50 % d'intensité pour trois conditions de débit. Quatre contours sont superposés pour  $\dot{m}_p = 14 \text{ g/s}$ , trois pour  $\dot{m}_p = 18 \text{ g/s}$  et deux pour  $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$ . La richesse vaut  $\phi = 0,80$  et le taux de soufflage  $M = 1$ .

Condition	$\dot{m}_p$ [g/s]	$\phi$ [-]	M [-]	$y_{\max}$ [mm]	$z_{\max}$ [mm]
Essai 1	14	0,8	1	88,7	3,7
Essai 2	14	0,8	1	90,0	3,7
Essai 3	14	0,8	1	90,9	3,4
Essai 4	14	0,8	1	90,9	3,2
Essai 1	18	0,8	1	106,8	3,5
Essai 2	18	0,8	1	106,9	3,4
Essai 3	18	0,8	1	103,4	3,3
Essai 1	18	0,8	1	115,7	3,5
Essai 2	18	0,8	1	116,3	3,2

TABEAU 3.1 – Reproductibilité des mesures de chimiluminescence en termes de coordonnées  $y_{\max}$  et  $z_{\max}$ .

Afin d'estimer la reproductibilité des mesures de chimiluminescence, les mesures sont répétées à plusieurs jours d'intervalle pour certaines conditions. L'estimation de la reproductibilité des mesures porte sur la localisation de l'iso-contour d'intensité de OH\*, et sur les coordonnées de sa position maximale  $y_{\max}$  et  $z_{\max}$ . Les résultats de ces mesures sont reproduits sur la figure 3.4 pour trois conditions de débit, la richesse étant fixée à  $\phi = 0,80$  et le taux de soufflage égal à  $M = 1$ .

On note une excellente superposition des différents contours quelle que soit la condition analysée. Pour  $y < 70$  mm, les contours sont parfaitement superposés et ne sont pas discernables. De légères variations apparaissent néanmoins au sommet de chaque iso-contour, traduisant de faibles variations de  $y_{\max}$ . Ces variations sont attribuées à une faible variation de la température des gaz frais. Les valeurs de  $y_{\max}$  pour les différents essais présentés sur la figure 3.4 sont reproduits dans le tableau 3.1. Malgré une variation observée sur la figure 3.4, la dispersion des valeurs de  $y_{\max}$  reste faible, et ce pour les trois débits étudiés. L'écart-type de  $y_{\max}$  pour  $\dot{m}_p = 14$  g/s est ainsi inférieur à 1 %, tandis qu'il atteint 1,5 % pour  $\dot{m}_p = 18$  g/s. Il en est de même pour  $z_{\max}$ , pour lequel la variation absolue est du même ordre de grandeur que pour  $y_{\max}$ . Ces chiffres confirment le fait que  $y_{\max}$  et  $z_{\max}$  sont des indicateurs fiables de la hauteur et de la position de la flamme intégrée. Ils confirment également la robustesse du traitement des données.

### 3.3 Fluorescence induite par laser planaire sur OH (PLIF-OH)

L'estimation de la position du front de flamme se fait par imagerie de fluorescence induite (PLIF-OH). Cette technique est commune dans l'étude de la FWI. Après une brève description des principes généraux de ce diagnostic, le choix de la transition ro-vibrationnelle sélectionnée est discuté. Le dispositif expérimental est ensuite présenté dans la section 3.3.3. Les principes généraux de l'algorithme de post-traitement des images de fluorescence sont précisés dans la section 3.3.4. Enfin, la reproductibilité des mesures est estimée en comparant les résultats obtenus pendant différentes campagnes expérimentales (3.3.5).

#### 3.3.1 Principe général

On consultera les références [45, 51, 255, 296] pour une description détaillée du mécanisme de fluorescence. Ne sont présentés ici que les principes généraux.

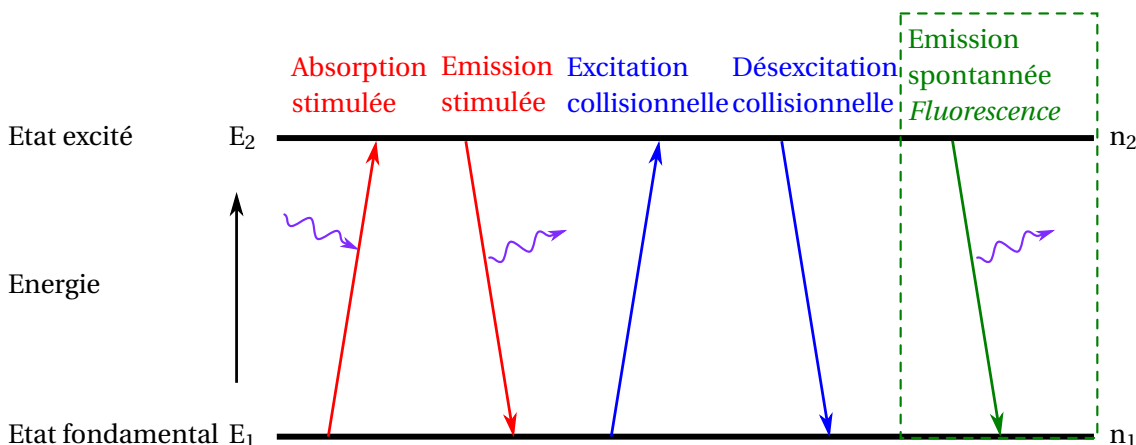


FIGURE 3.5 – Principe simplifié de la fluorescence induite par laser illustrée par un schéma à deux niveaux d'énergie. Les flèches rouges correspondent aux phénomènes induits par l'impulsion laser, les flèches bleues aux phénomènes de collision et la flèche verte à l'émission spontanée. Les flèches ondulées violettes figurent l'absorption ou l'émission d'un photon. Le signal de fluorescence collecté correspond au cadre vert. Schéma reproduit et adapté de [255]

Le principe fondamental de la fluorescence induite par laser est de collecter les photons émis lors de la désexcitation spontanée d'un état énergétique excité  $E_2$  vers un état énergétique fondamental  $E_1$ . Le peuplement de l'état excité  $E_2$  est réalisé par absorption stimulée d'un photon dont



l'énergie correspond à la différence d'énergie entre les deux états  $E_1$  et  $E_2$  (majoritaire), ou bien par transfert d'énergie par voie collisionnelle avec d'autres molécules (négligeable) [255]. Dans le cas de la LIF, la source de photons employée pour produire une absorption stimulée est un faisceau laser. Ce phénomène d'excitation - désexcitation est représenté sur la figure 3.5, où le signal de fluorescence (émission spontanée) est représenté en vert.

L'état excité étant par nature un état thermodynamique instable car ne correspondant pas à un minimum d'énergie potentielle, les électrons peuplant le niveau excité ont tendance à retourner vers l'état électronique fondamental, soit par des voies non radiatives (*i.e.* ne conduisant pas à l'émission d'un photon), soit par des voies radiatives. Dans ce dernier cas, la désexcitation d'un état excité vers un état fondamental conduit à l'émission d'un photon dont l'énergie correspond à la différence d'énergie entre les deux états. Cette émission de photons peut être soit spontanée, on parle alors d'émission de fluorescence, soit amplifiée par l'impulsion laser, on parle alors d'émission stimulée. Les transitions non-radiatives interviennent principalement par transferts collisionnels avec d'autres molécules environnantes : on parle communément de *quenching* [45]. Ce phénomène de *quenching* est majoritaire par rapport au phénomène de fluorescence (2 à 3 ordres de grandeur [255]). Il est fonction de la composition chimique du mélange et son estimation est rendue complexe.

Le schéma énergétique à deux niveaux est un schéma simplifié, assimilant la quantification des niveaux énergétiques aux seules transitions électroniques. Pour des molécules di-atomiques (et par extension polyatomiques), il convient d'ajouter les quantifications d'énergies rotationnelle et vibrationnelle, et de les prendre en compte lors des phénomènes d'excitation / émission. Ces transitions ro-vibrationnelles conduisent à des spectres d'absorption et d'émission constitués d'un ensemble de raies. Chaque raie correspond à une transition entre un état ro-vibrationnel fondamental et un état ro-vibrationnel excité. Pour une molécule diatomique, ces différentes raies sont espacées les unes des autres. Elles ont des efficacités quantiques différentes et des sensibilités à la température différentes. Pour réaliser des mesures par LIF, il convient de sélectionner une transition ro-vibrationnelle spécifique à exciter. Les critères et le choix de cette transition sont l'objet de la section 3.3.2.

En régime linéaire d'excitation, le signal collecté de fluorescence  $S_f$  peut s'exprimer sous la forme [125, 255]

$$S_f \propto \eta_{coll} V \frac{\Omega}{4\pi} \frac{E}{hc/\lambda_{ex}} \sigma_{cs}(T, \lambda_{ex}) \Phi(T, \lambda) [X_i]. \quad (3.2)$$

$\eta_{coll}$  est l'efficacité du système de collection de la fluorescence,  $\Omega/4\pi$  l'angle solide de collection,  $V$  le volume de mesure,  $\frac{E}{hc/\lambda_{ex}}$  est l'énergie des photons à la longueur d'onde d'excitation  $\lambda_{ex}$  (laser),  $\sigma_{cs}$  est la section efficace d'absorption à la longueur d'onde d'excitation  $\lambda_{ex}$ ,  $\Phi$  est l'efficacité quantique de fluorescence, et  $[X_i]$  est la concentration de l'espèce dosée dans le volume de mesure.

### 3.3.2 Choix de la transition ro-vibrationnelle

Le choix de la raie spectrale excitée répond à plusieurs contraintes. On souhaite en effet réaliser des mesures qualitatives de fluorescence en proche-paroi pour (i) obtenir un indicateur permettant de distinguer les gaz frais et les gaz brûlés, et (ii) pouvoir distinguer les zones de forte concentration de OH, qui sont un marqueur du front de flamme, avec les zones de gaz brûlés où la concentration est moindre. On souhaite donc des mesures qualitatives où l'intensité de fluorescence puisse être rapportée à une estimation qualitative de la concentration locale en OH.

Ces mesures sont réalisées en proche-paroi où des écarts significatifs par rapport à une flamme adiabatique sont mis en évidence [95, 156, 280, 313, 314]. Ceci a pour conséquence de produire de forts gradients de température et une variabilité quant à la composition des gaz brûlés. On cherche donc à sélectionner :

- Une raie intense, permettant de garantir un rendement de fluorescence élevé (abscisses de la figure 3.6b);

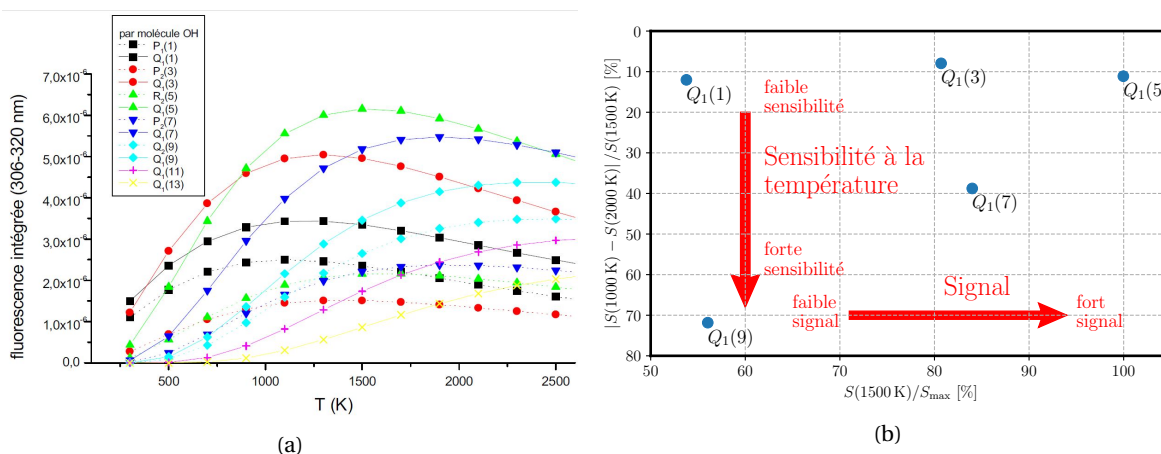


FIGURE 3.6 – (a) Évolution de l'intensité de fluorescence pour différentes longueurs d'onde d'excitation suivant la température et (b) représentation des performances de chaque raies sur les critères de signal et dépendance à la température.  $S(T_i)$  correspond au signal de fluorescence intégré spectralement à la température  $T_i$ . Le niveau de signal pour chaque raie est normalisé par le maximum de signal sur l'ensemble des raies présentées sur la figure a,  $S_{\text{max}}$ . Une raie performante sera située en haut à droite du graphique. Reproduit et adapté de [51].

- Une raie isolée d'autres raies d'absorption du OH, de façon à limiter l'excitation à une seule transition ro-vibrationnelle;
- Une raie peu sensible à la température. En effet, en raison des gradients thermiques, une dépendance forte de l'intensité d'émission de la raie avec la température induirait un biais important sur l'interprétation du signal en proche-paroi (ordonnées de la figure 3.6b).

Bresson [51] a analysé le comportement de différentes raies d'excitation de OH, en comparant le niveau de signal et les dépendances à la composition des gaz et à la température. Le niveau de signal de fluorescence intégrée spectralement entre 306 nm et 320 nm suivant la température est représenté pour plusieurs raies d'excitation sur la figure 3.6a. On note que les transitions  $Q_1(5)$ ,  $Q_1(3)$ ,  $Q_1(7)$  et  $Q_1(9)$  sont celles présentant les intensités de fluorescence les plus importantes. Si une diminution du signal de fluorescence est observé pour l'ensemble des raies en deçà de 500 K, la dépendance à la température de l'ensemble des raies précitées est variable au delà de 750 K. Les raies  $Q_1(7)$  et  $Q_1(9)$  présentent une faible sensibilité à la température pour des températures respectivement supérieures à 1800 K et 2200 K, alors que les raies  $Q_1(3)$  et  $Q_1(5)$  font état d'un maximum d'émission à 1200 K pour l'une et 1500 K pour l'autre, avant d'être moins intenses pour les températures plus élevées.

Afin de comparer les performances relatives des différentes raies identifiées sur la figure 3.6a, on trace sur la figure 3.6b une estimation de la sensibilité moyenne à la température sur la plage [1000 K, 2000 K] en fonction du niveau de signal de fluorescence de chaque raie. Cette estimation de la sensibilité moyenne sur la gamme de température est estimée comme la différence d'intensité de fluorescence entre 2000 K et 1000 K normalisée par le niveau de signal à la température médiane de la gamme de température, soit 1500 K.

Trois raies se démarquent,  $Q_1(5)$ ,  $Q_1(3)$  et  $Q_1(7)$ . La raie  $Q_1(5)$  présente le meilleur compromis sur ces deux critères étudiés. L'analyse des spectres d'excitation sous LIFBase [210] permet également de noter que cette raie est isolée des autres raies, et correspond à une longueur d'onde d'excitation de 282,75 nm, aisément atteignable technologiquement. Le choix porte donc sur la raie  $Q_1(5)$ .

On notera que cette raie est communément sélectionnée pour les mesures de fluorescence sur des flammes méthane / air [51, 142, 212]. La raie  $Q_1(6)$  est aussi largement employée [150, 151, 159, 183, 327], ses performances étant très similaires à celles de la  $Q_1(5)$ . Elle offre un signal légèrement plus intense, mais est très proche d'autres raies, rendant complexe leur séparation spectrale. On trouve également l'emploi des raies  $Q_1(7)$  [323] et  $Q_1(8)$  [100, 201]. Les critères dictant le choix de

ces raies ne sont que très rarement mentionnés dans la littérature.

### 3.3.3 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé pour réaliser les mesures de PLIF-OH est présenté sur la figure 3.7.

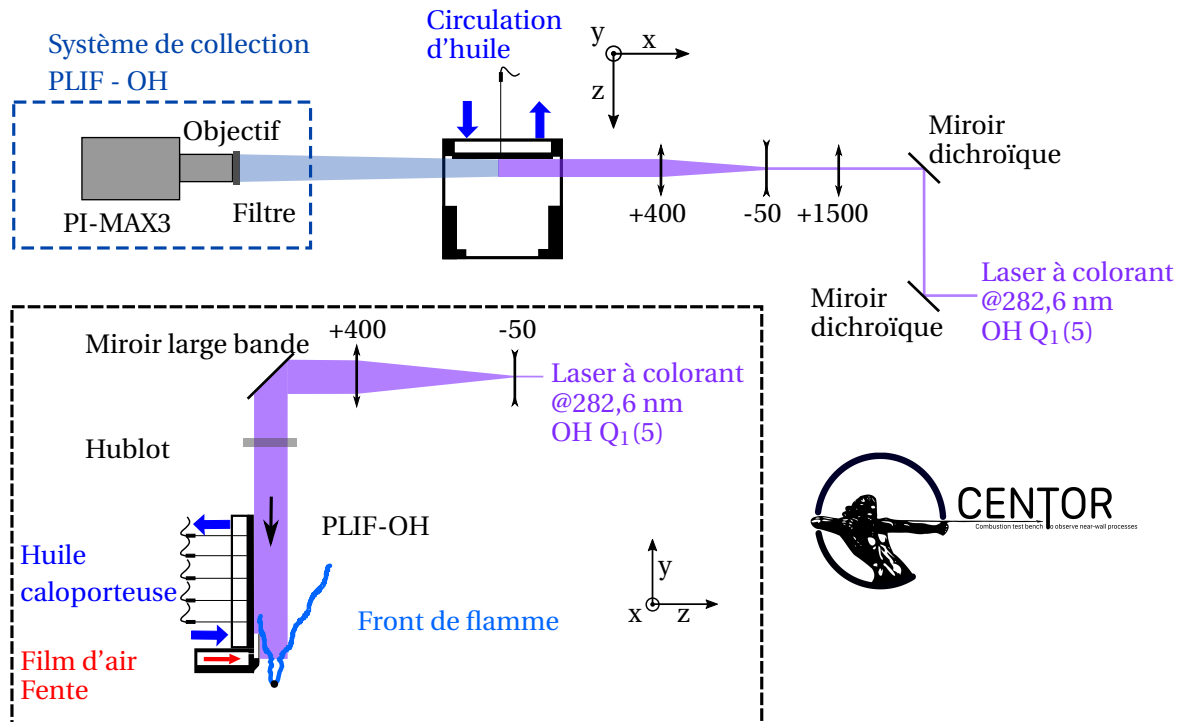


FIGURE 3.7 – Dispositif expérimental permettant les mesures de PLIF-OH sur le banc CENTOR. Le laser à colorant est représenté en violet, tandis que la collection de la fluorescence du OH est figurée par l'aire bleue. L'encart dans le rectangle correspond à une vue de côté.

#### 3.3.3.1 Excitation

Le radical OH présent au niveau du front de flamme et dans les gaz brûlés est excité par un laser à colorant, accordable en longueur d'onde (Quantel TDL90). Le colorant employé est de la Rhodamine 6G dissoute dans de l'éthanol, dont le pic d'absorption est à 524 nm [296] et le pic d'émission à 565 nm [252]. Le colorant est excité par un laser Nd:YAG à 532 nm opérant à 10 Hz. Le réseau permettant la sélection de la longueur d'onde souhaitée possède 2400 traits par millimètre, avec une finesse spectrale estimée à 0,05 nm à mi-hauteur. Pour exciter la transition ro-vibrationnelle  $Q_1(5)$ , le réseau est réglé de façon à sélectionner une longueur d'onde de 565,34 nm. Ce faisceau visible est ensuite amplifié puis doublé en fréquence avec un cristal BBO (beta borate de barium), conduisant à une longueur d'onde de sortie de 282,6675 nm dans l'air (282,75 nm dans le vide). L'énergie moyenne est de 20 mJ par impulsion en sortie du laser.

Un périscope muni de deux miroirs dichroïques (référence Y4-45) permettent de diriger le faisceau laser en sortie du laser en direction de la ligne de formation de la nappe laser. Une lentille sphérique convergente (+1500 mm) permet d'obtenir une nappe d'épaisseur moyenne estimée à 300  $\mu\text{m}$  au niveau de la zone de mesure. Une lentille cylindrique divergente (-50 mm) couplée à une lentille cylindrique convergente (+ 400 mm) permet quant à elles de former un télescope de manière à obtenir une nappe laser de 40 mm de haut. Un système de fente (non représenté sur la figure 3.7) permet de réduire en taille la nappe laser à sa zone la plus énergétique et la plus homogène, conduisant à une nappe laser d'environ 25 mm de haut. Cette nappe est ensuite dirigée

par un miroir large bande (UV-AL) selon l'axe  $y$ . Elle traverse le hublot zénithal présent dans la cheminée du banc CENTOR (voir la figure 2.5) et atteint la zone d'intérêt en proche-paroi.

### 3.3.3.2 Collection

Le signal de fluorescence est collecté sur une caméra intensifiée ICCD PI-MAX III (capteur intensifié à transfert de charge) équipée d'un objectif Cerco UV (Sodern)  $f/2.8$  100 mm. Un filtre optique passe-bande (Asahi Spectra  $310 \pm 5$  nm) est placé devant l'objectif, de façon à collecter uniquement l'émission de OH et de supprimer les réflexions du laser à la paroi. Le temps d'exposition est de 80 ns, pour un gain de 80 %. Ces paramètres conduisent à un nombre de coups maximal sur le capteur de 25 000 coups, soit un rapport signal-à-bruit (SNR) basé sur le bruit de grenaille dominant de 158 [292]. À noter que le faible temps d'exposition permet de rendre négligeable la collection de photons produits par la chimiluminescence de OH\* (voir la section 3.2).

Entre 400 et 1000 images sont enregistrées suivant l'application à laquelle sont destinées les mesures. La fréquence d'acquisition est de 3,33 Hz. À noter que 400 images sont suffisantes pour obtenir une convergence satisfaisante des grandeurs moyennes (1 % de variation résiduelle de la moyenne lors de l'ajout d'une image supplémentaire). Pour les mesures simultanées avec la PIV, le nombre d'images enregistré est porté à 1000. Cela permet de pouvoir éventuellement supprimer certaines images où la distribution des particules lors de la mesure de PIV ne serait pas satisfaisant. 100 images d'arrière-plan sont également enregistrées pour chaque série de mesures et sont moyennées pour en extraire l'image moyenne d'arrière-plan.

### 3.3.4 Détection de la position du front de flamme

#### 3.3.4.1 Le radical OH, un marqueur de la position du front de flamme

La figure 3.8a présente une simulation numérique d'une flamme plane adiabatique non étirée méthane / air. La position du taux de production du radical OH dans l'épaisseur du front de flamme, correspondant à  $\frac{d[OH]}{dx}$ , se superpose à la zone où le taux de dégagement de chaleur (HRR) est maximal. En effet, ce radical est formé dès les premières réactions de recombinaison, et intervient dans un nombre important de réactions élémentaires. Ce radical a la particularité d'avoir une durée de vie importante [124]. La haute température présente dans les gaz brûlés se traduit par un maximum de concentration du OH décalé du maximum de taux de dégagement de chaleur vers les gaz brûlés. Ce maximum de concentration correspond à la localisation de l'équilibre entre production et consommation de OH. D'autre part, le radical persiste dans les gaz brûlés à une concentration correspondant à l'équilibre chimique à la température des gaz brûlés [322]. Ce phénomène est illustré sur la figure 3.8b où la concentration de OH a été calculée pour une flamme plane adiabatique et non étirée méthane / air à différentes richesses. Le front de flamme, marqué comme la position du taux de dégagement de chaleur maximal, est repéré par la position  $x = 0$  mm. La présence de ce maximum d'intensité permet de distinguer la présence d'un front de flamme d'une interface de gaz brûlés.

#### 3.3.4.2 Différentes stratégies mises en œuvre dans la littérature

Localisation du front de flamme à partir d'images de PLIF-OH est basée principalement sur la sur-intensité de OH observable en aval du HRR. La localisation du maximum d'intensité se traduit par un gradient de concentration de OH plus important dans le cas d'un front de flamme que dans le cas d'une interface non réactive.

Les principaux algorithmes de détection du front de flamme pour des images de FWI assimilent l'interface du front de flamme à l'interface de gradient maximal de concentration de OH [87, 133, 137, 150–152, 183]. Après des étapes de filtrage spatial des images, le contour du gradient maximal de OH est extrait à l'aide d'un filtre de Canny [65]. La valeur de ce gradient de OH est également employée pour déterminer le point de coïncement. En effet, la diminution de la réactivité du mélange au voisinage de la paroi dues aux pertes enthalpiques se traduit par une diminution

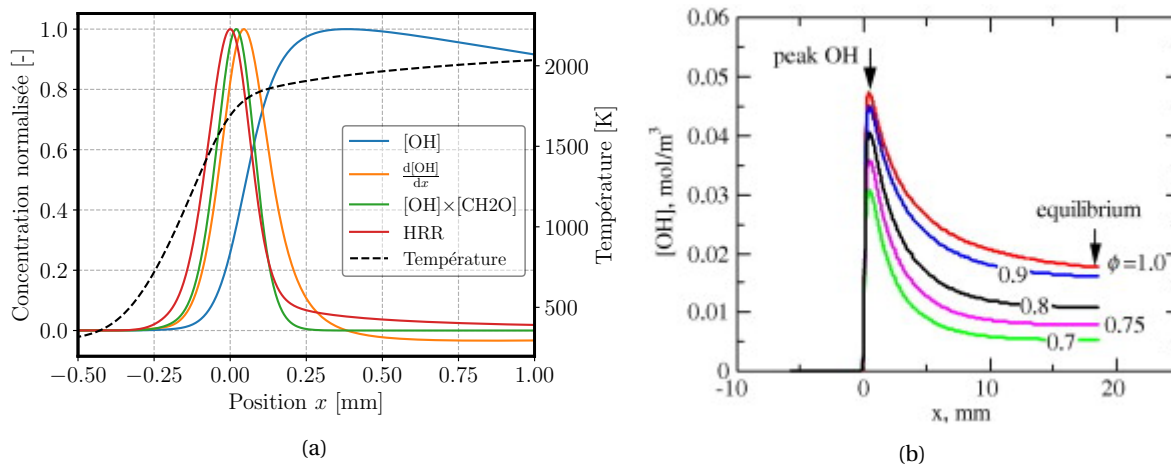


FIGURE 3.8 – Simulations numériques de flammes 1D plane laminaire méthane / air aux conditions standards. (a) Profils normalisés par leur maximum de concentration de OH, de la dérivée de la concentration de OH, du taux de dégagement de chaleur (HRR) et du produit de concentration de OH et du formaldéhyde dans l'épaisseur du front de flamme. Le profil de température est également reporté (axe de droite). Simulation Cantera [117] pour  $\phi = 1$  et le mécanisme réactionnel GRI3.0 (cette thèse). (b) Profils de concentration de OH à différentes richesses. Figure extraite de Yamamoto et al. [322]. Les gaz frais sont à gauche ( $x$  négatifs) et les gaz brûlés à droite. Le front de flamme est placé à la position  $x = 0$  mm, repérée par le taux de dégagement de chaleur maximal.

du signal OH. Cette diminution de signal se traduit par une diminution de la valeur du gradient. Le point de coïncement est ainsi déterminé comme le point où le gradient de OH atteint 30 % de sa valeur pour une flamme non perturbée pour Zentgraf et al. [327], ou 50 % pour Jainiski et al [150, 151].

Pour la détermination du gradient de OH, le choix de la stratégie de filtrage spatial des images est une condition clé. Une intensité de filtrage trop faible conduira à des gradients spatiaux bruités. À l'inverse, un filtrage trop important atténuera fortement le gradient du signal. Le choix du filtre spatial et son intensité sont donc à déterminer au cas par cas, suivant la qualité des images et suivant la topologie du front de flamme observé. Ceci explique la variabilité importante des méthodes de filtrage spatial dans la littérature (filtre médian [87, 142], binning [133, 137], filtre moyenneur [327], filtre dans l'espace fréquentiel [327] et filtrage diffusif anisotropique [137, 159]).

### 3.3.4.3 Algorithme de détection du front de flamme

L'algorithme proposé ci-après est basé également sur la sur-intensité de OH comme marqueur du front de flamme, mais n'implique pas le calcul explicite du gradient du signal de OH. Le filtrage de l'image est effectué via plusieurs seuillages consécutifs et par des opérations de morphologie mathématique [88]. La détermination de l'interface de OH se base sur un algorithme dit *marching square* [206] permettant d'extraire un contour orienté d'iso-valeur.

Les principales étapes appliquées aux images de PLIF-OH pour en extraire le front de flamme (FF), l'interface entre le film d'air et les gaz brûlés (F-BGI), la variable de progrès instantanée  $C_{OH}$  ainsi que la variable de progrès moyennée temporellement  $\langle C_{OH} \rangle$  sont présentées sur la figure 3.9.

Les données acquises pour un point de mesure consistent en 400 à 1000 images instantanées. Ces images sont traitées suivant trois étapes successives (figure 3.9) :

- A Un traitement identique est d'abord appliqué à l'ensemble des images.
- B Chaque image est ensuite traitée séparément pour en extraire les quantités souhaitées.
- C Un traitement final permet de réaliser une étude statistique sur l'ensemble des champs traités.

Le détail de l'algorithme est présenté dans l'annexe A.2. Ne sont brièvement présentées ci-après que les étapes marquantes et les quantités introduites.

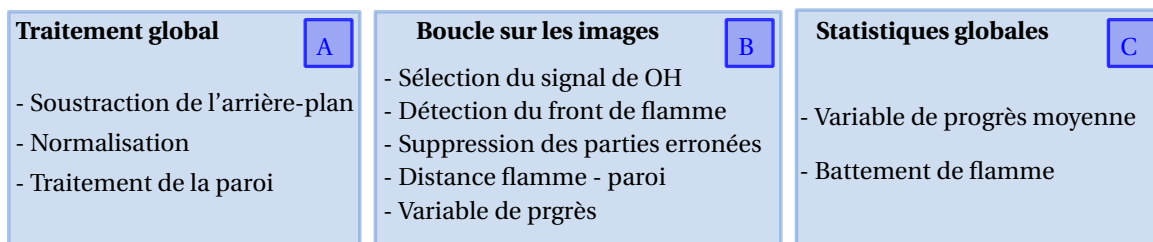


FIGURE 3.9 – Schéma des principales étapes de post-traitement des images de PLIF-OH.

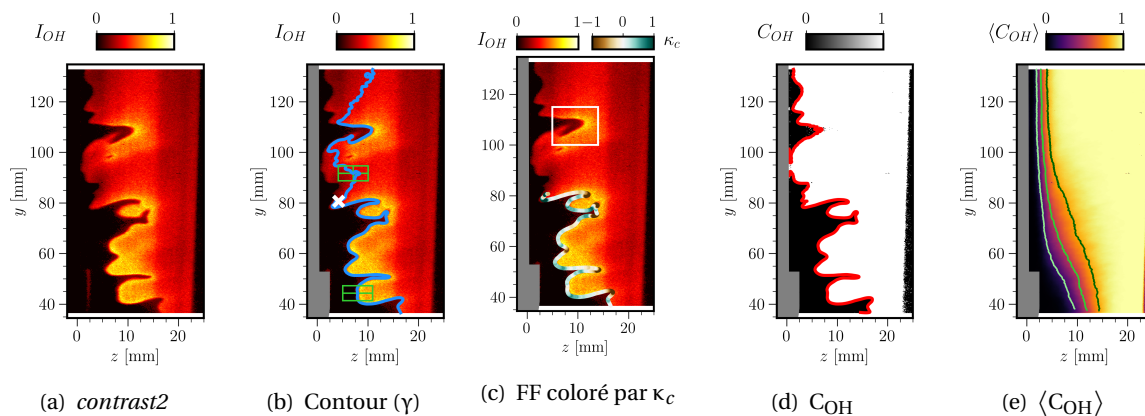


FIGURE 3.10 – Illustration de certaines étapes de post-traitement appliqué aux images de PLIF-OH pour en extraire la position du front de flamme. L'image instantanée représentée correspond à une image de fluorescence enregistrée sur la configuration CENTOR-F, avec  $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$ ,  $\phi = 0,9$  et  $M = 1$ . Cette figure est complétée par celle présentée dans la description complète du post-traitement, figure A.5.

**Traitement global A** Les images sont soustraites de l'arrière-plan moyen et normalisées par leur maximum. La position de la paroi est définie d'après le traitement de l'image de mire (section A.6). Enfin, la réflexion du signal de OH sur la paroi est supprimée sachant qu'elle peut perturber la détection du front de flamme. Celle-ci résulte du fait que la fluorescence est un phénomène isotrope et qu'une part de la fluorescence émise par le front de flamme peut se réfléchir sur la paroi avant d'être collectée par le capteur.

**Traitement séparé de chaque image B** Pour la suite, chaque image est traitée séparément.

Dans un premier temps, le signal de fluorescence est sélectionné par un seuillage à 10 % d'intensité. Le signal dont l'intensité est inférieure à 10 % est assimilé à du bruit et est supprimé. Cette image seuillée est appelée *contrast2*. Elle est présentée sur la figure 3.10a. Sans mention contraire, toutes les images de PLIF-OH présentées correspondent à ce niveau de post-traitement.

L'étape suivante a pour but de détecter le front de flamme (FF). La distinction entre le front de flamme et l'interface film d'air - gaz brûlés (F-BGI) se fait sur le niveau de signal OH, plus faible dans le second cas. Un seuillage adaptatif permet la distinction de ces deux interfaces. Ce seuil est déterminé en comparant l'intensité de signal OH sur la gauche de l'image (où se trouve le front de flamme) et sur la droite (majoritairement des gaz brûlés). L'image seuillée est binarisée et son interface extraite. La partie du contour côté paroi est sélectionnée. Ce contour représenté par une courbe paramétrée  $\gamma$  est visible sur la figure 3.10b. Il est représentatif de la position du front de flamme (maximum d'intensité de OH), mais ne suit pas l'interface de signal OH au niveau des gaz brûlés. La partie fautive du contour, au dessus de la croix blanche sur la figure 3.10b, est supprimée via un calcul de disparité. Ce calcul est détaillé dans l'annexe A.2. La détermination du front de flamme permet de calculer sa distance à la paroi et d'estimer sa courbure  $\kappa_c$ . Cette dernière est

donnée par

$$\kappa_c = \frac{\dot{z}\ddot{y} - \dot{y}\ddot{z}}{(\dot{z}^2 + \dot{y}^2)^{3/2}} \quad (3.3)$$

avec  $(\dot{\cdot})$  la dérivée première et  $(\ddot{\cdot})$  la dérivée seconde. Le front de flamme coloré par sa courbure après suppression des parties erronées est représenté sur la figure 3.10c. La courbure est négative pour les structures concaves vers les gaz frais, et positive pour les structures convexes. Enfin, une variable de progrès  $C_{OH}$  valant 0 dans les gaz frais et 1 dans les gaz brûlés est calculée en binarisant l'image *contrast2*. Son interface est extraite (courbe rouge sur la figure 3.10d), ce qui permet d'en déduire l'interface F-BGI à partir de la connaissance de FF.

**Variable de progrès moyenne C** Une fois l'ensemble des images traitées, la dernière partie de l'algorithme consiste à calculer les moyennes de diverses quantités. La variable de progrès moyenne  $\langle C_{OH} \rangle$ , représentée sur la figure 3.10e, correspond à la moyenne des variables de progrès instantanées. Cette variable de progrès nous renseigne sur la probabilité de se trouver dans les gaz brûlés. Sont enfin extraits de cette variable de progrès moyenne trois iso-contours, à 50 %, 20 % et 80 %. Les deux derniers contours servent à estimer le battement de flamme (*flame brush*)  $\Delta$ , défini comme

$$\Delta = \langle C_{OH} \rangle_{0,8} - \langle C_{OH} \rangle_{0,2}. \quad (3.4)$$

#### 3.3.4.4 Limitations et axes d'amélioration envisagés

Les axes d'amélioration de l'algorithme sont nombreux. Si ses performances sont robustes pour des images de bonne qualité, avec un faible nombre d'erreur dans la détection du front de flamme (de l'ordre de 3-5 %), elles se dégradent en cas d'un rapport signal-à-bruit insuffisant. En deçà d'un SNR de 40, le taux d'erreur sur la détection du front de flamme est voisin de 30 %. Ce seuil de SNR insuffisant est cependant significativement inférieur au SNR des images utilisées de fluorescence OH, qui est voisin de 158.

L'algorithme est actuellement capable de détecter un unique front de flamme par image. Ceci est une limitation forte et provoque un biais important du post-traitement. Pour des configurations turbulentes, il arrive que plusieurs fronts de flamme soient présents sur une seule image, séparés par une zone d'extinction. Seul le front de flamme le plus long sera conservé par l'algorithme. Les petites poches de réaction présentes, à l'image du rectangle blanc sur la figure 3.10c, sont ignorées et assimilées à l'interface de gaz brûlés F-BGI. Cependant, les outils pour la détection de ces zones de réaction secondaires sont en place (à l'image de la disparité où la zone de réaction secondaire est détectée, voir la figure A.5d). Cette limitation est actuellement en train d'être levée par de nouveaux développements algorithmiques tenant compte de la grande variabilité de flamme rencontrées.

Enfin, l'exploitation de la valeur du maximum d'intensité de fluorescence du OH reste à faire. Le gradient de fluorescence de OH peut être exploité pour estimer une épaisseur de front de flamme, tel que cela a été proposé par Malbois [212]. L'intensité de OH renseigne également de façon qualitative (ici) de l'intensité du taux de réaction, et donc de la réactivité de la flamme. Pour une configuration FWI, il peut notamment être intéressant d'étudier la valeur de l'intensité OH suivant la courbure locale du front de flamme. Cette information peut nous renseigner sur le taux de production de OH local, et donc fournir une indication quant à la vitesse locale de consommation de gaz frais. De plus, sachant que le maximum d'intensité de OH est fonction de la richesse (voir la figure 3.8b), cette dépendance pourrait être mise à profit pour estimer qualitativement la richesse locale proche de la paroi (**Régime I** de FCAI, voir section 5.4.4). Il est cependant difficile de décorrélérer les effets de perte thermique à la paroi de gradient de richesse sur la réduction de l'intensité de fluorescence OH. Ce dernier point rend hypothétique en l'état l'exploitation de ce seul indicateur. Il pourra cependant être couplé avec une mesure complémentaire, par exemple celle du taux de mélange  $\xi$ , ce qui permettra une estimation qualitative des pertes thermiques.

### 3.3.5 Reproductibilité des mesures

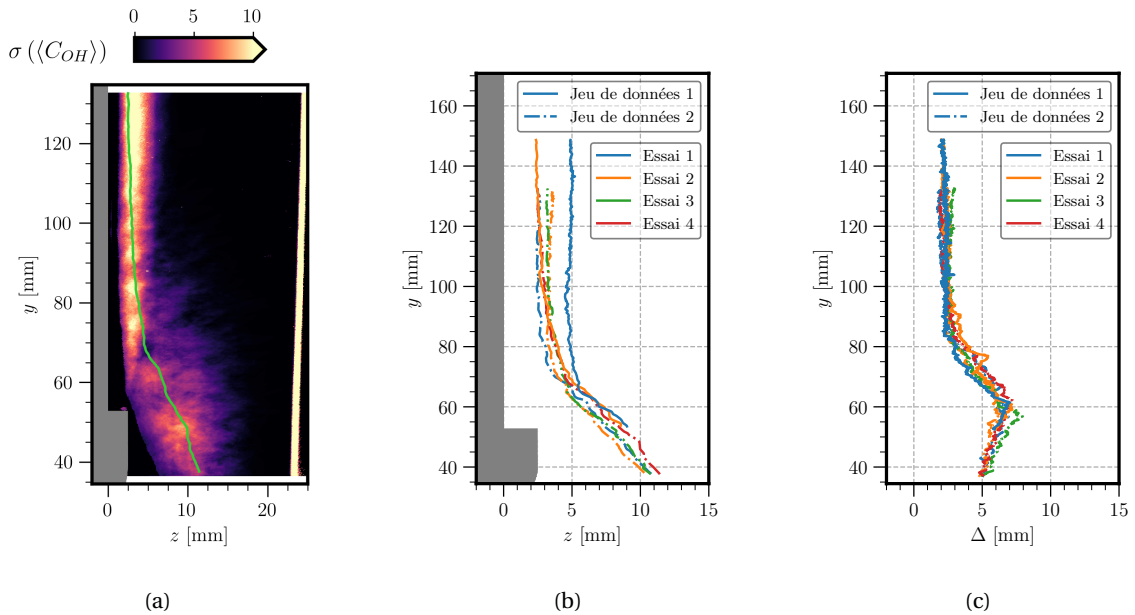


FIGURE 3.11 – Illustration de la reproductibilité des mesures de PLIF-OH, pour une condition  $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$ ,  $\phi = 0,9$  et  $M = 1$ . (3.11a) Écart-type de la variable de progrès moyenne suivant les différents essais. Le contour vert correspond à un iso-contour  $\langle C_{OH} \rangle_{0,5}$  pour l'essai 1 du jeu de données 2. (3.11b) Iso-contours de la variable de progrès moyenne  $\langle C_{OH} \rangle_{0,5}$  pour deux jeux de données (style de ligne) et plusieurs séries d'essais par jeu de données (couleur de ligne), et (3.11c) battement de flamme  $\Delta$  pour les mêmes séries de données.

La reproductibilité des mesures PLIF-OH sur le banc CENTOR est estimée grâce à deux campagnes de mesures sur CENTOR-F aux mêmes conditions expérimentales entreprises à plusieurs mois d'intervalle, l'une en juillet 2021 (jeu de données 1 sur la figure 3.11) et l'autre en décembre 2021 (jeu de données 2). Au cours de ces campagnes de mesure, plusieurs essais ont été réalisés au même point de fonctionnement à plusieurs jours d'intervalle ("Essai"). Ces données expérimentales ont été post-traitées en utilisant l'algorithme détaillé dans la section 3.3.4, pour en extraire la valeur moyenne de la variable de progrès  $\langle C_{OH} \rangle$ . La comparaison entre les différents jeux de données et essais porte sur l'iso-contour de  $\langle C_{OH} \rangle_{0,5}$ , tracé pour l'ensemble de ces données sur la figure 3.11b, ainsi que sur le battement de flamme  $\Delta$  (figure 3.11c).

La figure 3.11a présente l'écart-type de la variable de progrès moyenne. Ces moyennes ont été réalisées à partir de 400 images instantanées. Les variations entre les différents jeux de données se situent principalement le long de la paroi, dans la zone d'interaction avec le film d'air. Cette zone correspond aux faibles valeurs de variable de progrès. Elle correspond également à la zone de présence moyenne de l'interface F-BGI. Elle est donc soumise à des variations significatives du positionnement de la variable de progrès sur les images. Un léger désalignement de la paroi entre les différents essais se traduira donc par un léger décalage spatial entre les essais de la zone dans laquelle se trouve l'interface, et donc à d'importantes valeurs d'écart-type de variable de progrès moyenne.

En observant les iso-contours sur la figure 3.11b, on observe une superposition acceptable entre l'ensemble de ces essais, et ce y compris pour des essais réalisés à plusieurs mois d'intervalle (essai 2 du jeu de données 1). On note cependant qu'un essai se démarque, avec des distances à la paroi près de deux fois supérieures aux autres essais (essai 1 du jeu de données 1). Cet important écart ne se retrouve pas sur le battement de flamme (figure 3.11c), où l'ensemble des mesures se superpose de façon très satisfaisante. Cette différence indique qu'une incertitude semble exister sur la conversion des images en coordonnées physiques et sur la détection de la position de la paroi (décalage du jeu de données 1 essai 1). Après investigation, cet écart provient principalement



d'une dilatation thermique importante du brûleur, et plus spécifiquement du module de cheminée carrée (voir section 2.3.5 et figure 2.5) qui provoque un déplacement horizontal de la paroi d'étude de l'ordre de 3 à 5 mm. Ce problème a été réglé depuis par le remplacement partiel du module incriminé, ainsi que par le bridage complet du brûleur. Les données acquises après cette modification de brûleur (jeu de données 2) indiquent une détection de la paroi plus précise.

### 3.4 Véllocimétrie par imagerie de particules (PIV)

L'emploi de la vélocimétrie par imagerie de particules (PIV) pour la mesure de champs de vitesse dans des écoulements réactifs est très commun dans le milieu de la combustion. Son application pour l'étude de phénomènes proche-paroi pose des difficultés supplémentaires pour la mise en œuvre de cette technique. D'une part, la présence de réflexions de lumière à la paroi peuvent saturer la caméra et limiter la dynamique de signal accessible pour les mesures proprement dites, et d'autre part le contrôle de la qualité de l'ensemencement est difficile à garantir.

Les éléments de base servant à illustrer le fonctionnement de la PIV sont brièvement rappelés dans la section 3.4.1. Le dispositif expérimental et le post-traitement mis en œuvre sont ensuite décrits, dans les sections 3.4.2 et 3.4.3. Enfin, la reproductibilité des mesures est estimée via la comparaison de plusieurs campagnes expérimentales effectuées à différentes périodes (section 3.4.4).

#### 3.4.1 Principe de la PIV

On consultera les références [29, 46, 296] pour une introduction rigoureuse et théorique de la technique de mesure de champs de vitesse par PIV. N'est précisé ci-après que le principe général de la technique.

La vélocimétrie par imagerie de particules (PIV) est un diagnostic optique permettant de mesurer la vitesse d'un écoulement. L'idée fondamentale est d'approximer la vitesse du fluide à la vitesse de particules solides ou liquides dispersées dans l'écoulement porteur, et dont la taille est suffisamment faible pour suivre parfaitement l'écoulement porteur. Ces particules ont la faculté de diffuser la lumière incidente en émettant un signal de diffusion de Mie. Il est donc possible de mesurer la position de ces particules en les éclairant un court instant puis en faisant l'acquisition de la lumière diffusée par ces particules sur un capteur. En utilisant des lasers dont la durée de l'impulsion est de l'ordre de quelques nanosecondes, il est possible d'éclairer les particules de telle sorte à limiter le déplacement de ces dernières pendant la mesure de leur position.

La vitesse des particules est déterminée en réalisant deux acquisitions espacées d'un intervalle de temps  $\delta t$  suffisamment faible et en mesurant la position des particules sur chaque image. Si le nombre de particules est suffisamment faible sur les images, il est alors possible d'identifier une même particule sur les deux images de position, et ainsi de calculer la vitesse moyenne de chaque particule pendant  $\delta t$ . On parle alors de PTV (*Particle tracking velocimetry*). Si la densité de particules devient importante, il n'est alors plus possible d'estimer le déplacement moyen de chaque particule, et l'on cherche plutôt à estimer le déplacement moyen d'un groupe de particules. Pour obtenir le champ de vitesse détaillé sur l'image enregistrée, celle-ci est divisée en petites zones, chacune étant d'une taille définie selon la résolution spatiale désirée. La mesure du déplacement moyen du groupe de particules dans chaque zone se fait alors en calculant la corrélation croisée entre les images aux deux instants. Le résultat de ce calcul de corrélation est maximal lorsque le déplacement relatif d'une zone par rapport à l'autre correspond au déplacement le plus représentatif des particules. Le déplacement mesuré correspond ainsi à un déplacement statistique moyen de l'ensemble des particules présentes dans la zone. On parle alors de vélocimétrie par imagerie de particules (PIV). La conséquence directe est que toutes les fluctuations de vitesse à l'intérieur de cette zone sont perdues. La PIV opère donc comme un filtre passe-bas du spectre d'énergie cinétique de l'écoulement turbulent. Les travaux de Bailly et al. [29] présentent plus en détail les concepts de turbulence et l'implication de son observation à travers un filtre passe-bas.

### 3.4.2 Dispositif expérimental

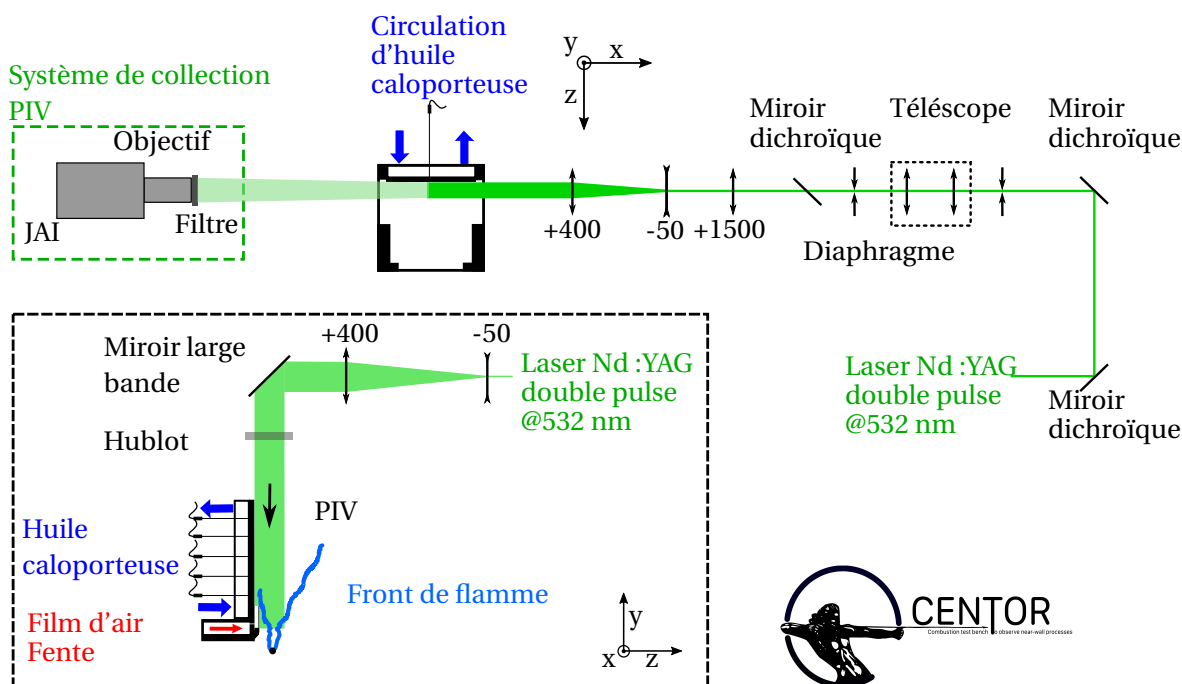


FIGURE 3.12 – Dispositif expérimental permettant des mesures de PIV sur le banc CENTOR. Les faisceaux laser Nd:YAG à 532nm sont représentés en vert intense, tandis que la collection de la réflexion de Mie des faisceaux lasers issues des particules de zirconium est représentée en vert pâle. L'encart correspond à une vue de côté du dispositif.

Le dispositif expérimental permettant de réaliser des mesures de champs de vitesse par PIV sur le brûleur CENTOR est représenté sur la figure 3.12. Ce dispositif expérimental est en partie commun avec celui de la PLIF-OH.

#### 3.4.2.1 Illumination des particules

Les deux faisceaux laser sont produits par un laser double cavité Nd:YAG (Quantel Twin Ultra) doublé en fréquence pour obtenir deux faisceaux superposés spatialement à  $\lambda = 532\text{ nm}$ . La fréquence de répétition du laser est de 10 Hz. Le délai entre les deux impulsions laser  $\delta t$  est réglé à  $30\ \mu\text{s}$  pour les mesures réactives et  $80\ \mu\text{s}$  pour les mesures non réactives.

En sortie de ce laser, un périscope composé de deux miroirs dichroïques (référence Y220) permet de diriger la nappe suivant l'axe  $x$  au dessus du brûleur. Les faisceaux traversent ensuite un système composé de deux diaphragmes et d'un télescope de Gauss (*beam expander*). Ce dernier a pour fonction de (i) couper les bords peu énergétiques du faisceau laser; (ii) agrandir le diamètre du faisceau laser (3,5 mm de diamètre en entrée du télescope, 7 mm en sortie), ce qui permet d'affiner la nappe laser dans la zone de mesure; (iii) corriger la divergence importante du faisceau laser, caractéristique de cette technologie laser (2,9 mrad); et (iv) offrir un degré de réglage supplémentaire sur le point focal de la nappe laser. Cela permet dès lors l'emploi d'une même lentille sphérique convergente pour les faisceaux de 532 nm et d'UV (voir section 3.5).

En aval du télescope, le faisceau laser traverse un miroir dichroïque transmettant à 532 nm. Les optiques permettent de former une nappe laser situé à  $x = 0\text{ mm}$  du brûleur. Elles sont communes avec celles utilisées pour la PLIF-OH (voir la section 3.3.3.1). Un système de fente et de masque additionnel (non représenté sur la figure 3.12) placé entre les deux lentilles cylindriques permet de couper les bords (les "ailes") de la nappe laser et de ne garder que la zone centrale la plus intense. La position à la paroi de la nappe est déterminée pour garantir le meilleur compromis entre une réflexion importante à la paroi qui interfère avec le signal PIV et des SNR suffisamment élevés. Le

réglage est réalisé *in-situ* en optimisant la qualité du pic de corrélation en conditions réactives. La ROI de la PIV est de 25 mm × 130 mm, dans le plan ( $z, y$ ).

### 3.4.2.2 Collection

Le signal de diffusion de Mie des particules ensemencées dans l'écoulement est collecté à 90° par une caméra double-frame CCD non refroidie Jai (4200-CL). Cette caméra est équipée d'un objectif  $f/2.8$  50 mm (Zeiss), devant lequel un filtre interférentiel Newport  $530 \pm 5$  nm est monté. Ce dernier permet de réduire le signal d'arrière-plan. 1000 images sont acquises pour chaque point de mesure, avec une fréquence de répétition de 3,33 Hz.

Une image d'arrière-plan (fond) est acquise avant et après chaque mesure de PIV. Ceci permet de corriger *a posteriori* l'encrassement des hublots suite au dépôt de particules de zirconium sur leur surfaces.

### 3.4.2.3 Ensemencement des écoulements

Que ce soit pour les mesures de PIV ou d'ADL, les écoulements d'air sont ensemencés avec une préparation composée de dioxyde de zirconium ( $ZrO_2$  (IV), Sigma-Aldrich, diamètre moyen des particules 5  $\mu m$ ) à laquelle on a adjoint de la fumée de silice ( $SiO_2$ , Sigma-Aldrich, diamètre moyen des particules 200 nm). Le rôle de cette fumée de silice est de fluidifier le mélange de poudre, en évitant les agglomérats. Pour la suite, on parlera de poudre de zirconium en faisant référence à ce mélange.

L'ensemencement des écoulements en particules de dioxyde de zirconium se fait par l'intermédiaire d'ensemencement à lit fluidisé. L'écoulement principal et celui de la fente sont ensemencés séparément, tel que représenté sur la figure 2.2.

**Estimation du nombre de Stokes** Le nombre de Stokes  $St$  permet de comparer le temps caractéristique d'une particule convectée par un écoulement durant  $\tau_p$  et le temps caractéristique de cet écoulement,  $\tau_{ecoul}$  [47, 296]. En supposant que la masse volumique des particules est significativement supérieure à celle du fluide, le nombre de Stokes s'exprime comme <sup>1</sup>

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_{ecoul}} = \frac{1}{18} \frac{\rho_p d_p^2 v_c}{\mu_f L_c}. \quad (3.5)$$

$\rho_p$  et  $d_p$  sont respectivement la masse volumique et la taille des particules de zirconium et  $\mu_f$  la viscosité dynamique du fluide, ici assimilé à de l'air.  $v_c$  et  $L_c$  sont une vitesse et une longueur caractéristiques de l'écoulement. Si le nombre de Stokes est limité ( $St \ll 1$ ), on peut considérer que les particules suivent l'écoulement, avec un amortissement d'autant plus grand que le nombre de Stokes tend vers 1. Pour s'assurer que les particules sélectionnées suivent correctement l'écoulement, le nombre de Stokes est alors calculé pour les conditions réactives et non réactives.

La longueur caractéristique est prise égale à la distance minimale entre deux vecteurs de PIV, soit  $L_c = 1$  mm. La vitesse caractéristique est prise égale à la vitesse des fluctuations de vitesse  $(u_y)'$ . Ces dernières valent environ 10 % de la vitesse débitante dans l'écoulement principal non réactif et jusqu'à 40 % pour l'écoulement de la fente pour un taux de soufflage de  $M = 3$ . Ces valeurs étant données dans l'écoulement non réactif, l'hypothèse est faite que des niveaux de turbulence similaires sont atteints dans les gaz chauds. On suppose également une température des gaz chauds de 1800 K, ce qui conduit en première estimation à multiplier par 5 la vitesse caractéristique (rapport de masse volumique). Les nombres de Stokes sont calculés pour ces deux hypothèses dans l'écoulement principal et dans le film d'air. Les valeurs sont résumées dans le tableau 3.2.

1. Densité du dioxyde de zirconium :  $5890 \text{ kg.m}^{-3}$ , densité des gaz frais :  $1,15 \text{ kg.m}^{-3}$ , densité des gaz brûlés  $0,15 \text{ kg.m}^{-3}$  ( $\phi = 1$ )

Écoulement	Condition	T = 300 K	T = 1800 K
principal	$L_c = 1 \text{ mm}$ $\nu_c = 0.1 \times u_b = 0,29 \text{ m/s}$	St = 0,127	St = 0,189
film d'air	$L_c = 1 \text{ mm}$ $\nu_c = 0.4 \times u_b = 1,15 \text{ m/s}$	St = 0,508	St = 0,758

TABLEAU 3.2 – Nombres de Stokes calculés dans l'écoulement principal et dans le film d'air pour un écoulement non réactif et pour un écoulement réactif. Calculé pour un débit d'air  $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$ .

Pour les conditions sélectionnées, les nombres de Stokes sont inférieurs à 1. Pour l'écoulement principal, les nombres de Stokes sont suffisamment faibles pour supposer que les particules suivent parfaitement l'écoulement.

Concernant l'écoulement dans la fente, les nombres de Stokes sont proches de l'unité. Il faut noter que les hypothèses choisies pour estimer ces nombres de Stokes sont conservatives, puisque la vitesse du film d'air ne subit pas de saut de densité important dû à la flamme. De plus, les mesures de PIV en conditions réactives (section 5.3.4) tendent à montrer que la vitesse du film d'air n'excède pas trois à quatre fois la vitesse de l'écoulement à froid. En conséquence, le nombre de Stokes réel est vraisemblablement inférieur, pour atteindre des valeurs de l'ordre de 0,6. Ces valeurs néanmoins importantes peuvent entraîner une incertitude sur la résolution des plus petites échelles de tourbillons dans la fente, sans toutefois affecter significativement les valeurs moyennes.

**Pertes thermiques engendrées par les particules** Les particules de zirconium présentent une masse volumique près de 5000 fois supérieure à celle des gaz frais. L'ajout de particules de zirconium à l'écoulement réactif pourrait donc être une source de pertes thermiques importantes à la traversée de la flamme.

Pour estimer cette éventuelle perturbation, on cherche donc à évaluer l'enthalpie nécessaire pour chauffer les particules de zirconium à la température des gaz brûlés, estimée à 1800 K.

La capacité thermique molaire du dioxyde de zirconium est donnée par [90, 231]

$$C_{p,m}^{\text{Zirco}} = 69,668 + 7,53 \cdot 10^{-3} \times T - 1,406 \cdot 10^6 \times T^{-2}, \quad (3.6)$$

avec  $C_{p,m}^{\text{Zirco}}$  en  $\text{J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ . La puissance thermique nécessaire pour porter la température de la masse de zirconium de  $T_1 = 300 \text{ K}$  à  $T_2 = 1800 \text{ K}$  est donnée par

$$\mathcal{P}^{\text{Zirco}} = \dot{m}^{\text{Zirco}} \int_{T_1}^{T_2} \frac{C_{p,m}^{\text{Zirco}}}{M^{\text{Zirco}}} dT, \quad (3.7)$$

où  $M^{\text{Zirco}} = 123,7 \cdot 10^{-3} \text{ kg/mol}$  est la masse molaire du dioxyde de zirconium et  $\dot{m}^{\text{Zirco}}$  est le débit de masse de poudre de zirconium injecté lors de l'ensemencement. La détermination de ce débit est sujette à une forte incertitude, et a été estimée à  $\dot{m}^{\text{Zirco}} = 1,2 \cdot 10^{-5} \text{ kg/s}$  à partir de la fréquence de remplissage du système d'ensemencement et à la masse ajoutée à chaque remplissage. Il vient une puissance thermique de  $\mathcal{P}^{\text{Zirco}} = 10,10 \text{ W}$ . Cette valeur est à comparer avec la puissance thermique de flamme  $\mathcal{P}$ , de l'ordre de  $\mathcal{P} = 50,45 \text{ kW}$  pour un débit de  $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$  et une richesse de  $\phi = 0,9$ . L'ajout de zirconium dans l'écoulement principal est donc parfaitement négligeable sur le bilan thermique global de l'installation (environ 0,02 %).

Néanmoins, il est à noter que des particules de zirconium se déposent sur les parois du brûleur et sur la paroi d'étude pendant un essai, créant ainsi une couche isolante. Le dioxyde de zirconium est effet utilisé comme revêtement isolant, du fait de sa faible conductivité thermique (*thermal barrier coating*) [300]. Ce dépôt pourrait être de nature à modifier la résistance thermique de la paroi. La conductivité thermique du dépôt de zirconium à la paroi est estimée à  $2 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$  [300]. L'épaisseur du dépôt de poudre de zirconium sur la paroi d'étude est estimée à  $\approx 30 \mu\text{m}$  (hypothèse à partir d'une comparaison avec l'épaisseur de luminophores). La résistance thermique de conduction correspondante vaut ainsi  $R_{th}^{\text{Zirco}} = 1,5 \times 10^{-5} \text{ W} \cdot \text{K}^{-1}$ . En comparaison,

la résistance thermique de la paroi métallique d'étude (épaisseur minimale 2 mm, conductivité thermique  $15 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ) vaut  $R_{th}^{\text{paroi}} = 1,33 \times 10^{-4} \text{ W.K}^{-1}$ . Le dépôt de poudre de zirconium à la paroi conduit ainsi à une augmentation de l'ordre de 10 % de la résistance thermique de la paroi d'étude, ce qui peut induire une modification thermique du flux pariétal d'une proportion similaire. Cependant, aucune modification de la température de la paroi est observée lors de l'ajout de zirconium dans l'écoulement, ce qui incite à penser que l'effet du dépôt de zirconium à la paroi est thermiquement négligeable. Ce point est discuté plus en détail dans la section 4.8.2.

### 3.4.3 Étapes de post-traitement

Les champs instantanés de vitesse sont déterminés par le calcul des déplacements des particules et le post-traitement de ces déplacements pour remonter à la vitesse.

Les champs de déplacement sont obtenus à partir des paires d'images de particules traitées par le logiciel commercial Dynamic Studio Dantec 6.9. Les images sont d'abord soustraites de l'arrière-plan moyen. Un masque est ensuite appliqué sur l'image, pour sélectionner les zones d'intérêt et supprimer les réflexions de la nappe laser sur la paroi et sur la lèvres de la fente. L'algorithme de corrélation croisée en lui-même est ensuite appliqué sur chaque paire d'images. On se référera aux références [46, 296] pour le détail des algorithmes et leurs limitations. Le choix a été fait d'employer un algorithme automatique à plusieurs passes et à taille de maille adaptative allant de  $64 \text{ px} \times 64 \text{ px}$  à  $32 \text{ px} \times 32 \text{ px}$ , avec une superposition de 50 %. Ces paramètres conduisent à un espacement des vecteurs de 1 mm. L'incertitude sur la détermination de la vitesse est estimée à 0,5 m/s, en se basant sur une erreur d'interpolation sub-pixel de 0,25 px.

Lors des mesures de PIV en conditions réactives, l'opacification progressive des hublots rajoute une composante de signal continue sur les images, dégradant ainsi progressivement le rapport signal-à-bruit des pics de corrélation. Cette réduction du SNR augmente progressivement le nombre de vecteurs faux. Pour contourner cette difficulté, les mêmes images de particules sont post-traitées de deux façon différentes. Pour le premier post-traitement, les images sont soustraites de l'arrière-plan enregistré au début de la mesure (hublots propres). Pour le second post-traitement, un arrière-plan enregistré à la fin de la mesure (hublots opacifiés) est utilisé. La première méthode de post-traitement procure de bons résultats sur les premières images d'une série, mais devient peu performante pour les dernières images. À l'inverse, la seconde méthode supprime des particules pour les premières images, mais procure de meilleurs résultats à la fin de la mesure. Les résultats de ces deux post-traitements sont ensuite fusionnés en complétant les données manquantes dans le premier post-traitement par les données obtenues dans le second post-traitement. Cela permet d'obtenir une série de champs de déplacements comptant peu de vecteurs faux.

Les champs de déplacement en pixel sont ensuite convertis en champs de vitesse. Ces derniers sont légèrement filtrés avec un filtre gaussien ( $\sigma = 0,25$ , soit un noyau de  $3 \text{ px} \times 3 \text{ px}$ ) pour supprimer des fortes variations pixel-à-pixel. La norme de la vitesse, définie comme

$$\|\vec{u}\| = \sqrt{u_z^2 + u_y^2} \quad (3.8)$$

est ensuite calculée. Enfin, les différentes dérivées spatiales du champ de vitesse,  $\frac{\partial u_z}{\partial y}$ ,  $\frac{\partial u_z}{\partial z}$ ,  $\frac{\partial u_y}{\partial y}$  et  $\frac{\partial u_y}{\partial z}$  sont calculées par différences finies avec un schéma centré d'ordre deux.

### 3.4.4 Reproductibilité des champs moyens

De façon similaire à ce qui a été réalisé pour la PLIF-OH (section 3.3.5), la reproductibilité des mesures par PIV est estimée en réalisant plusieurs essais aux mêmes conditions. Cette reproductibilité est illustrée sur la figure 3.13, où quatre essais aux mêmes conditions ( $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$ ,  $\phi = 0,9$  et  $M = 1$ ) sont représentés. La comparaison porte sur la moyenne temporelle d'un champ de vitesse. La figure 3.13a représente l'écart-type suivant les différents essais de la moyenne temporelle de la norme de la vitesse,  $\sigma(\langle\|\vec{u}\|\rangle)$ . Cet écart-type est normalisé par la moyenne d'ensemble suivant

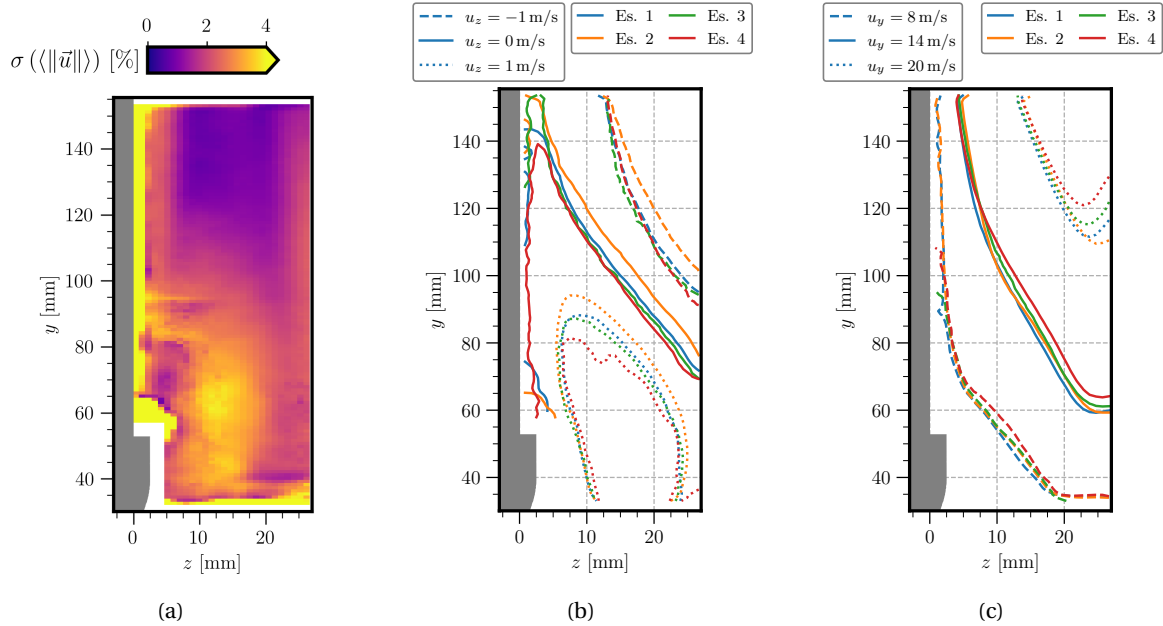


FIGURE 3.13 – Illustration de la reproductibilité des mesures de PIV, pour une condition  $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$ ,  $\phi = 0,9$  et  $M = 1$ . (a) Variation du champ moyen de la norme de la vitesse  $\|\vec{u}\|$  suivant les différents essais. L'écart-type est normalisé par la moyenne des différents essais (moyenne d'ensemble). (b) Contours d'iso-vitesse (style de ligne) suivant quatre essais (couleur de ligne) pour la composante horizontale  $u_z$  du vecteur vitesse. (c) Contours d'iso-vitesse (style de ligne) suivant quatre essais (couleur de ligne) pour la composante verticale  $u_y$  du vecteur vitesse.

les différents essais. La variation suivant les essais reste à des niveaux inférieurs à 4 %, à l'exception de la première maille le long de la paroi, où des valeurs plus élevées sont observées. Ces plus grands écarts entre essais proche de la paroi s'expliquent principalement par une faible densité de particules proche de la paroi, et par la présence de réflexions du laser sur la paroi. Ces deux points rendent le post-traitement moins robuste dans cette zone. Hormis le long de la paroi, on note également une zone centrée en  $y = 60 \text{ mm}$  et  $z = 12 \text{ mm}$  où l'écart-type suivant les essais est voisin de 4 %. Cette zone correspond à la localisation du battement de flamme  $\Delta$ , s'accompagnant d'une grande variabilité de vitesses, liées au saut de masse volumique entre les gaz frais et les gaz brûlés.

Pour une meilleure comparaison des différents essais, les figures 3.13b et c montrent des profils d'iso-valeur de vitesse pour les quatre essais considérés. De façon générale, on observe une bonne superposition entre les contours de ces essais. L'écart maximal entre les iso-contours est de l'ordre de 5 mm pour la composante  $u_y$  de la vitesse, et peut localement atteindre 10 mm suivant  $y$  pour la composante  $u_z$  (isoligne  $u_z = 1 \text{ m/s}$  entre les essais 2 et 4). La reproductibilité des mesures de champ de vitesse à plusieurs jours d'intervalle et avec des densités de particules variables confirme la fiabilité de la mesure de la vitesse par PIV d'une part, et d'autre part la capacité de contrôle des conditions aux limites (notamment thermiques) du banc CENTOR.

### 3.5 Couplage des diagnostics sur le banc CENTOR

La mesure simultanée de la température de paroi, des champs de vitesse et de la position de la flamme requiert le couplage des trois diagnostics optiques suivants, à savoir la thermométrie de luminophores (PT) pour mesurer la température de la paroi dans la zone d'interaction entre la flamme et le film d'air, la PIV pour la mesure du champ de vitesse et la PLIF-OH pour l'estimation de la position et de la dynamique du front de flamme. Le couplage de ces trois diagnostics sur la configuration CENTOR-F (paroi équipée d'un film dispositif de génération de film d'air) est présenté ci-après.

### 3.5.1 Lignes optiques

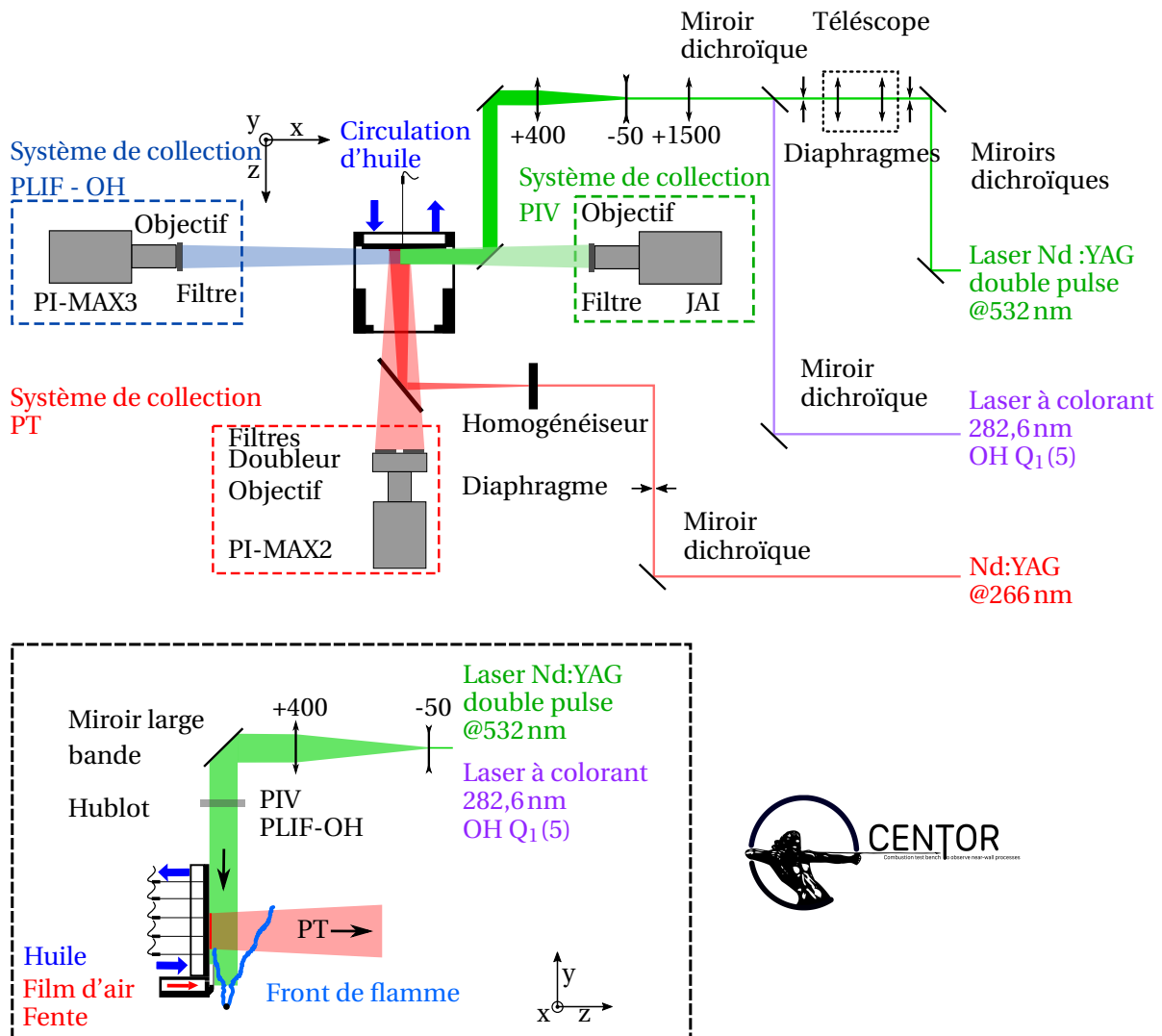


FIGURE 3.14 – Dispositif expérimental couplant les trois diagnostics : PLIF-OH (violet / bleu), PIV (vert) et PT (rouge).

Le montage optique a été largement présenté lors de la présentation de la PLIF-OH (voir la figure 3.7) et de la PIV (voir la figure 3.12). Ces montages sont rappelés sur la figure 3.14, où la couleur rouge correspond à la PT, la couleur verte à la PIV et la couleur bleue/violet à la PLIF-OH.

Le dispositif optique mis en place pour la mesure de température par PT est décrit en détail dans la section 4.3.

Les faisceaux laser à  $\lambda = 282 \text{ nm}$  et  $\lambda = 532 \text{ nm}$  servant respectivement à la PLIF-OH et à la PIV sont combinés via l'emploi d'un miroir dichroïque réfléchissant l'UV et transmettant le visible. Les optiques servant à la constitution de la nappe sont communes aux deux diagnostics. Les nappes pénètrent dans le brûleur à travers le hublot sommital et se propagent suivant l'axe  $y$ . La collection des signaux de fluorescence et de diffusion de Mie se fait à travers les deux hublots latéraux, de part et d'autre du brûleur.

Le hublot frontal est dévolu à la PT. L'excitation et la collection des particules de luminophores se fait de façon frontale, de part l'emploi d'un miroir dichroïque réfléchissant l'UV et transmettant le visible placé sur le chemin optique de collection du signal de phosphorescence.

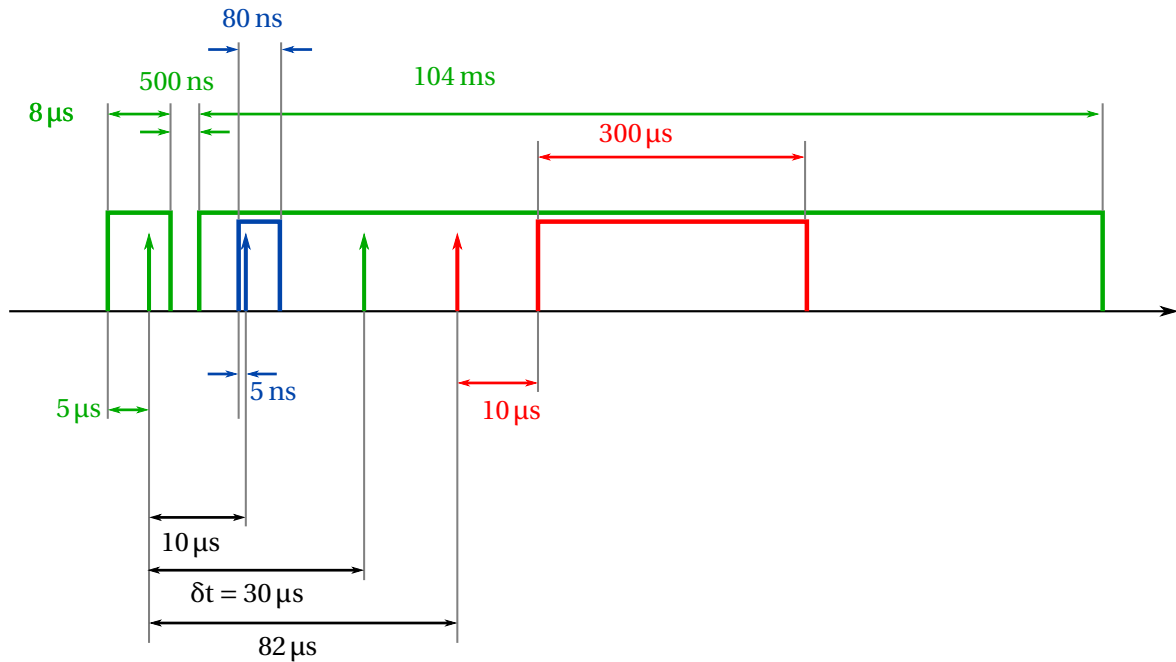


FIGURE 3.15 – Schéma temporel du couplage des trois diagnostics optiques. rouge : PT, vert : PIV, bleu : PLIF-OH. Les flèches verticales indiquent les impulsions laser des différents diagnostics et les rectangles les temps d'ouverture des différentes caméras.

### 3.5.2 Schéma temporel d'émission et collection

La synchronisation temporelle des trois diagnostics précités est illustrée sur le chronogramme 3.15, où la PIV est indiquée en vert, la PLIF-OH en bleu et la PT en rouge. À noter que de par l'emploi d'une caméra double frame pour la PIV, le schéma d'ouverture temporel de cette caméra est imposé. Afin d'obtenir la meilleure corrélation temporelle possible entre la PLIF-OH et la PIV, la position du front de flamme est acquise entre les deux images de PIV. La PT intervient après le duo PLIF-OH - PIV, de façon à ne pas être perturbé par l'excitation des particules de luminophores par la réflexion du faisceau laser de PLIF-OH à la paroi.

La fréquence de répétition des différents faisceaux lasers est réglée à 10 Hz. Le déclenchement des caméras n'intervient cependant qu'une seule fois tous les 3 cycles. Cette fréquence est limitée par la PI-MAX II dévolue à la PT.

La synchronisation temporelle est réalisée avec deux générateurs d'impulsion (BNC), l'un "maître" (Berkeley Nucleonics 575) contrôlant la PLIF-OH, la PT et la fréquence d'acquisition des caméras, et l'autre (Berkeley Nucleonics 577) "esclave" du premier contrôlant la PIV.

### 3.5.3 Recouvrement spatial des diagnostics

Le recouvrement spatial des différents diagnostics se fait via le post-traitement d'une mire double face développée spécifiquement pour s'adapter dans le brûleur CENTOR. Le recalage spatial se fait dans l'espace des coordonnées physiques, via l'emploi des fonctions de conversion ressorties par l'algorithme de traitement des images de mire, décrit en annexe A.6.

## Conclusion

Dans ce chapitre, l'implémentation, le traitement et la validation à travers l'estimation de la reproductibilité des mesures, de la chimiluminescence sur le radical OH\*, de la PLIF-OH, et enfin de la PIV ont été présentés. Le traitement des données est réalisé par des opérations de traitement d'image, servant à extraire la position locale et moyenne du front de flamme ainsi que des iso-contours de vitesse des gaz. La reproductibilité des mesures de chacun des trois diagnostics



mentionnés est estimée par la comparaison de mesures aux mêmes conditions. Cette comparaison porte notamment sur le battement de flamme (*flame brush*) mesurés par PLIF-OH, où une excellente superposition des différents essais comparés est observée (écart maximal entre les différents essais de l'ordre du millimètre). Elle porte également sur l'écart-type des champs moyens de vitesse mesurés par PIV en conditions réactives. L'écart moyen est inférieur à 2 %, sauf en proche-paroi où l'on note de plus fortes variations en raison de vitesses plus faibles, d'importantes réflexions de lumière à la paroi et une faible densité de particules.

Le couplage de la PLIF-OH, de la PIV et de la PT est finalement décrit. Ce couplage de trois diagnostics permet la mesure simultanée en écoulement réactif de la position du front de flamme, de la vitesse des gaz et du champ de température de la paroi, et ceci afin de comprendre leurs couplages physiques via l'obtention de statistiques croisées.

## Chapitre 4

# Mesurer une température de paroi par thermométrie de luminophores (PT)

### Sommaire

---

<b>Introduction</b> . . . . .	<b>90</b>
<b>4.1 Mesurer une température de paroi</b> . . . . .	<b>91</b>
4.1.1 Méthodes de contact . . . . .	91
4.1.2 Méthodes à distance . . . . .	91
4.1.2.1 Méthodes non intrusives . . . . .	92
4.1.2.2 Méthodes semi-intrusives par application d'un revêtement thermosensible . . . . .	92
<b>4.2 Principe général de la thermométrie de luminophores</b> . . . . .	<b>93</b>
4.2.1 Le phénomène de phosphorescence . . . . .	93
4.2.1.1 Fluorescence et phosphorescence : diagramme de Jablonski . . . . .	93
4.2.1.2 Ion et ligand . . . . .	95
4.2.1.3 Collection de l'émission de phosphorescence . . . . .	96
4.2.2 Dépendance à la température de l'émission de phosphorescence . . . . .	97
4.2.3 Différentes approches pour mesurer une température . . . . .	97
4.2.4 La méthode ratiométrique . . . . .	101
<b>4.3 Dispositif expérimental : la plateforme PHOENICS</b> . . . . .	<b>102</b>
4.3.1 Plateforme PHOENICS . . . . .	102
4.3.2 Choix des particules de luminophores . . . . .	103
4.3.3 Application des particules de luminophores sur la surface . . . . .	103
4.3.4 Excitation des particules de luminophores . . . . .	104
4.3.5 Dépendance à la température du spectre de phosphorescence . . . . .	105
4.3.6 Collecter le signal de phosphorescence . . . . .	106
4.3.6.1 Champs de phosphorescence . . . . .	107
4.3.6.2 Spectres de phosphorescence . . . . .	107
4.3.7 Estimer le rapport signal-à-bruit (SNR) . . . . .	108
4.3.8 Procédure d'acquisition d'une courbe d'étalonnage . . . . .	108
<b>4.4 Optimisation de la précision par sélection des bandes spectrales</b> . . . . .	<b>109</b>
4.4.1 Motivations de l'étude . . . . .	109
4.4.2 Stratégie numérique d'optimisation . . . . .	110
4.4.3 Optimisation de l'erreur sur la température . . . . .	111
4.4.3.1 Paramètres d'optimisation . . . . .	111
4.4.3.2 Jeu de filtres optimal . . . . .	112
4.4.3.3 Topologie des espaces Q1 à l'optimum . . . . .	114
4.4.4 Validation de l'optimisation en utilisant une caméra . . . . .	115
<b>4.5 Post-traitement des images de phosphorescence</b> . . . . .	<b>117</b>

4.5.1	Cahier des charges	117
4.5.2	Étapes principales de post-traitement	118
<b>4.6</b>	<b>Résolution spatiale et filtrage de champs de température</b>	<b>120</b>
4.6.1	Motivations de l'étude	120
4.6.2	Mesure de la résolution spatiale	120
4.6.2.1	Dispositif expérimental	120
4.6.2.2	Fonction de transfert de modulation	121
4.6.3	Caractéristique des images instantanées non filtrées	122
4.6.4	Définition théorique des filtres numériques	122
4.6.4.1	Binning	123
4.6.4.2	Filtres convolutifs	123
4.6.4.3	Filtre fréquentiel de Butterworth	123
4.6.4.4	Impact du filtrage sur la résolution spatiale	125
4.6.5	Performances individuelles des stratégies de filtrage	125
4.6.5.1	Software Binning (B)	126
4.6.5.2	Filtre Moyenneur (A)	127
4.6.5.3	Filtre Gaussien (G)	128
4.6.5.4	Filtre fréquentiel de Butterworth (BU)	129
4.6.6	Performances comparées des différents filtres	130
4.6.6.1	Incertitude de température et résolution spatiale	131
4.6.6.2	Efficacité de filtrage dans le domaine spectral	132
<b>4.7</b>	<b>Validation : mesure de gradients de température</b>	<b>134</b>
4.7.1	Dispositif expérimental	134
4.7.1.1	Pièce refroidie par eau	134
4.7.1.2	Protocole expérimental	134
4.7.2	Réponse spatiale et temporelle de la PT	135
<b>4.8</b>	<b>Reproductibilité des mesures</b>	<b>136</b>
4.8.1	Étalonnage	136
4.8.2	Champs de température en présence de flamme	137
	<b>Conclusion</b>	<b>139</b>

---

## Introduction

Une problématique importante lors de la conception des chambres de combustion aéronautiques consiste à garantir la tenue thermique et mécanique des matériaux. L'augmentation de la densité énergétique volumique du système propulsif rend cette problématique prégnante. L'écart de température entre les gaz chauds et la température de fusion des matériaux de la paroi nécessite des systèmes de refroidissement pour assurer une température moyenne convenable et éviter des points chauds transitoires (voir le chapitre 1). L'estimation de l'efficacité de refroidissement de systèmes techniques passe par la mesure de la température de paroi. La thermométrie de luminophores est une technique de mesure de température de paroi semi-invasive et robuste, ce qui la rend adaptée à la mesure de l'efficacité de refroidissement  $\eta$ . Ce chapitre répond à l'objectif #3 de cette thèse. Il présente le principe de la thermométrie de luminophores, son implémentation ainsi que deux études de développement visant à améliorer la précision de la mesure des champs de température. Ce diagnostic est implémenté pour la première fois au laboratoire au travers de cette thèse.

Ce chapitre s'articule comme suit. La section 4.1 présente les principales techniques de mesure de température de surface. Les principes généraux, avantages et inconvénients de chaque technique sont précisés. La section 4.2 présente le principe de la thermométrie de luminophores en explicitant l'origine du phénomène de phosphorescence. De plus, les principales méthodes d'exploitation de ce phénomène de phosphorescence pour mesurer une température de surface sont précisées, avec un accent sur la méthode ratiométrique. La section 4.3 présente la plateforme

PHOENICS (*Phosphor thermometry platform for non-intrusive optical measurements*) qui sert de support à l'étalonnage en température de la méthode et aux études de développement. La section 4.4 présente une étude visant à améliorer la précision sur la température en optimisation les bandes spectrales collectées. L'algorithme du post-traitement des images de phosphorescence est brièvement décrit dans la section 4.5. La section 4.6 s'intéresse au lien entre résolution spatiale et filtrage numérique des images instantanées de phosphorescence. Enfin, une validation à travers la mesure de gradients de température spatiaux et temporels est proposée dans la section 4.7. La section 4.8 est consacrée à la reproductibilité des mesures de température.

## 4.1 Mesurer une température de paroi

Mesurer une température est possible grâce à un nombre élevé de techniques de mesure différentes. Ces techniques peuvent être classées en trois catégories [74] :

- Les *méthodes de contact*. Tout ou une partie de l'instrument permettant la mesure de la paroi vient au contact de celle-ci. Ces méthodes sont par nature fortement intrusives.
- Les *méthodes semi-intrusives*. La mesure de température est réalisée à distance après avoir appliqué un revêtement thermosensible sur la paroi.
- Les *méthodes non intrusives*, sans interaction avec le milieu d'étude. Ces méthodes exploitent l'émission propre dépendante de la température d'un objet physique.

La mesure de température de paroi pour des applications d'interaction flamme-paroi (FWI) et d'interaction flamme - film d'air - paroi (FCAI) apporte des contraintes supplémentaires. Le niveau élevé de la température de paroi et/ou la présence d'interférences lumineuses provenant de la flamme complexifient la mesure et disqualifient certaines approches usuelles.

### 4.1.1 Méthodes de contact

Childs et al. [74] dressent une liste détaillée des méthodes de contact qui permettent une mesure de la température. On se référera à leurs travaux pour une liste exhaustive des méthodes de contact. Ne sont mentionnées ici que les méthodes les plus usuelles.

Ces méthodes consistent à appliquer un élément thermosensible en contact de la paroi dont on souhaite connaître la température. Les thermocouples et les thermo-résistances (sondes pt100 par exemple) sont les capteurs de température les plus courants [74, 157]. Leur faible coût, leur relative simplicité, leur bon niveau de précision et de stabilité, et leur large gamme de mesure sont leurs principaux atouts. En revanche, ces approches requièrent un contact direct avec la paroi dont on souhaite mesurer la température. Pour des applications de FWI et FCAI, elles sont donc limitées principalement à des mesures en face arrière [131, 233], les mesures en face avant induisant une perturbation importante du milieu de mesure. D'autre part, la justesse de la mesure est dépendante de la qualité du contact entre la partie thermosensible du capteur (la jonction pour un thermocouple) et la surface de mesure [13]. Même si certains effets peuvent être corrigés *a posteriori* [157], la mesure de température par thermocouple est intrinsèquement biaisée par la conduction thermique le long du capteur, le rayonnement du milieu, les effets catalytiques, ... [13, 157]. L'encombrement spatial de ces capteurs limite la résolution spatiale effective [101]. Ces méthodes de contact sont donc limitées à des configurations où la géométrie est réaliste, rendant l'implémentation de méthodes optiques impossible. Cette dernière limitation est particulièrement importante pour la mesure de température sur des pièces en mouvement [101] (par exemple la température d'un piston pour un moteur à combustion interne).

### 4.1.2 Méthodes à distance

Pour permettre une étude académique des processus en proche-paroi, les méthodes de mesure de température de paroi à distance sont actuellement plébiscitées.

#### 4.1.2.1 Méthodes non intrusives

La principale méthode de mesure de la température non perturbatrice du milieu de mesure est la mesure par thermométrie infra-rouge (IR) (on parle également de pyrométrie). Cette méthode est basée sur le rayonnement thermique d'un solide donné par la loi de Planck. Elle permet la mesure de température d'un corps sur une gamme de température allant de 50 K à 6000 K [74]. Les longueurs d'onde usuellement collectées sont comprises entre 0,7  $\mu\text{m}$  et 20  $\mu\text{m}$  selon la sensibilité des capteurs. Cette méthode est donc sensible aux émissions parasites dans cette gamme de longueurs d'onde (émission de  $\text{CO}_2^*$  ou  $\text{H}_2^*$  d'une flamme par exemple), ainsi qu'à l'absorption par le milieu de mesure (suies, gaz chauds, ...) [13]. Cela rend la thermométrie IR non applicable pour la mesure de température d'une paroi à proximité d'une flamme (face avant) [95, 101]. D'autre part cette méthode requiert la connaissance avec une grande précision de l'émissivité de la paroi dont on souhaite estimer la température [56, 95]. Cette donnée, fonction de la température, est complexe à mesurer et peut varier au cours d'un essai [93, 101] (dégradation de la paroi, dépôt de suies, d'un film liquide de carburant, ...). Il s'agit néanmoins d'une méthode largement employée pour l'estimation de l'efficacité de refroidissement par film d'air, dans le cadre d'études d'aérodynamisme [140, 141, 154, 155]. En utilisant des filtres optiques appropriés et en menant des corrections sur le signal, cette technique peut également servir à mesurer une température de paroi interagissant avec des produits de combustion [34, 113]. Les résiduels d'émission des gaz chauds (émission de  $\text{H}_2\text{O}^*$  ou  $\text{CO}_2^*$ ), ainsi que les émissions large bande des suies peuvent néanmoins provoquer un biais sur la mesure de température. La présence de ce bruit de fond parasite doit être pris en compte dans la méthode d'inversion au risque de dégrader la justesse de la mesure.

#### 4.1.2.2 Méthodes semi-intrusives par application d'un revêtement thermosensible

Les méthodes de mesure de la température semi-intrusives exploitent le changement de couleur suivant la température d'un élément thermosensible. Ce composé thermosensible est appliqué sur la paroi d'étude. La mesure du changement de couleur des particules thermosensibles se fait à distance, sans contact physique. Deux catégories de techniques existent. La première permet de résoudre l'évolution temporelle de la température. La seconde ne renseigne que sur le maximum de température atteint au cours d'un essai. Les principales méthodes sont listées ci-après.

- Les **peintures thermiques** (*thermal paint*) [200, 262]. La mesure de température se fait en jugeant le changement de couleur d'une peinture appliquée sur la surface de mesure. Cette peinture contient des pigments qui sont des minéraux (carbonates, phosphates, aluminates) ou des espèces métalliques (cobalt, nickel, ...) [200]. Lorsque ces pigments sont soumis à une élévation de température, des réactions thermochromiques ont lieu, conduisant à un changement de couleur irréversible de la peinture. La couleur est ainsi reliée à la température à laquelle la surface de mesure a été exposée. Cette technique ne renseigne donc pas sur la température moyenne, ni sur l'évolution temporelle de la température de paroi. Elle est néanmoins ancienne [74] et largement appliquée [24, 94, 200]. Elle permet la mesure de température sur des géométries complexes jusqu'à une température de 1620 K [200]. L'application de la peinture à la paroi peut s'avérer être une limitation de la méthode. Ces peintures nécessitent un emploi de colles spécifiques, qui réduisent la durée de vie de la peinture dans les environnements réactifs complexes, ou l'usage de techniques complexes de dépôt qui sont coûteuses [101]. La précision de la technique (au sens de dispersion de la mesure) est de l'ordre de 10 K et sa justesse peut être affectée par des dépôts gazeux issus de la paroi de mesure [94]. Enfin, l'application de la relation d'étalonnage entre la couleur et la température n'est pas triviale [200]. Ces techniques sont donc principalement réservées pour des applications industrielles [232], et ne sont que rarement employées dans le cadre d'études académiques.
- Les **peintures thermosensibles** (TSP) sont une autre méthode fréquemment employées pour remonter à la température. Les TSP sont semblables aux PSP dans leur fonctionnement et

leur utilisation (voir la section 3.1.5) [205]. Après excitation par une longueur d'onde spécifique, elles émettent un signal de luminescence dont l'intensité est fonction de la température (TSP) ou de la pression partielle d'oxygène (PSP) [19, 205]. La mesure de la pression partielle d'oxygène permet d'estimer l'efficacité d'un film de refroidissement  $\eta$  par analogie entre la diffusion des espèces et la diffusion thermique [60] (voir section 3.1.5). Le temps de réponse standard pour ce type de substrat est de l'ordre de 0,5 s, mais certaines formulations sans colle permettent d'atteindre des valeurs de l'ordre de la centaine de microseconde [205]. Leur température limite supérieure de l'ordre de 470 K [205] les rend impropres à une utilisation en milieu réactif.

- La **thermométrie à cristaux liquides** (TLC, *Thermochromic Liquid Crystals*), est une alternative développée pour la mesure d'efficacité de refroidissement  $\eta$ . Les principales limitations de cette méthode concernent la faible stabilité des cristaux liquides, qui se dégradent en présence de rayonnement UV et qui sont sensibles à la pression et aux contraintes mécaniques [207]. Pour les protéger, ils sont encapsulés dans des sphères de gélatine de quelques micromètres de diamètre. La température maximale d'utilisation est limitée à  $\approx 400$  K [207], ce qui rend cette technique impropre à la mesure de température de paroi en présence de flamme. La revue récente de Ekkad et Singh [96] recense les utilisations et applications récentes des TLC pour l'estimation de l'efficacité de refroidissement  $\eta$  et du coefficient de convection  $h$  pour des études d'aérothermie appliquées aux moteurs aéronautiques.
- La **thermométrie de luminophores** (PT, *Phosphor Thermometry*), est la dernière méthode présentée. Elle se base sur la dépendance à la température de particules de luminophores. Ces luminophores sont composés d'un site actif thermosensible (métal de transition ou terre-rare) inséré dans une matrice céramique. Après excitation avec une source lumineuse, souvent UV, un signal de luminescence est émis. Une partie de la luminescence provient sous une forme de phosphorescence. L'intensité du signal évolue spectralement et temporellement en fonction de la température. En appliquant une fine couche de luminophores sur une paroi, l'équilibre thermique entre les luminophores et la paroi est rapidement atteint et la température de paroi peut être assimilée à la température des luminophores. Une large gamme de température est accessible avec cette technique, allant des températures cryogéniques [69] jusqu'à des températures supérieures à 2000 K [168]. La thermométrie de luminophores permet en outre la mesure de température de paroi en présence d'écoulements réactifs. Cette technique est l'objet de ce chapitre. Son principe est décrit plus en détail dans la section suivante. On consultera les revues détaillées d'Allison et Gillies [16], de Khalid et Kontis [168], d'Aldén et al. [13] ou encore de Brübach et al. [56] pour un descriptif détaillé de la méthode et des exemples d'applications.

## 4.2 Principe général de la thermométrie de luminophores

### 4.2.1 Le phénomène de phosphorescence

#### 4.2.1.1 Fluorescence et phosphorescence : diagramme de Jablonski

L'explication du phénomène de phosphorescence requiert de s'intéresser au phénomène de luminescence dans son ensemble, qui apparaît après excitation du luminophore. Ce mécanisme de luminescence est illustré par le diagramme de Jablonski du site actif, présenté sur la figure 4.1.

Ce diagramme énergétique fait apparaître un état électronique fondamental,  $S_0$ , des états électroniques excités correspondant aux différentes orbitales accessibles,  $S_1$  et  $S_2$ , et des états intermédiaires ou triplets  $T_1$  dépendant de l'orientation du spin des électrons [168]. Ces états sont représentés sur le diagramme de Jablonski par des lignes épaisses. Les lignes fines représentent les états vibrationnels. Par souci de simplification, les états rotationnels ne sont pas représentés.

L'excitation d'une particule de luminophore conduit à peupler les niveaux électroniques élevés,  $S_1$  et  $S_2$ . Cette configuration est néanmoins instable et ne correspond pas à un minimum

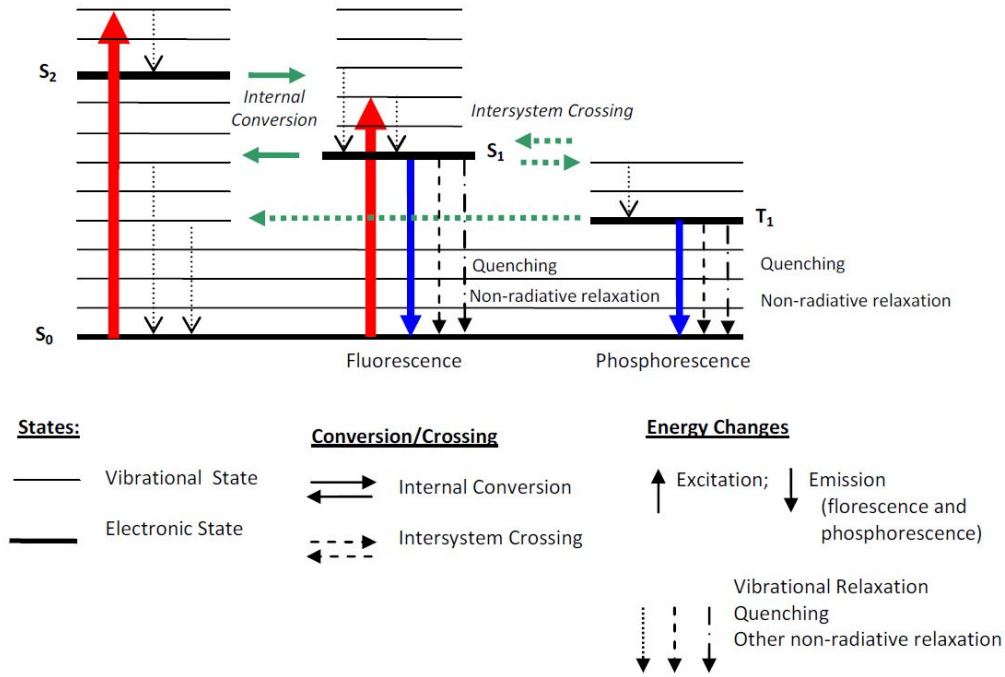


FIGURE 4.1 – Diagramme de Jablonski illustrant le principe énergétique du processus de luminescence apparaissant après excitation des particules de luminophores. La luminescence se décompose en une part de fluorescence (provenant des états excités S1 et S2) et une autre part de phosphorescence (provenant de l'état intermédiaire T1 issu de l'interaction entre le site actif et la matrice céramique). Extrait de Khalid et Kontis [168]

d'énergie potentiel. Le système cherche donc à retourner à l'état fondamental par différents mécanismes de relaxation.

Le premier mécanisme intervient lorsque les molécules ont été excitées pour arriver sur un état ro-vibrationnel excité des orbitales S<sub>1</sub> et S<sub>2</sub> (molécule présentant une énergie ro-vibrationnelle sur l'état électronique excité). La relaxation d'un état ro-vibrationnel excité vers le niveau ro-vibrationnel fondamental de S<sub>1</sub> ou S<sub>2</sub> se fait par vibration de la molécule (phonon). L'énergie ainsi relâchée l'est sous forme thermique. Ces relaxations vibrationnelles sont repérées par des flèches pointillées sur la figure 4.1.

Des conversions internes peuvent apparaître entre deux niveaux électroniques d'énergie suffisamment proches, à l'exemple de S<sub>1</sub> et S<sub>2</sub> sur la figure 4.1. Les conversions internes sont représentées en vert. Elles sont possibles entre un niveau électronique excité non excité vibrationnellement [93] (niveau vibrationnel fondamental du niveau électronique S<sub>2</sub>) et les niveaux vibrationnels de haute énergie d'un état électronique d'énergie inférieur (ici S<sub>1</sub>). Le peuplement de ces état vibrationnels excités est suivi par des transitions vibrationnelles sous forme d'émission de phonons (et donc *in fine* sous forme thermique).

Entre un état électronique excité et l'état électronique fondamental, deux possibilités de transition peuvent intervenir. La première est produite par émission d'un photon, dont l'énergie correspond à l'écart d'énergie entre les deux niveaux énergétiques. Cette émission radiative peut intervenir sous forme d'émission stimulée par la source d'excitation ou d'émission spontanée. L'émission spontanée est appelée fluorescence (voir la figure 3.5). L'autre mécanisme de transition regroupe les relaxations non radiatives, parmi lesquelles la désexcitation collisionnelle (*quenching*).

Pour des molécules présentant une structure moléculaire complexe et pour des atomes de taille électronique importante (particules de luminophores), des transferts de charge entre systèmes peuvent apparaître (entre l'état S<sub>1</sub> et l'état T<sub>1</sub>) [26]. Ces processus correspondent à des transferts d'électrons entre l'ion du site actif et la matrice céramique de la particule de lumino-

phore. Le niveau énergétique de l'état  $T_1$  est inférieur aux niveaux de l'ion  $S_1$  et  $S_2$ . De l'état  $T_1$ , la désexcitation de la molécule peut se faire soit par un nouveau transfert inter-système conduisant à peupler l'état  $S_1$ , soit par désexcitation collisionnelle (*quenching*), soit par émission d'un photon : on parle de phosphorescence. Ce processus radiatif est de spin interdit, ce qui le rend plus lent que la fluorescence [26, 93]. D'autre part, du fait du niveau énergétique de  $T_1$  inférieur à celui de  $S_{1,2}$ , la longueur d'onde de l'émission de phosphorescence est supérieure à celle de la fluorescence (décalage de Stokes important). En outre, la désexcitation de l'état  $S_1$  de l'énergie en provenance de  $T_1$  peut se faire soit par des conversions internes (émission de phonon), soit par désexcitation collisionnelle, ou par émission d'un photon : on parle de fluorescence retardée (*delayed fluorescence*).

L'ordre de grandeur du temps de relaxation de la phosphorescence est compris entre  $10^{-7}$  s pour les particules de luminophores les plus rapides, jusqu'à quelques centaines de seconde, voir des jours pour certains composés. La base de temps caractéristique de la fluorescence est de  $10^{-9}$ – $10^{-8}$  s, très inférieure au processus de phosphorescence. Il y a donc une discrimination temporelle et spectrale entre les émissions de fluorescence et de phosphorescence.

L'émission d'une particule de luminophores est donc fortement dépendante des transitions inter-systèmes. L'explication et la compréhension de ces transitions requièrent de prendre en compte la nature des particules de luminophores.

#### 4.2.1.2 Ion et ligand

L'explication de la structure interne et de la relation entre la matrice céramique et le site actif est conduite en prenant l'exemple du luminophore choisi pour cette étude,  $Mg_4FGeO_6:Mn^{4+}$  (MFG). Ce choix est discuté dans la section 4.3.2.

Les luminophores se composent d'une matrice céramique (*host*, ou *ligand*) et d'un ion. Cet ion est inséré dans le ligand (site actif dans une approche cristallographique). Dans le cas de MFG, l'ion est le métal de transition  $Mn^{4+}$ . L'ion et le ligand sont liés électroniquement, en partageant des orbitales atomiques [26, 93, 275]. Des interactions fortes existent donc entre l'ion seul ( $Mn^{4+}$ ) et la matrice céramique ( $Mg_4FGeO_6$ ). La configuration électronique de l'ion  $Mn^{4+}$  lors de son insertion dans la matrice est de la forme  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^3$ , les électrons de la couche 4s participant à la liaison avec la matrice [93]. Le remplissage incomplet de la couche 3d laisse des niveaux énergétiques non peuplés disponibles pour des transitions optiques. La matrice céramique interagit fortement avec les électrons de la couche 3d. Ceux-ci sont placés sur la couche externe du nuage électronique de l'ion, et ont des orbitales de relative grande dimension. En conséquence, les propriétés spectroscopiques du métal de transition, telles que la position, la largeur ou l'intensité des bandes d'absorption et d'émission, dépendent fortement des interactions entre la couche 3d de l'ion et les liens avec la matrice. Cette dernière interaction est nettement plus intense que l'interaction spin - orbite de l'ion seul. Les propriétés spectroscopiques du luminophore sont alors principalement décrites par la théorie de la cristallographie (théorie du champ de ligand) [26, 93]. Ceci explique que la forme et la dépendance à la température du spectre de luminophores basés sur le même site actif, par exemple  $Mn^{4+}$ , mais dans des matrices céramiques différentes soient différents.

Sans entrer dans les détails de la théorie du champ des ligands (cristallographie), ni dans la signification physique précise des différents termes, il est possible d'introduire le paramètre cristallographique  $Dq$ . Ce paramètre représente la force du champ cristallin (paramètre d'éclatement du champ de ligand), homogène à une énergie, et s'exprime en fonction de deux paramètres cristallographiques dépendants des propriétés de l'ion et de la matrice (le ligand). Il s'agit des paramètres de Racah, A, et B. A est la répulsion totale inter-électrons et est constant pour l'entièreté de la couche électronique 3d. B est le paramètre principal et dépend de chaque luminophore [93]. Les niveaux énergétiques des électrons libres sont déterminés par les interactions électron-électron, et peuvent s'exprimer en fonction des paramètres de Racah. Quand un ion est placé dans un site hôte cristallin, les orbitales de la couche électronique 3d sont séparées en deux, ce qui a pour conséquence de créer d'avantage de configurations électroniques possibles que dans le cas d'un



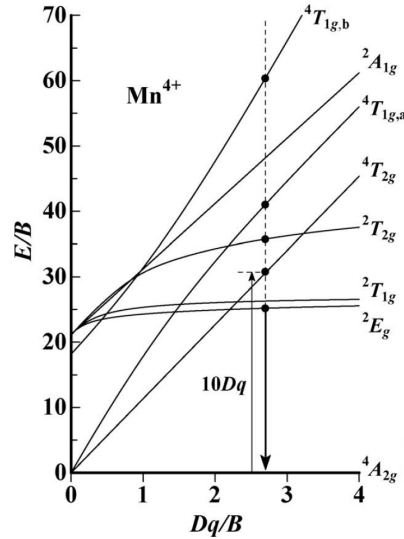


FIGURE 4.2 – Diagramme de Tanabe-Sugano de l'ion  $Mn^{4+}$  (configuration électronique  $3d^3$ ), à partir de l'état fondamental  $^4A_{2g}$ . Chaque ligne correspond à un état électronique.  $Dq$  est la force d'éclatement du champ de ligand,  $B$  le paramètre de Racah et  $E$  l'énergie. Pour  $Mg_4FGeO_6:Mn^{4+}$ ,  $B \approx 380 \text{ cm}^{-1}$ ,  $Dq \approx 2050 \text{ cm}^{-1}$  et  $Dq/B \approx 5,3$ . Cette dernière valeur classe MFG dans la catégorie des champs forts. Figure et valeurs numériques extraites de Adachi [8].

ion libre. Les diagrammes de Tanabe-Sugano, présentant en abscisse  $Dq/B$  et en ordonnée l'énergie des différents niveaux électroniques normalisés par  $B$  permettent une visualisation de l'énergie des différentes configurations électroniques.

La figure 4.2 présente ainsi un diagramme de Tanabe-Sugano pour la configuration électronique  $3d^3$ . Chaque ligne représente un état électronique. L'état  $^4A_{2g}$  est l'état fondamental. À basse température, l'émission de phosphorescence est attribuée soit à l'état  $^2E_g$ , soit aux orbitales T dépendant de l'interaction de l'ion avec le ligand [39, 52, 165, 275]. L'absorption et l'émission sur la transition  $^4A_{2g} \leftrightarrow ^2T_{1g}$  correspondent à des transitions de spin interdit, et ne sont que difficilement observées expérimentalement [8]. Cependant, la grande proximité d'énergie avec la transition  $^2E_g$  peut induire une superposition des effets de ces deux niveaux, soit directement, soit par un transfert de charge entre les deux niveaux. L'absorption est principalement possible par les transitions de spin autorisé  $^4A_{2g} \rightarrow ^4T_{2g}$  et  $^4A_{2g} \rightarrow ^4T_{1g,a}$  [8, 52]. Les bandes supérieures sont responsables de la large bande d'absorption offerte par  $Mg_4FGeO_6:Mn^{4+}$ .

#### 4.2.1.3 Collection de l'émission de phosphorescence

La collection de l'émission spontanée de phosphorescence  $I_p(T, \lambda, t)$  peut s'exprimer suivant l'expression suivante, similaire à l'expression usuelle pour la collection de la fluorescence [125, 153]

$$I_p(T, \lambda, t) = \eta_{coll} \frac{\Omega}{4\pi} \frac{E}{hc/\lambda_{ex}} n_p \sigma_{cs}(T, \lambda_{ex}) \Phi(T, \lambda, t). \quad (4.1)$$

$\eta_{coll}$  est l'efficacité de collection de la phosphorescence,  $\Omega/4\pi$  l'angle solide de collection,  $hc/\lambda_{ex}$  est l'énergie des photons d'excitation (laser),  $n_p$  est le nombre de sites émetteurs dans le volume de mesure,  $\sigma_{cs}$  est la section efficace d'absorption à la longueur d'onde d'excitation  $\lambda_{ex}$  et  $\Phi$  est l'efficacité quantique de phosphorescence [195].

La dépendance à la température de ce signal de phosphorescence intervient au travers de la section efficace d'absorption  $\sigma_{cs}$  et de l'efficacité quantique de phosphorescence, dépendante des transferts inter-systèmes présentés sur la figure 4.1.

### 4.2.2 Dépendance à la température de l'émission de phosphorescence

La température modifie l'émission de phosphorescence de différentes manières :

- L'intensité globale de phosphorescence décroît à mesure que la température augmente. Cela est dû à l'importance accrue des transitions non radiatives en provenance de l'état triplet  $T_1$ , et à l'augmentation du *quenching* par la température (augmentation de la probabilité collisionnelle).
- On observe une variation de la hauteur relative des différentes bandes de phosphorescence, correspondant à un peuplement différent des niveaux énergétiques. Il s'en suit une modification de la forme du spectre de phosphorescence.
- L'ensemble du spectre est décalé vers le rouge à mesure que la température augmente. Pour certains luminophores (dont MFG), cela peut être interprété comme une augmentation de l'action de la matrice sur l'ion à mesure que la température augmente (augmentation de la force du champ cristallin). L'importance du décalage spectral du pic d'émission de phosphorescence suivant la température dépend donc du luminophore considéré. D'autres luminophores présentent un décalage vers le bleu quand la température augmente [93].
- Le temps de décroissance du signal de phosphorescence,  $\tau$ , est fortement dépendant de la température au delà d'une certaine température. Pour la majorité des luminophores employés en thermométrie de luminophores (dont MFG), il diminue à mesure que la température augmente [13, 93].
- Lorsque l'on excite les particules de luminophores durant un temps suffisamment long et au delà d'une certaine température seuil, une intensité maximale de phosphorescence est atteinte après un temps  $\tau'$ , appelé temps de montée (*rise time*). Ce temps correspond à la durée nécessaire pour atteindre un équilibre entre l'excitation et la désexcitation des luminophores. Ce temps de montée est également fonction de la température [56, 63].

La dépendance à la température du spectre de  $Mg_4FGeO_6:Mn^{4+}$  est analysée dans la section 4.3.5.

### 4.2.3 Différentes approches pour mesurer une température

Plusieurs approches existent pour exploiter la température du signal de phosphorescence. Les principales approches sont schématisées sur la figure 4.3. Elles peuvent se classer en deux catégories. Les méthodes pour lesquelles le signal de phosphorescence est intégré temporellement par le système de collection (cadre rouge) sont appelées méthodes intégrées (*time integrated*). Les méthodes nécessitant de suivre l'évolution temporelle du signal de phosphorescence (cadre bleu) sont appelées méthodes résolues temporellement (*time resolved*).

Trois méthodes résolues temporellement sont communément reportées.

**Temps de décroissance (*lifetime*)** Il s'agit de la méthode temporelle la plus employée. Elle est la méthode la plus simple et la moins coûteuse à mettre en place pour des mesures ponctuelles de température. Elle est basée sur la mesure du temps de décroissance du signal de phosphorescence  $\tau$ . Le signal de phosphorescence peut ainsi se modéliser par

$$I_p(t, T) = I_0(T) \exp\left(\frac{-t}{\tau(T)}\right). \quad (4.2)$$

Ce temps de décroissance diminue quand la température augmente du fait de l'augmentation des transitions non-radiatives à haute température. Cette approche permet des mesures ponctuelles de température en utilisant une photodiode ou un photomultiplicateur (PMT). Elle permet également la mesure de champs 2D de température. L'emploi d'un système de collection haute-cadence est alors souvent réalisé par caméra rapide (caméra CMOS). Elle peut également être réalisée par plusieurs caméras basse-cadence synchronisées pour résoudre temporellement

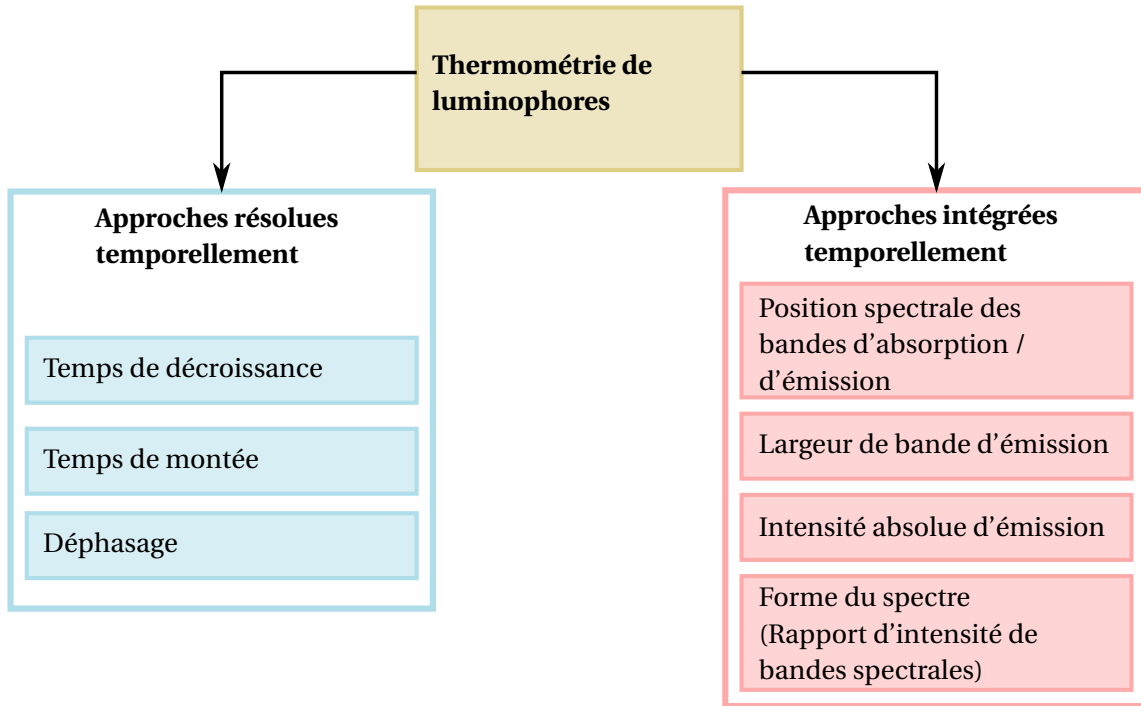


FIGURE 4.3 – Représentation des différentes approches de mesure de température par thermométrie de luminophores. Ces méthodes se classent en deux catégories, les approches résolues temporellement (cadre bleu), et les approches utilisant le signal de phosphorescence intégré temporellement (cadre rouge). Figure adaptée de [94] et [56].

la décroissance du signal de phosphorescence, à l'exemple du montage proposé par Omrane et al. [239].

Cette technique est indépendante de l'uniformité de l'excitation et du revêtement de luminophores. Elle est peu perturbée (erreur systématique) par la présence de sources de rayonnement autres que la phosphorescence dans le milieu de mesure (*i.e.* flamme, rayonnement de Planck, ...) [56, 168]. La précision de cette méthode est importante, chaque champ de température résultant de l'acquisition d'un grand nombre d'images. Plusieurs études ont analysé et quantifié les sources d'erreur possibles [1, 56, 109, 297]. En revanche, pour la mesure de champs 2D de température, cette méthode se révèle coûteuse. La raison principale provient de la nécessité d'employer un système de collection suffisamment rapide pour permettre une discrétisation suffisante de la décroissance de phosphorescence à haute température. En effet, le temps de décroissance diminue significativement à haute température (par exemple pour MFG,  $\tau = 3$  ms à 300K, contre 1  $\mu$ s à 950K [54]). Par métonymie, on fera référence à cette méthode en parlant indistinctement de méthode temporelle.

**Temps de montée (*Rise time*)** Cette technique est nettement moins employée que la précédente. Elle consiste à mesurer la constante de temps de montée de l'intensité du signal de phosphorescence  $\tau'(T)$  [167, 247]. Dans le cas spécifique où le luminophore est excité pendant un temps long par rapport à son temps de décroissance  $\tau$ , un équilibre entre excitation et désexcitation est atteint (voir les travaux de Cai et al. [63]). Le signal de phosphorescence avant établissement de cet équilibre s'exprime tel que [63].

$$I_p(t, T) = I_e \left( 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau'(T)}\right) \right), \quad (4.3)$$

avec

$$\tau'(T) = \tau'_{(T=0K)} \left( \exp\left(\frac{E}{k_B T}\right) \right). \quad (4.4)$$

$k_B$  la constante de Boltzmann,  $E$  l'énergie d'activation de la transition et  $\tau'_{(T=0K)}$  est une constante correspondant au temps de montée pour une température de 0 K [63]. À la connaissance de l'auteur, la dernière publication sur le sujet concerne les travaux de Cai et al. [63], employant le luminophore  $Mg_4FGeO_6:Mn^{4+}$  pour des mesures de champs de température. Les auteurs de cette étude proposent une revue exhaustive des travaux utilisant cette approche. Ils annoncent une incertitude sur la mesure de température de l'ordre de 1,5 %. La limitation principale de cette approche est commune avec la méthode de décroissance, à savoir disposer d'un capteur suffisamment rapide pour discrétiser de façon satisfaisante le temps de montée du signal de phosphorescence. Pour MFG,  $\tau'$  est important (relativement à d'autres luminophores) et vaut 2,9 ms à 293 K et 1,1 ms à 620 K (excitation longue à 385 nm).

**Déphasage** La dernière technique basée sur la dépendance temporelle du signal de phosphorescence consiste à employer le déphasage apparaissant entre le signal de phosphorescence et le signal d'excitation lorsque ce dernier est modulé périodiquement. La modulation du signal est par exemple réalisée en modulant l'intensité lumineuse d'une LED avec une fonction sinus de fréquence  $f$ . Le signal de phosphorescence suit l'excitation, avec un retard  $\varphi$  dépendant de la température, à travers la relation [56, 238]

$$\tan(\varphi) = 2\pi f \tau(T). \quad (4.5)$$

$\tau$  est le temps de décroissance (équation 4.2). L'avantage principal de cette technique est d'ajuster la sensibilité relative en adaptant simplement la fréquence de modulation  $f$ . Malgré la possible modulation, la sensibilité relative atteignable reste cependant inférieure à celle offerte par la méthode de décroissance temporelle ( $\approx 0,25 \%.K^{-1}$  pour MFG à 700 K [63] contre  $\approx 1,2 \%.K^{-1}$  [54, 297] pour la méthode de décroissance temporelle). Elle est cependant simple et peu coûteuse à mettre en œuvre. Pour une application sur des champs de température, on citera les travaux de Schreivogel et al. [269] qui emploient une caméra rapide CMOS opérant à 2 kHz et un luminophore dont la constante de décroissance  $\tau$  vaut 3 ms à 300 K. La fréquence de modulation doit être inférieure à  $1/\tau$ , ce qui limite la résolution temporelle accessible par la technique. Cette résolution temporelle est en outre limitée par le fait qu'un nombre important d'acquisitions est nécessaire due à une faible précision de la méthode. Cette limitation restreint l'applicabilité de cette technique à la mesure de température dans des configurations stationnaires [56]. On consultera la revue d'Aldén et al. [13] pour un exemple de courbe d'étalonnage et de signal collecté. On citera également les récents travaux de Ojo et al. [238] permettant une mesure de la température du gaz via le luminophore  $BAM:Eu^{2+}$  avec une précision de la mesure de l'ordre de 1 % à 800 K. Cette précision est meilleure que celle atteignable avec la méthode ratiométrique en phase gaz usuelle (5-10 % [106]). Ils proposent d'autre part un concept intéressant pour coupler la mesure de vitesse du gaz par ADL et la mesure de température du gaz par thermométrie de luminophores. Le but est d'utiliser les franges d'interférences de la sonde ADL (voir la section 2.6.2) pour moduler l'excitation de particules de luminophores utilisées comme traceur solide. La diffusion de Mie des particules traversant les franges permet ainsi de remonter à la vitesse des particules (et *in fine* à la vitesse du gaz) via une analyse ADL standard. La température des gaz est obtenue en utilisant le déphasage de la phosphorescence à la traversée des franges d'interférences.

Les méthodes intégrées temporellement sont basées principalement sur la modification de la forme du spectre de phosphorescence.

**Méthodes absolues** Sous le vocable *méthodes absolues* sont regroupées les trois premières méthodes temporellement intégrées listées sur la figure 4.3, à savoir (i) la position des transitions ou bandes spectrales, (ii) la largeur de ces bandes spectrales, ou enfin (iii) l'intensité absolue d'émission du spectre de phosphorescence dans son ensemble ou d'une bande en particulier. Ces deux premières méthodes sont basées sur la variation de la forme du spectre de phosphorescence suivant la température (décalage suivant la température de la longueur d'onde du maximum d'émission).

sion par exemple). Ces propriétés spectrales présentent l'avantage d'être intrinsèquement indépendantes de l'énergie l'excitation. Elles nécessitent néanmoins de mesurer une information résolue spectralement, et sont donc limitées à des mesures ponctuelles (barreau CCD d'un spectrographe usuel) voir 1D (capteur 2D). Cependant, ces techniques basées sur la seule modification de la forme du spectre n'offrent qu'une sensibilité très limitée, ce qui les rend en pratique difficilement applicables seules.

D'autre part, l'intensité de phosphorescence absolue sur tout ou partie du spectre de phosphorescence peut également être employé pour mesurer la température. Cette technique exploite l'extinction thermique du signal de phosphorescence suivant la température. Cependant, l'intensité du signal collecté est dépendant des fluctuations de l'intensité d'excitation. Ces difficultés expérimentales rendent une application directe de ces méthodes marginale et conduisent à une faible précision dans la mesure. En particulier, des biais de température peuvent apparaître entre la phase d'étalonnage et la phase de mesure si le chemin optique et le revêtement de luminophore ne sont pas rigoureusement identiques [56]. Certaines de ces difficultés peuvent être compensées en normalisant l'intensité absolue de phosphorescence collectée suivant la température avec la même quantité à une température de référence. Cependant, les variations d'énergie d'excitation tir-à-tir ne sont pas corrigées. On citera néanmoins les travaux de Chi et al. [73], qui ont réalisé des mesures de température par la méthode d'intensité absolue dans une configuration d'interaction flamme-paroi (chambre de combustion à volume constant). L'excitation des luminophores ( $\text{La}_2\text{O}_2:\text{Eu}$ ) est réalisée avec une LED. Le signal de phosphorescence est collecté avec une caméra ICCD. L'étalonnage est réalisé séparément dans un four tubulaire. Les auteurs annoncent une sensibilité relative jusqu'à  $8\%.\text{K}^{-1}$  à 500K. Cependant, la précision de la mesure n'est pas évaluée.

La dépendance à la température de la forme du spectre ou de l'intensité de phosphorescence ne sont que difficilement exploitables en l'état, soit de part leur faible sensibilité intrinsèque, soit de part la dépendance importante du signal au système de collection. La variation de la forme du spectre (décalage spectral et élargissement) intervient en complément de méthodes ratiométriques pour optimiser leur sensibilité.

**Méthode ratiométrique** L'exploitation de la dépendance à la température du spectre d'émission de phosphorescence est préférable en utilisant une méthode spectrale ratiométrique. Le principe consiste à collecter le signal de phosphorescence sur deux bandes spectrales et à calculer le rapport entre ces deux signaux intégrés. L'analyse de l'expression du signal collecté de phosphorescence  $I_p$  (équation 4.1) permet de s'affranchir des termes dépendant de l'intensité d'excitation, de l'efficacité de collection ou encore de l'épaisseur de revêtement de luminophores. Un rapport R dépendant de la température peut alors être défini. Dans le cas de mesure de champs de température, les signaux collectés sur deux bandes spectrales peuvent être détectés soit avec deux caméras au travers d'une lame séparatrice de faisceau (*beam splitter*) ou un miroir dichroïque, soit avec une seule caméra et un doubleur d'image. Ce dispositif permet de séparer le capteur en deux zones et d'imager le même plan image à travers deux chemins optiques différents. Cette méthode présente l'avantage de ne nécessiter qu'une seule acquisition pour mesurer un champ de température, à l'inverse des méthodes résolues temporellement qui en requièrent au minimum 2 (et souvent nettement plus pour une bonne résolution de l'excitation ou désexcitation du luminophore).

Selon Dramićanin [93, 94], cette technique est actuellement la plus employée. Dans une étude de référence, Fuhrmann et al. [109] ont comparé la justesse et la précision de la méthode de la décroissance temporelle avec la méthode ratiométrique. Ils concluent sur la supériorité de la première, arguant d'une précision significativement supérieure et s'améliorant à haute température, tandis que la seconde souffre d'une sensibilité plus faible, d'un faible niveau de signal à haute température, et de risques d'erreurs systématiques pouvant altérer la justesse de la mesure de température. Le risque d'erreur systématique est notamment important si l'étalonnage est réalisé via un chemin optique différence de celui employé pour la mesure. Brübach et al. [56] ont également entrepris une revue des différentes sources d'erreurs et de biais possibles pour les principales techniques incluant la méthode de décroissance temporelle et la méthode ratiométrique.

#### 4.2.4 La méthode ratiométrique

Le champ d'applications de la méthode ratiométrique est large. Des applications ont été reportées pour la mesure de température sur des cellules photovoltaïques [66], dans des gouttes [287], à des températures cryogéniques [62, 69] ou pour des applications de combustion [12]. Cette approche a notamment été employée pour mesurer la température d'une paroi impactée par un jet de gasoil [92]. Seyfried et al. [273] ont mesuré la température de paroi dans un canal de réchauffe d'un turboréacteur (étalonnage jusqu'à 1650 K, mesures jusqu'à 1150 K avec le luminophore YAG:Dy). Cette technique est également largement employée pour des applications de biologie ou de médecine [158]. Enfin, en dispersant des particules de luminophores dans un écoulement, il est possible de mesurer la température du fluide. Cette application est un pan entier de la thermométrie de luminophores, pour lequel on citera les principales études suivantes [105, 106, 193], ou encore la revue d'Abram et al. [4]. Ils précisent le principe et les principales difficultés de cette technique, dont l'explication dépasse le cadre de cette présentation.

Les deux principaux avantages de cette technique par rapport à la méthode temporelle pour la mesure de champs de température résident dans son moindre coût (une caméra basse cadence suffit) et dans la possibilité d'obtenir un champ de température par une seule acquisition. Il a donc été choisi de développer ce diagnostic de mesure et de l'implémenter sur le banc CENTOR au niveau de la zone d'interaction entre la flamme et la paroi.

Dans l'expression du signal de phosphorescence (équation 4.1), il est fait l'hypothèse que l'excitation des luminophores et la collection du signal pour les deux bandes spectrales collectées  $\Delta\lambda_1$  et  $\Delta\lambda_2$  sont similaires. Il vient donc l'expression du rapport R

$$R(\Delta\lambda_1, \Delta\lambda_2, \mathbf{x}, T) = \frac{\int_{\Delta t} \int_{\Delta\lambda_1} I_p(\lambda, \mathbf{x}, t, T) d\lambda dt}{\int_{\Delta t} \int_{\Delta\lambda_2} I_p(\lambda, \mathbf{x}, t, T) d\lambda dt}. \quad (4.6)$$

$\mathbf{x} = (x, y)$  correspond à un point de la surface émettrice, repéré par ses coordonnées  $x$  et  $y$ , et  $\Delta t$  est le temps d'exposition du capteur.

Ce rapport R est fonction de la température T, des coordonnées spatiales  $\mathbf{x}$  et des domaines spectraux d'intégration  $\Delta\lambda_1$  et  $\Delta\lambda_2$ . Expérimentalement, les domaines spectraux d'intégration  $\Delta\lambda_1$  et  $\Delta\lambda_2$  sont déterminés par des filtres optiques passe-bande. Ils sont fixés pour une mesure suivant les caractéristiques spectrales de ces optiques. Dans la suite, on notera  $\Delta\lambda_i = [\lambda_{c,i}, \text{FWHM}_i]$  les caractéristiques du domaine spectral  $i$ .  $\lambda_{c,i}$  est la longueur d'onde centrale de ce domaine et  $\text{FWHM}_i$  sa largeur à mi-hauteur (en nm). Les deux domaines spectraux  $\Delta\lambda_1$  et  $\Delta\lambda_2$  définissent un jeu de filtres optiques, noté (FS) =  $(\Delta\lambda_1, \Delta\lambda_2)$ . Le choix des bandes spectrales est dépendant du luminophore employé et détermine l'évolution du rapport. La sensibilité relative  $S_r$ , exprimée en  $\%.K^{-1}$  est obtenue par

$$S_r(T, \Delta\lambda_1, \Delta\lambda_2) = \left| \frac{1}{R} \left( \frac{dR}{dT} \right) \right|. \quad (4.7)$$

Le rapport R est mesuré en intégrant deux signaux expérimentaux de phosphorescence. Une erreur sur la mesure du rapport  $\delta R/R$  se traduira donc par une erreur sur la température mesurée,  $\delta T/T$ . En faisant l'hypothèse que la température mesurée est uniquement dépendante de la valeur du rapport R, un développement de Taylor à l'ordre 1 de la relation d'étalonnage (équation 4.6) conduit à l'expression de l'erreur sur la température  $\delta T/T$  [2, 4, 5, 105, 106, 146, 195, 297].

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{\delta R}{R} \times R \times \left( T \times \frac{dR}{dT} \right)^{-1}. \quad (4.8)$$

Cette erreur correspond à la précision de la mesure (dispersion aléatoire autour de la moyenne de la mesure [143]). Par définition du rapport signal-à-bruit, et en identifiant la sensibilité relative, la précision sur la température s'exprime

$$\frac{\delta T}{T}(T, \Delta\lambda_1, \Delta\lambda_2) = \underbrace{\frac{1}{T \times S_r(T, \Delta\lambda_1, \Delta\lambda_2)}}_{\Psi} \times \underbrace{\sqrt{\frac{1}{\text{SNR}_{\Delta\lambda_1}^2(T)} + \frac{1}{\text{SNR}_{\Delta\lambda_2}^2(T)}}}_{\Gamma}. \quad (4.9)$$

$SNR_{\Delta\lambda_i}$  est le rapport signal-à-bruit du signal de phosphorescence collecté sur la bande spectrale  $\Delta\lambda_i$ . On note  $\Psi$  le terme de sensibilité relative  $\Psi = (TS_r)^{-1}$  et  $\Gamma$  le terme de rapport signal-à-bruit  $\Gamma = \sqrt{\sum_{k \in \{1,2\}} SNR_{\Delta\lambda_k}^{-2}}$ .

### 4.3 Dispositif expérimental : la plateforme PHOENICS

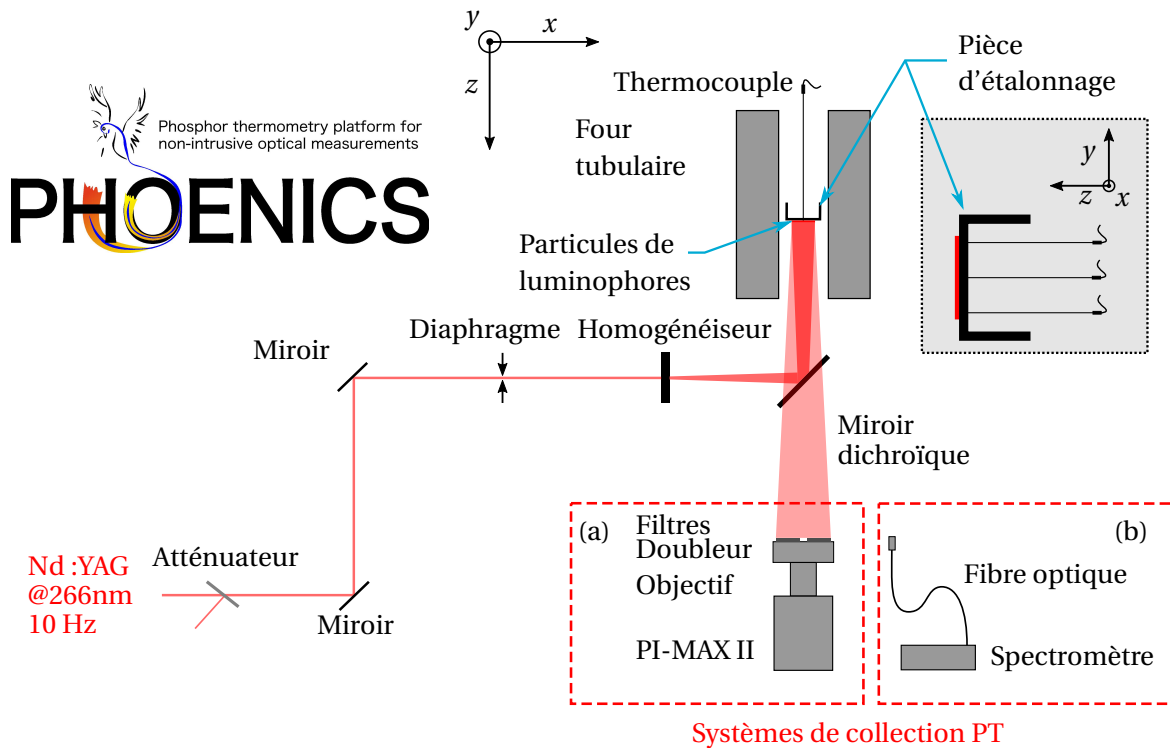


FIGURE 4.4 – Plateforme PHOENICS permettant l'étalonnage de la thermométrie de luminophores (PT). Le laser est indiqué en rouge foncé, tandis que le signal de phosphorescence collecté est représenté par le rouge clair. Ce signal peut être collecté soit (a) par une caméra ICCD PI-MAX II soit (b) par un spectrographe MayaPro 2000 équipé d'une fibre optique.

#### 4.3.1 Plateforme PHOENICS

Le dispositif expérimental servant à étalonner la thermométrie de luminophores (PT) est présenté sur la figure 4.4. Il s'appuie sur la plateforme mise en place dans le cadre de cette thèse appelée PHOENICS (*Phosphor thermometry platform for non-intrusive optical measurements*). Elle propose des moyens expérimentaux pour l'étalonnage et le développement de techniques de mesure de température de surface par thermométrie de luminophores (différentes approches). L'organe principal de cette plateforme est un four tubulaire ouvert (Nabertherm RHTH 80-300) permettant de porter la température d'un échantillon placé dans le tube jusqu'à un maximum de 1800 K. Ce four permet une montée en température uniforme de l'échantillon et permet son maintien à une température de consigne fixée. L'échantillon support utilisé est une pièce en acier inoxydable 304. Il présente une face plane sur laquelle sont déposées des particules de luminophores. Son autre face est percée de trous pour y insérer des thermocouples. L'épaisseur de la pièce métallique au niveau de la zone couverte de luminophores est de 2 mm. La distance entre la jonction des thermocouples et le revêtement de luminophores est de l'ordre de 300  $\mu\text{m}$ . La conduction thermique entre les jonctions des thermocouples et la pièce métallique est améliorée via l'application d'une pâte thermique à base de cuivre.

### 4.3.2 Choix des particules de luminophores

Le choix des particules de luminophores est un élément clé pour garantir la qualité des mesures de température de surface. Un très grand nombre de luminophores aux caractéristiques diverses sont disponibles. Les principales utilisées pour des applications faisant intervenir la combustion ont été listées par Aldén et al. [13].

On rappelle que l'objectif de cette étude est de pouvoir réaliser des mesures de température sur une paroi refroidie interagissant avec une flamme pauvre. L'idée est également de pouvoir être en mesure d'appliquer ce dispositif de thermométrie à d'autres bancs expérimentaux. L'approche employée est l'approche ratiométrique, utilisant donc la variation spectrale de l'émission de phosphorescence. Les particules de luminophores que l'on souhaite sélectionner doivent donc répondre aux principaux critères suivants :

- Les particules de luminophores doivent avoir une gamme de sensibilité à la température comprise entre 300 K et 800 K.
- Elles doivent être insensibles à la composition du milieu étudié (milieu oxydant notamment).
- Elles doivent également être insensibles à la pression (en vue d'une application semi-industrielle future de la technique de mesure) ;
- La gamme spectrale d'émission des particules ne doivent pas interférer avec les autres diagnostics de mesure employés, (PLIF-OH, PIV) ou avec l'émission propre de la flamme.
- Enfin, le niveau de signal doit être suffisant (efficacité quantique importante) pour garantir un bon rapport signal-à-bruit quelle que soit la température étudiée.

À la des contraintes listées ci-dessus, le choix s'est porté sur le luminophore  $\text{Mg}_4\text{FGeO}_6:\text{Mn}^{4+}$  (MFG). Ce luminophore est fréquemment employé, tant via la méthode temporelle [61, 99, 174, 226, 319, 325] que la méthode ratiométrique [109, 279, 289]. Il présente l'avantage d'être bien documenté dans la littérature [8, 14, 15, 54, 62]. Son insensibilité à la composition du gaz environnant [54] et à la pression [53, 62] ont été reportées, de même que certaines de ses propriétés spectroscopiques et cristallographiques [52, 165, 275, 295]. On citera notamment les travaux d'Adachi [7, 8].

Ces luminophores présentent cependant une sensibilité à la température limitée par rapport à d'autres luminophores [13], en raison de la largeur de la gamme de température souhaitée. D'autre part, le taux de décroissance  $\tau$  est de l'ordre de 3 ms à 300 K [13]. Ce temps de décroissance rend ce luminophore peu adapté à des mesures résolues en temps par l'approche ratiométrique et pour des fréquences supérieures à 100 Hz. Il permet cependant de garantir des signaux suffisamment intenses pour la méthode ratiométrique, en permettant une intégration temporelle du signal de phosphorescence.

### 4.3.3 Application des particules de luminophores sur la surface

La thermométrie par luminophores est basée sur l'hypothèse fondamentale selon laquelle la température des particules de luminophores collées à la paroi est représentative de la température de la surface de la paroi. L'application des particules doit donc se faire de façon à réduire autant que possible un biais de mesure relatif à cette hypothèse. On cherchera donc à appliquer une couche fine et homogène de particules de luminophores sur la paroi de mesure.

Un mélange comprenant 5 % en masse de MFG (Osram SV067) et 95 % d'une colle à base d'eau (Zyp Coatings HPC) est préparé. La colle supporte une température maximale de 1750 K. Cette préparation est appliquée sur la paroi d'étude à l'aide d'un aérographe générant un spray de fines gouttelettes. Quatre à six passages sont appliqués en variant l'orientation de la pièce. La vitesse de passage ainsi que la distance entre l'aérographe et la surface sur laquelle le revêtement de luminophores est appliqué sont conservées constantes, assurant l'homogénéité de la couche de luminophores. À l'issue de son application, la couche de luminophore sèche à l'air libre pendant 6 heures, ce qui permet une évaporation de l'eau contenue dans la colle. À l'inverse d'autres colles,



HPC employée avec le MFG ne requiert pas de temps de séchage à haute température, comme cela a été mis en évidence par Brübach et al. [54].

L'épaisseur du revêtement est mesurée à l'aide d'un mesureur d'épaisseur (Sauter TE 1250-0.1FN) [23, 325] dont le principe est basé sur l'estimation de courants de Foucault dans la pièce métallique. Des mesures d'épaisseur sont réalisées à diverses positions de la couche de luminophores, et permettent d'estimer son épaisseur à  $\approx 10 - 30 \mu\text{m}$  suivant les différentes campagnes d'application de luminophores.

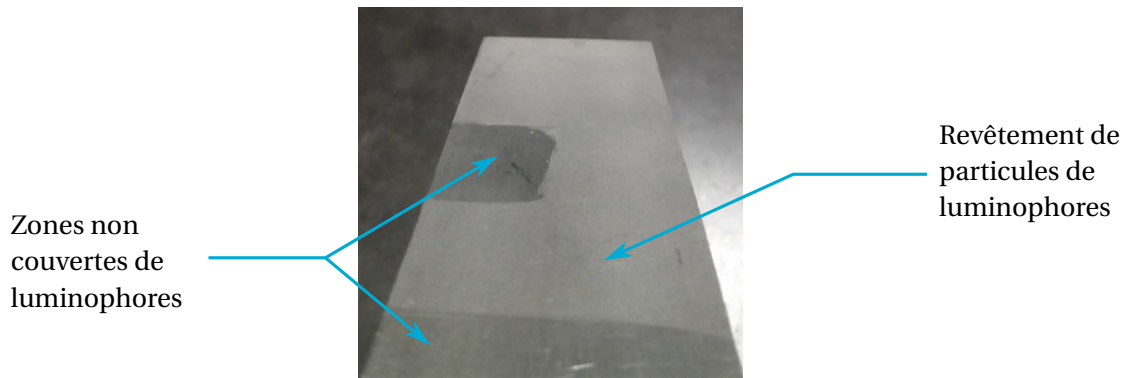


FIGURE 4.5 – Exemple de revêtement de particules de luminophores sur une plaque métallique.

La figure 4.5 présente un exemple d'une plaque métallique sur laquelle des particules de luminophores ont été appliquées. L'aspect blanc granuleux correspond au MFG. Comme mentionné dans la section 4.2.4, la couche de luminophores est de nature à altérer l'émissivité et la rugosité de la paroi d'étude. Peu d'études ont cependant quantifié cette erreur. On citera Xavier et al. [319], qui ont mesuré l'émissivité d'une surface en acier inoxydable avec et sans revêtement de luminophores (MFG, HPC). Leurs mesures font état d'une augmentation de 40 % de l'émissivité du matériau (0,38 contre 0,26). Cette augmentation est indépendante de la température entre 473 K et 573 K. Les auteurs attribuent cette augmentation de l'émissivité à l'augmentation de la rugosité de la paroi qui augmente la surface radiative effective.

L'épaisseur du revêtement de luminophores est également une source d'incertitude et une limitation de la méthode. La conductivité thermique de la couche de luminophore est faible ( $1 - 5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$  [319]). Cela se traduit par une forte résistance thermique du revêtement de luminophores. Cette résistance thermique induit deux effets. Le premier concerne l'apparition d'un gradient de température au sein de cette couche de luminophores. Cela revient à dire qu'un gradient de température existe entre la surface externe du film de luminophores et la surface de la paroi dont on souhaite mesurer la température, ce qui altère la justesse de la mesure. D'autre part, la couche de luminophores sur la paroi d'étude agit comme un film isolant, réduisant les transferts thermiques à la paroi. D'une façon générale, on cherchera donc à limiter autant que possible l'épaisseur des luminophores, de façon à minorer ces effets [25]. Knappe et al. [177] ont étudié l'impact de l'épaisseur de la couche de luminophores sur la justesse de la mesure de température. Pour des mesures stationnaires ou faiblement transitoires, ils conseillent de limiter l'épaisseur du revêtement à  $20 \mu\text{m}$ . Pour cette épaisseur, aucun écart de température significatif supérieur à 5 K entre les deux faces du revêtement de luminophores n'est atteint. Ce résultat est indépendant du luminophore considéré, ce qui permet de supposer que la conductivité thermique et la capacité thermique de la couche de luminophore sont limitées par la porosité de ce revêtement, et varient donc peu d'un luminophore à l'autre [177].

#### 4.3.4 Excitation des particules de luminophores

La figure 4.6a présente le spectre d'absorption du MFG. Ce spectre présente une structure large-bande et une absorption maximale dans l'UV entre 225 nm et 300 nm. On se réfèrera aux

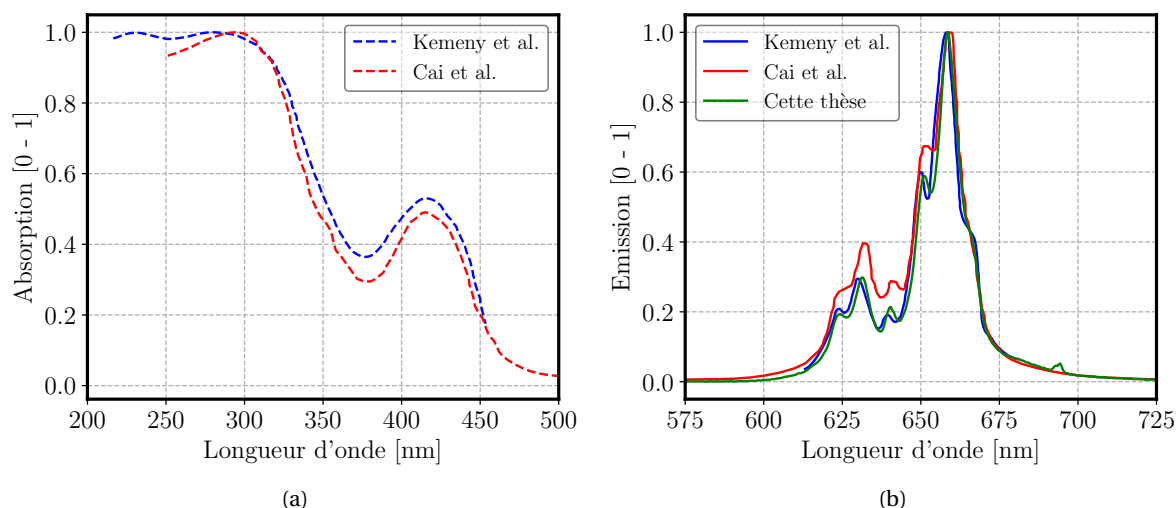


FIGURE 4.6 – (a) Spectre d'absorption et (b) Spectre d'émission pour MFG à température ambiante. Les données proviennent de Kemeny et al. [165] (courbes bleues) et Cai et al. [63] (courbes rouges). La courbe verte correspond à un spectre d'émission acquis à 298 K sur la plateforme PHOENICS en utilisant le spectrographe décrit dans la section 4.3.6.2.

références [8, 52, 165] pour une analyse spectroscopique du spectre d'absorption. Le spectre d'excitation présente deux pics. Le premier, centré autour de 297 nm est attribué à la transition  ${}^4A_{2g} \rightarrow {}^4T_{1g,a}$  [52, 165] alors que le second intervient à 416 nm et correspond à la transition  ${}^4A_{2g} \rightarrow {}^4T_{2g}$  (voir le diagramme de Tanabe Sugano sur la figure 4.2). Le choix a donc été fait d'utiliser un laser Nd:YAG quadruplé (266 nm) pour exciter les luminophores, ce qui permet de se placer au voisinage d'un pic d'absorption. Cette source laser opère à 10 Hz et est figurée sur la figure 4.4 à travers la ligne rouge foncé. De part sa faible divergence et la forte densité surfacique d'énergie dans l'UV qu'il offre, l'emploi d'un faisceau laser par rapport à une LED permet un meilleur contrôle de la distribution spatiale d'énergie sur la couche de luminophores. L'emploi d'un homogénéiseur de faisceau (Holo/Or HM-273-W-Y-A) permet en outre de mettre en forme le faisceau laser en une tâche carrée de 30 mm de côté environ avec une répartition d'énergie uniforme. Une fois mis en forme, le faisceau est dirigé vers la surface de mesure avec un miroir dichroïque réfléchissant l'UV et transmettant le visible. En phase d'étalonnage, la densité surfacique d'énergie est de l'ordre de  $1 \text{ mJ/cm}^2/\text{impulsion}$ .

Lorsqu'ils sont excités, les luminophores émettent un signal de phosphorescence situé entre 600 nm et 700 nm (figure 4.6b, température ambiante). Un très bon accord est observable entre les données issues des expériences réalisées avec la plateforme PHOENICS et les données de Kemeny et al. [165]. On note un léger écart avec les données reportées par Cai et al [63]. cet écart est principalement attribué à la résolution spectrale inférieure de leur dispositif expérimental, à une éventuelle imprécision dans la correction de la sensibilité spectrale du capteur, ainsi qu'à la longueur d'onde d'excitation différente (385 nm contre 266 nm).

#### 4.3.5 Dépendance à la température du spectre de phosphorescence

La figure 4.7 présente une collection de spectres de phosphorescence de  $\text{Mg}_4\text{FGeO}_6:\text{Mn}^{4+}$  enregistrés à différentes températures. Les spectres sont normalisés par le maximum d'émission à 298 K sur la figure 4.7a, tandis que chaque spectre est normalisé par son maximum sur la figure 4.7b.

Deux bandes d'émission principales sont visibles, centrés autour de 630 nm et 660 nm. Kemeny et Haake [165, 275] attribuent ces bandes aux transitions  ${}^4T_{2g} \rightarrow {}^4A_{2g}$  de l'ion  $\text{Mn}^{4+}$ . Le luminophore  $\text{Mg}_4\text{FGeO}_6:\text{Mn}^{4+}$  est classé par Adachi [8] comme appartenant au type oxyfluoridrique de type B (OF-B), signifiant de fortes interactions entre l'ion et le ligand. La présence de l'ion  $\text{Mn}^{4+}$  dans la matrice  $\text{Mg}_4\text{FGeO}_6$  rompt la symétrie octaédrique de celui-ci. Cette rupture de symétrie

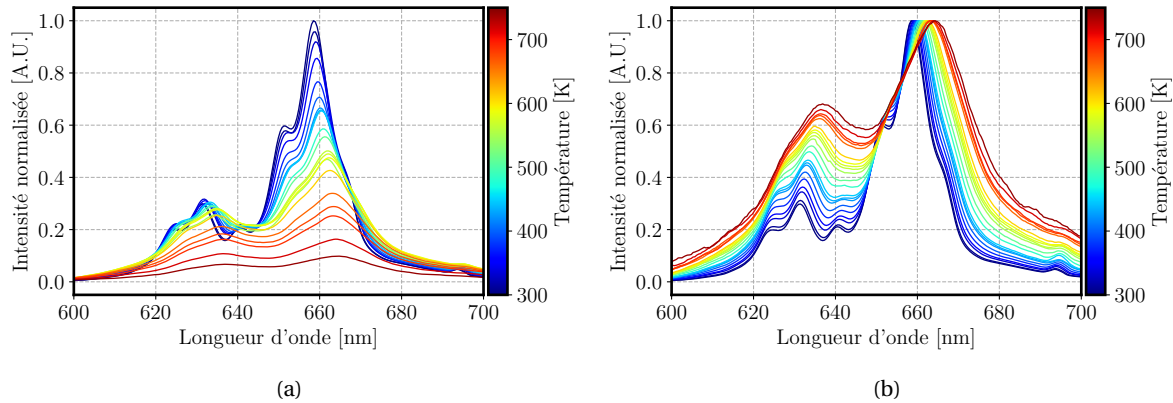


FIGURE 4.7 – Spectres d’émission de phosphorescence de  $\text{Mg}_4\text{FGeO}_6:\text{Mn}^{4+}$  (MFG) pour différentes températures, mesurés sur la plateforme PHOENICS. Les spectres sont normalisés (a) par le maximum du spectre de phosphorescence à 298 K, et (b) par leur propre maximum.

entraîne la subdivision de l’orbitale  ${}^4\text{T}_{2g}$ , en deux niveaux  ${}^4\text{T}_{2g}'$  et  ${}^4\text{T}_{2g}''$  [165]. Kemeny et al. [165], repris par Cates et al. [69], attribuent cette subdivision à l’effet Jahn Teller. La manifestation de l’effet Jahn-Teller est néanmoins rejetée par d’autres auteurs pour  $\text{Mn}^{4+}$  [214, 240]. Pour Kemeny et al. [165], la bande d’émission autour de 630 nm correspond à la transition  ${}^4\text{T}_{2g}'' \rightarrow {}^4\text{A}_{2g}$ . La bande centrée en 660 nm correspond à la transition  ${}^4\text{T}_{2g}' \rightarrow {}^4\text{A}_{2g}$ . Le peuplement relatif de ces deux états et de leurs niveaux vibrationnels associés est dépendant de la température [214], expliquant la modification de la forme du spectre de phosphorescence de  $\text{Mg}_4\text{FGeO}_6:\text{Mn}^{4+}$  avec la température. Ibuki et al [275], en revanche, attribuent le spectre d’émission principalement aux transitions  ${}^2\text{T}_{1g} \rightarrow {}^4\text{A}_{2g}$  et  ${}^2\text{E}_g \rightarrow {}^4\text{A}_{2g}$ . Ces auteurs considèrent que la symétrie octaédrique du ligand est conservée en présence de l’ion. La bande d’émission à 660 nm est alors associée à la bande  ${}^2\text{E}_g \rightarrow {}^4\text{A}_{2g}$ . La largeur spectrale est expliquée par des vibrations de la matrice (phonon). Lorsque la température augmente, le niveau énergétique supérieur  ${}^2\text{T}_{1g}$  devient plus peuplé que le niveau de plus faible énergie  ${}^2\text{E}_g$  (voir le diagramme de Tanabe-Sugano figure 4.2 pour les niveau énergétique, et la théorie de Boltzmann pour l’effet de la température sur le peuplement des niveaux énergétiques). L’origine spectroscopique des différentes bandes spectrales du spectre d’émission de MFG ne fait pas encore consensus et fait encore l’objet de travaux [7].

Quand la température augmente de 298 K à 710 K, l’intensité de la bande d’émission à 660 nm est réduite d’un facteur 10 (figure 4.7a). En revanche, l’intensité de la bande d’émission à 630 nm est constante jusqu’à 480 K, avant de diminuer d’un facteur 5 entre 480 K et 710 K. Ce comportement s’explique par des processus de relaxation non radiatif du ligand à haute température, qui diminuent donc naturellement l’importance des transitions radiatives (phosphorescence) [165].

La normalisation sur la figure 4.7b permet d’illustrer l’importance relative des deux pics de phosphorescence. Bien que l’intensité relative de la bande d’émission à 660 nm (bande de Stokes) soit cinq fois plus importante que celle localisée à 630 nm (bande anti-Stokes) à température ambiante, cette intensité relative se réduit à 1,5 à 710 K. Il est de plus intéressant d’observer un élargissement des spectres d’émission avec la température. On distingue également un décalage vers le rouge de l’ensemble des spectres à mesure que la température augmente (décalage de Stokes) : le pic d’émission à 660 nm se décale linéairement avec la température à un taux de  $1,2 \times 10^{-2} \text{ nm.K}^{-1}$ , tandis que le décalage de la bande à 630 nm atteint  $1,45 \times 10^{-2} \text{ nm.K}^{-1}$ .

#### 4.3.6 Collecter le signal de phosphorescence

La plateforme PHOENICS permet de collecter le signal de phosphorescence émis par les luminophores en collection frontale (*ie* de façon normale à la paroi). Cette réflexion est collectée avec un miroir dichroïque, tel que celui représenté par l’aire rouge clair sur la figure 4.4.

Dans le cadre de cette thèse, des champs 2D de température et des spectres de phosphores-

cence sont collectés. Pour cela, deux systèmes d'acquisition ont été implémentés sur la plateforme PHOENICS. La mesure des champs de température se fait au moyen d'une caméra ICCD, tandis que les spectres de phosphorescence sont enregistrés avec un spectrographe. Les chaînes de mesure de ces deux dispositifs sont décrits dans les deux sections suivantes.

#### 4.3.6.1 Champs de phosphorescence

Les images de phosphorescence sont enregistrés avec une caméra ICCD PI-MAX II (Princeton Instruments) équipée d'un objectif de 100 mm (f2,8, Cerco) et d'un doubleur d'image (Lavision 1108765) (figure 4.4a). Ce dispositif optique sert à séparer le capteur en deux zones de manière à enregistrer deux signaux de phosphorescence provenant de la même zone imagée sur la paroi. En plaçant des filtres optiques différents sur chacune des deux voies, le signal de phosphorescence en provenance d'une même particule de luminophore (*i.e.* un même point  $x$  du plan de mesure) est enregistré sur les deux bandes spectrales différentes  $\Delta\lambda_1$  et  $\Delta\lambda_2$  définissant le rapport  $R$  (équation 4.6). L'emploi d'un doubleur d'image est fréquent dans la littérature [56, 193, 273], de même que l'alternative consistant à employer deux caméras et une lame séparatrice [92, 107]. Trois filtres optiques sont placés devant chaque voie du doubleur d'image. Le premier est un filtre optique passe-haut (Semrock longueur d'onde de coupure 280 nm) permettant d'atténuer la diffusion élastique du laser d'excitation. Le second est un filtre optique passe-bande ( $\Delta\lambda_i$ , Semrock) permettant de sélectionner la bande spectrale souhaitée du spectre d'émission de MFG. Le dernier est un filtre optique passe-bande large bande ( $660 \pm 70$  nm, Asahi Spectra) permettant de supprimer le rayonnement de Planck à haute température. Le choix des caractéristiques des filtres optiques  $\Delta\lambda_1$  et  $\Delta\lambda_2$  a fait l'objet d'une étude paramétrique qui est décrite dans la section 4.4.

Plusieurs jeux de filtres passe-bande (FS) ont été utilisés dans le cadre de cette thèse. Pour les mesures de température sur le banc CENTOR, les filtres Semrock  $\Delta\lambda_1 = 660 \pm 10$  nm et  $\Delta\lambda_2 = 680 \pm 9,5$  nm ont été employés (jeu de filtres (FS)<sub>opt</sub>) et déterminés suite à la procédure d'optimisation détaillée dans la section 4.4).

La caméra fonctionne à une fréquence de 3,33 Hz et le temps d'ouverture de la caméra est réglé à 300  $\mu$ s. L'acquisition débute 10  $\mu$ s après l'impulsion laser. Le gain de l'intensificateur est réglé à 100/255, ce qui permet de garantir un niveau de signal suffisant tout en maintenant un nombre de coup inférieur à 30 000 coups. En effet, Lindén et al. [202] ont montré que les capteurs PI-MAX II présentent des défauts de linéarité dans la partie supérieure de leur dynamique, principalement dû à la saturation des canaux de l'intensificateur. Dans un régime de bruit de grenaille dominant, cette limite haute du nombre de coups restreint la dynamique de signal accessible à 1:14.

#### 4.3.6.2 Spectres de phosphorescence

Les spectres de phosphorescence sont collectés via une fibre optique (ouverture numérique 0,22) placée derrière le miroir dichroïque, tel que représentée sur la figure 4.4b. Cette fibre optique dirige les photons jusqu'à un spectrographe miniaturisé de type Czerny-Turner à faisceaux croisés. Une fente de 50  $\mu$ m d'ouverture est placée en entrée du spectrographe. Le réseau utilisé est de type HC1. Il présente une densité de traits variable entre 300 et 600 traits par mm, sur une gamme spectrale étendue (200-1150 nm). Cette densité de traits correspond à une résolution spectrale de 0,89 nm. Le capteur est un CCD type *back-thinned illuminated* (Hamamatsu S10420), avec une zone active de 2048  $\times$  64 pixels.

Le schéma temporel d'acquisition de ce modèle de spectrographe ne peut pas être contrôlé (pas de *trigger*). Afin de contourner cette contrainte, la durée d'exposition est réglée à 100 ms, de façon à garantir le signal provenant d'un unique tir laser dans la fenêtre d'ouverture du capteur. Cette durée d'exposition conduit cependant à l'intégration d'un bruit de fond important, provenant du rayonnement de Planck du four (suivant la température de 2 000 à 10 000 coups sur l'ensemble de la gamme spectrale sur une dynamique maximale de 64 000 coups). 10 spectres instantanés de phosphorescence sont collectés et moyennés pour former un spectre de phosphorescence attribué à une température donnée. Le nombre de coups maximal sur le spectrographe

entre 600 nm et 700 nm égal à 15 000. Chaque spectre est filtré en employant un filtre de Savitzky-Golay, qui permet de supprimer le bruit pixel-à-pixel sans diminuer la hauteur des pics et la largeur du spectre (à l'inverse de l'emploi d'un filtre moyenneur habituellement employé) [93].

#### 4.3.7 Estimer le rapport signal-à-bruit (SNR)

Le bruit aléatoire du capteur présent sur une image provient de plusieurs sources différentes. Les sources principales de bruit, à savoir le bruit de lecture  $\sigma_{\text{readout}}$ , le bruit électronique (*dark noise*  $\sigma_{\text{dark}}$ ) et le bruit de grenaille (*shot noise*  $\sigma_{\text{signal}}$ ), peuvent être intégrées dans l'expression du SNR tel que [148, 292]

$$\text{SNR} = \frac{S}{\sigma} = \frac{\eta_{\text{QE}} N_p}{\sqrt{\sigma_{\text{readout}}^2 + \sigma_{\text{dark}}^2 + \sigma_{\text{signal}}^2}}. \quad (4.10)$$

$S$  est le signal utile et  $\sigma$  le bruit,  $\eta_{\text{QE}}$  l'efficacité de la photocathode du CCD et  $N_p$  le nombre de photons incidents sur le CCD. Pour les capteurs CCD et ICCD employés pour collecter les images et les spectres de phosphorescence, les bruits de lecture et électronique sont de l'ordre de la dizaine d'électrons (suivant les caractéristiques des capteurs utilisés). Le bruit de grenaille correspond à la fluctuation aléatoire de l'arrivée des photons sur le capteur. Ce bruit de grenaille  $\sigma_{\text{signal}}$  est dépendant du signal reçu, et peut se modéliser par une loi de Poisson [86, 148, 272, 292]

$$\sigma_{\text{signal}} = \sqrt{N_c}. \quad (4.11)$$

$N_c$  est le nombre de coups reçus par le capteur.

**Estimation du SNR à partir d'images** Sous l'hypothèse d'un bruit de grenaille dominant, le SNR pour des images est donné par [125, 292]

$$\text{SNR}_{\Delta\lambda_i}(T) = \sqrt{\frac{N_{c,\Delta\lambda_i}}{K}}. \quad (4.12)$$

$K$  est un facteur supplémentaire de bruit dépendant des performances de l'intensificateur, valant 2 [125, 292].  $N_{c,\Delta\lambda_i}$  est le nombre de coups intégré sur la bande spectrale  $\Delta\lambda_i$ .

**Estimation du SNR à partir de spectres moyens** En utilisant l'hypothèse de bruit de grenaille dominant, le SNR du signal d'une bande spectrale  $\Delta\lambda_i$  est calculé en intégrant numériquement les spectres de phosphorescence à l'aide de l'expression

$$\text{SNR}_{\Delta\lambda_i}(T) = \frac{\int_{\Delta\lambda_i} \langle N_c \rangle(\lambda, T) d\lambda}{\sqrt{\int_{\Delta\lambda_i} \langle N_c \rangle(\lambda, T) d\lambda}}. \quad (4.13)$$

$\langle N_c \rangle$  est le nombre de coups moyen sur le capteur. Pour l'estimer le SNR pour la procédure d'optimisation, les spectres sont normalisés par le maximum du spectre de phosphorescence à 298 K (voir la figure 4.7a).

#### 4.3.8 Procédure d'acquisition d'une courbe d'étalonnage

Pour établir une courbe d'étalonnage, la pièce métallique sur laquelle les luminophores sont appliqués est placée dans le four tubulaire (figure 4.4). La température de ce dernier est portée à 850 K, avec un taux de chauffe maximal de  $0,08 \text{ K.s}^{-1}$ . Après une phase de stabilisation thermique à 850 K, le four est arrêté. La pièce d'étalonnage se refroidit alors progressivement avec un taux de refroidissement maximal de  $0,1 \text{ K.s}^{-1}$ . La température de la pièce est connue grâce aux thermocouples placés dans la face arrière de la pièce d'étalonnage.

Pour chaque température, 100 images de phosphorescence sont acquises avec la PI-MAX II, suivies de 100 images d'arrière-plan (sans le faisceau laser). Concernant l'acquisition de spectres

de phosphorescence, 10 spectres de phosphorescence sont acquis et moyennés suivis de 10 spectres d'arrière-plan. De cette façon, pour chaque température, le rayonnement de Planck peut être soustrait du signal de phosphorescence.

La séquence d'acquisition est répétée durant la phase de chauffe et pendant la phase de refroidissement de la pièce métallique. Pour des températures intermédiaires, des données sont acquises tant pendant le refroidissement que durant le chauffage de la pièce. Cela permet de s'assurer de la reproductibilité thermique de la procédure, et que l'écart entre la température mesurée par les thermocouples et la température réelle des luminophores est minimale. Ce point est adressé plus en détail dans la section 4.8.1.

La discrétisation en température d'une courbe d'étalonnage atteint une centaine de points de mesure différents répartis entre 300 et 850 K. Ce nombre d'acquisition assure de la bonne discrétisation en température de la courbe d'étalonnage.

Le traitement des images de phosphorescence en vue de l'établissement d'une courbe d'étalonnage est précisé dans la section 4.5.

## 4.4 Optimisation de la précision de la température par sélection des bandes spectrales collectées

### 4.4.1 Motivations de l'étude

Comme cela a été mentionné dans la section 4.2.3, Fuhrmann et al. [109] ont comparé la méthode ratiométrique avec la méthode de décroissance temporelle. Ils ont conclu à la supériorité de cette dernière, notamment en raison d'une meilleure précision sur la température  $\delta T/T$ . En inspectant l'équation 4.9, il apparaît que la précision sur la température est dépendante de la sensibilité relative  $S_r$  et des SNR. En inspectant leur définition (équations 4.7 et 4.12), il apparaît que la sensibilité relative et le SNR sont dépendants des caractéristiques des bandes spectrales collectées  $\Delta\lambda_i$ . La sélection judicieuse de ces bandes spectrales  $\Delta\lambda_i$  doit donc permettre d'améliorer la précision sur la température  $\delta T/T$ .

L'observation de la dépendance à la température des spectres d'émission de phosphorescence de  $\text{Mg}_4\text{FGeO}_6:\text{Mn}^{4+}$  (voir la section 4.3.5) a permis de mettre en évidence des changements non-linéaire de la forme du spectre avec la température. La sélection des deux bandes spectrales centrées sur les pics d'émission de MFG à une température donnée peut donc ne pas correspondre aux bandes spectrales optimales à une autre température. Des tests préliminaires pour sélectionner des bandes spectrales sont couramment menés lors de la mise en place d'un montage expérimental de thermométrie de luminophores. Ces tests sont en général conduits par convolution numérique entre un spectre de phosphorescence et les propriétés de transmittance de filtres optiques commerciaux [106, 146, 195, 279]. Il est aussi commun de tester physiquement plusieurs alternatives de filtres optiques. Ces sélections des bandes spectrales  $\Delta\lambda_i$  sont généralement conduites soit à une température donnée, soit en testant un nombre restreint de combinaisons de filtres optiques. Malgré cette procédure, le jeu de filtres optiques sélectionné peut s'avérer non-optimal (*i.e.* au sens de meilleur compromis) sur la gamme de température désirée. En d'autres termes, cela signifie que la précision sur la température peut être améliorée sur la gamme de mesure de température en améliorant les sélections des variations de la forme du spectre de phosphorescence dans la sélection des bandes spectrales collectées  $\Delta\lambda_i$ .

L'étude détaillée dans cette section vise donc à étudier la possibilité d'améliorer la précision sur la température  $\delta T/T$  par la sélection des deux bandes spectrales  $\Delta\lambda_i$  sur une gamme de température représentative de celle rencontrée expérimentalement dans des études de FWI et FCAI (voir le chapitre 5). Pour mener à bien cette optimisation, une procédure numérique multi-objectifs (MOOP) est conduite en se basant sur une base de données de spectres de phosphorescence expérimentaux de MFG. L'objectif final est de sélectionner le jeu de filtres optiques utilisés par la suite pour mesurer des champs de température sur le banc CENTOR.

#### 4.4.2 Stratégie numérique d'optimisation

Un modèle d'optimisation sous contrainte [97, 215, 216] est développé pour trouver le meilleur jeu de filtres  $(FS)_{opt}$  qui optimise la précision sur la température  $\delta T/T$  par rapport à certains critères d'évaluation. La figure 4.8 présente l'architecture du modèle d'optimisation. Celui-ci est composé de trois blocs :

- (A) les conditions d'entrée, constituées d'une base de données de spectres expérimentaux de phosphorescence,
- (B) le processus d'optimisation qui vise à minimiser une fonction objectif
- (C) les résultats, se présentant sous la forme du jeu de filtres optimal  $(FS)_{opt}$ .

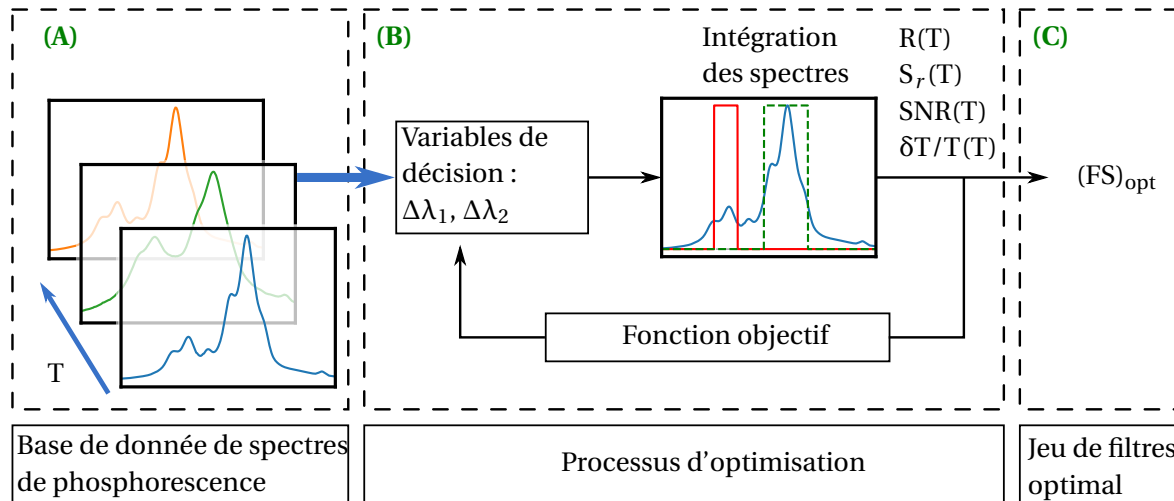


FIGURE 4.8 – Schéma de la procédure numérique d'optimisation qui conduit à sélectionner un jeu de filtres,  $(FS)_{opt}$ , qui améliore la précision sur la température (équation 4.9). (A) Base de données de spectres de phosphorescence, acquis en utilisant la plateforme PHOENICS. (B) Procédure d'optimisation multi-objectif basée sur l'intégration numérique des spectres de phosphorescence avec différents jeux de filtres. (C) Jeu de filtres optimal  $(FS)_{opt}$  retourné par la procédure d'optimisation. La procédure d'optimisation opère sur les caractéristiques des filtres  $\Delta\lambda_1, \Delta\lambda_2$ .

La base de données d'entrée est constituée de 70 spectres de phosphorescence enregistrés entre 290K et 750K à l'aide de la plateforme PHOENICS équipée du spectrographe (voir la figure 4.4a et la section 4.3.6.2). Un spectre de phosphorescence correspond à une température.

Dans le procédure d'optimisation, les spectres de phosphorescence sont intégrés numériquement sur deux domaines spectraux correspondant aux domaines  $\Delta\lambda_1$  et  $\Delta\lambda_2$  (filtres passe-bande "créneaux", définis tels que leur transmittance soit égale à 1 dans la bande de transmission, et 0 autrement). Cette intégration numérique de la base de données de spectres de phosphorescence permet d'estimer une courbe d'étalonnage  $R(T)$  sur une gamme de température  $\Delta T$  et un estimateur de la précision sur la température (estimateur de l'erreur sur la température)  $\delta T/T$  en utilisant l'équation 4.9. Le processus d'optimisation consiste à faire varier les spécifications des deux domaines spectraux, en termes de longueur d'onde centrale  $\lambda_{c,i}$  et de largeur FWHM<sub>i</sub>. Le tableau 4.1 précise les gammes de variation des différents paramètres, sélectionnés selon le domaine d'émission de MFG. L'intérêt de remplacer les filtres passe-bande par d'autres types de filtres (filtre coupe bande (*notch*), passe-haut, passe-bas) est discuté dans l'annexe A.4.3.

Trois critères sont définis pour supprimer les combinaisons de filtres conduisant à des courbes d'étalonnage ne permettant pas de réaliser des mesures de température.

- (i) Les courbes d'étalonnage non bijectives sont supprimées.
- (ii) Les valeurs du rapport  $R$  d'une courbe d'étalonnage doivent s'échelonner entre 0,14 et 7. Ce critère, arbitraire dans sa formulation, a été mis en place afin d'éviter des signaux d'intensité trop différentes sur les deux bandes spectrales, le but final étant en effet utiliser le jeu de

Paramètres	Valeur
Longueur d'onde centrale $\Delta\lambda_i$ [nm]	630 - 680
Largeur spectrale FWHM <sub>i</sub> [nm]	4 - 40
Gamme de température $\Delta T$ [K]	[300,750]
Valeur de rapport R [-]	[0,4; 7]
Dynamique de signal $\max(S_i) / \min(S_i)$	1:14

TABLEAU 4.1 – Paramètres d'entrée de la procédure d'optimisation

filtres sélectionné  $(FS)_{opt}$  avec la caméra et le doubleur d'image (figure 4.4b). En effet, ce dispositif optique limite la différence de signal possible entre les deux bandes spectrales.

- (iii) La dynamique de signal de doit pas dépasser 1:14 (*i.e.* le rapport entre le maximum et le minimum du niveau de signal sur une voie sur une gamme de température). Cette dynamique permet d'ajuster les réglages de la caméra pour conserver un régime de bruit de grenaille limitant (voir les sections 4.3.6.1 et 4.3.7).

Les critères (ii) et (iii) sont dépendants des performances du dispositif expérimental. Ils peuvent être moins restrictifs pour un dispositif expérimental autorisant une dynamique de signal plus importante.

Le tableau 4.1 regroupe les valeurs des paramètres d'entrée de la procédure numérique d'optimisation

En fonction des conditions expérimentales et des objectifs d'optimisation, plusieurs objectifs (appelés fonctions objectif) peuvent être simultanément visés. L'optimisation consiste alors à minimiser une fonction multi-objectif, notée  $Q$ , qui rassemble ces différentes fonctions objectif. Le jeu de filtres qui minimise cette fonction multi-objectif tout en satisfaisant les critères listés dans le tableau 4.1 est appelé jeu de filtres optimal et est noté  $(FS)_{opt}$ .

### 4.4.3 Optimisation de l'erreur sur la température

#### 4.4.3.1 Paramètres d'optimisation

Pour l'étude de la FWI et de la FCAI, des mesures préliminaires par thermocouple font apparaître le besoin de mesurer une température de paroi entre la température ambiante et 750 K. L'optimisation des jeux de filtres vise donc à obtenir une précision sur la température la plus constante possible et la meilleure possible (erreur sur la température la plus faible possible), sur la gamme  $\Delta T = [300 - 750 \text{ K}]$  [4]. L'impact de la gamme de température sur les spécifications de  $(FS)_{opt}$  est étudié dans l'annexe A.4.1.

Pour la détermination de  $(FS)_{opt}$ , deux fonctions objectifs sont considérées simultanément dans la définition de la fonction multi-objectif  $Q$  :

1. la moyenne de la précision sur la température (erreur sur la température) sur la gamme de température étudiée  $\langle \delta T / T \rangle_{\Delta T}$ ,
2. l'écart-type de la précision sur la température  $\sigma_{\Delta T}(\delta T / T)$ .

La première fonction objectif vise à obtenir un jeu de filtres permettant d'optimiser l'erreur sur la température  $\delta T / T$  sur la gamme de température  $\Delta T$ . La deuxième fonction objectif a pour vocation de minimiser les variations de  $\delta T / T$  sur l'ensemble de la plage de température. Ce critère a été ajouté pour tenir compte des gradients de température attendus sur les mesures en FWI et FCAI, lesquels doivent être mesurés avec précision. Il est important de noter que le choix des fonctions objectif dépend fortement de l'application visée et doit être adapté pour chaque application de la méthode. Une discussion sur l'impact de la définition de la fonction multi-objectif  $Q$  est présentée dans la section annexe A.4.2.

Afin de comparer les jeux de filtres considérés, un jeu de filtres de référence, issu de la littérature [109, 279, 289] est défini comme  $(FS)_{ref} = ([630, 11], [658, 20])$ . Les deux filtres optiques sélectionnés sont centrés sur les deux bandes d'émission de MFG. Les fonctions objectif sont dès



lors normalisées par la même quantité obtenue avec  $(FS)_{ref}$ , de telle sorte que les gains ou pertes de performance d'un jeu de filtres par rapport à cette référence puisse être aisément quantifiable. Dans la suite, on notera  $(X)^* = X / (X)_{ref}$  une quantité  $X$  pour un jeu de filtres  $(FS)$  qui a été normalisée par cette même quantité calculée avec  $(FS)_{ref}$ . Il est important de mentionner que l'optimisation s'est révélée insensible du choix du jeu de filtres utilisé comme référence.

Enfin, une fonction multi-objectif  $Q_1$ , regroupant les deux fonctions objectif définies ci-dessus, est définie comme

$$Q_1 = \frac{((\delta T/T)_{\Delta T})^* + (\sigma_{\Delta T} (\delta T/T))^*}{2}. \quad (4.14)$$

Dans la définition de  $Q_1$ , les deux fonctions objectif ont une pondération similaire. Il est possible d'accorder un poids supplémentaire à l'une des fonctions objectif selon son importance, ce qui avantagera cet objectif dans le processus d'optimisation [216]. La minimisation de  $Q_1$  conduit à l'obtention du jeu de filtre  $(FS)_{opt}$  procurant le meilleur compromis en termes de spécifications des bandes spectrales collectées.

#### 4.4.3.2 Jeu de filtres optimal

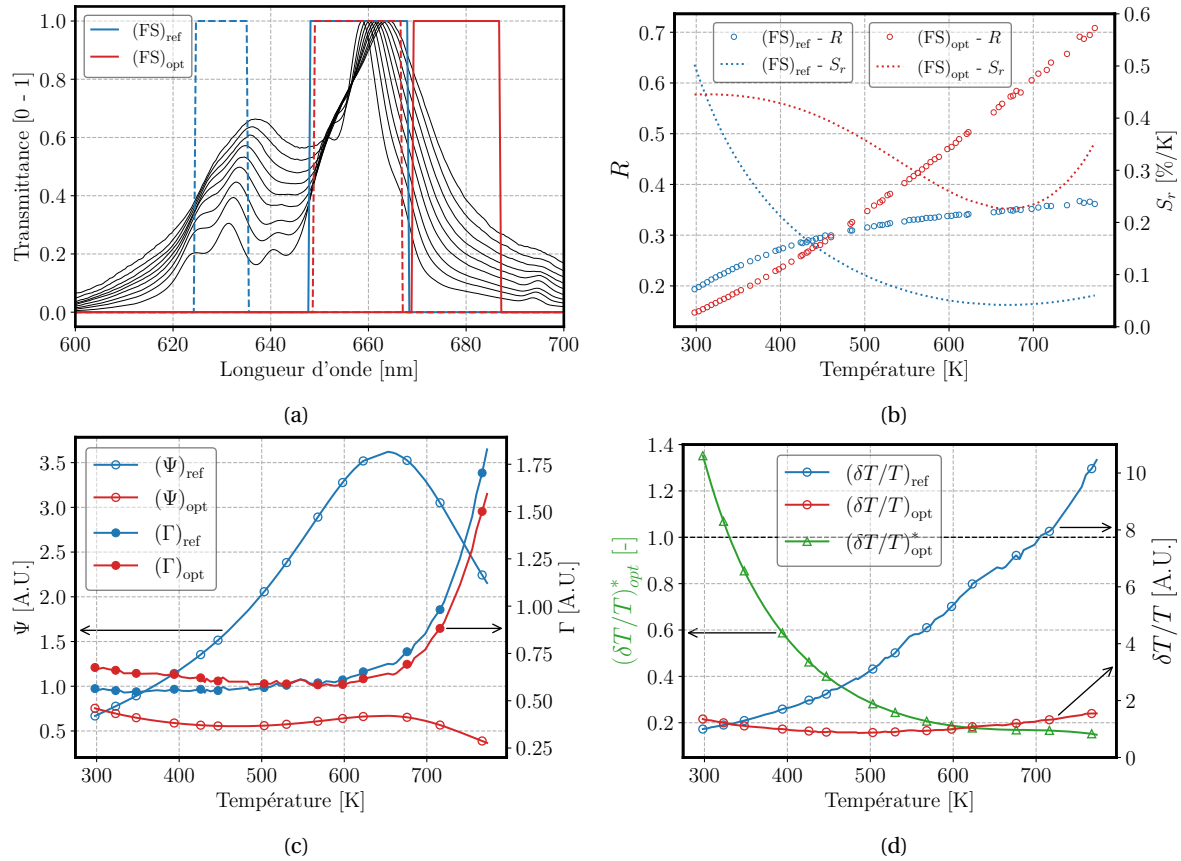


FIGURE 4.9 – Comparaison entre le jeu de filtres de référence  $(FS)_{ref} = ([630, 11], [658, 20])$  (bleu) et le jeu de filtres optimal  $(FS)_{opt} = ([658, 18], [678, 18])$  (rouge) qui minimise la fonction multi-objectif  $Q_1$  (voir l'équation 4.14). (a) Spectres de phosphorescence à différentes températures sur lesquels les bandes de transmittance des deux domaines spectraux  $\Delta\lambda_1$  (tirets) et  $\Delta\lambda_2$  (lignes continues) pour les deux jeux de filtres sont représentés. (b) Courbes d'étalonnages expérimentales obtenues en intégrant numériquement les spectres de phosphorescence (symboles, axe de gauche) et sensibilité relative (pointillés, axe de droite). (c) Terme de sensibilité relative  $\Psi = (TS_r)^{-1}$  (symboles vides, axe de gauche) et terme de SNR  $\Gamma = \sqrt{\sum_i SNR_{\Delta\lambda_i}^{-2}}$  (symboles pleins, axe de droite). (d) Précision sur la température  $\delta T/T$  (axe de droite) pour les deux jeux de filtres et précision sur la température normalisée  $(\delta T/T)^*$  (vert, axe de gauche).

**Caractéristiques des jeux de filtres** La figure 4.9a présente une collection de spectres de phosphorescence à différentes températures sur laquelle sont représentées les caractéristiques spectrales du jeu de filtres de référence  $(FS)_{ref}$  (bleu) et du jeu de filtres optimal  $(FS)_{opt}$  (rouge) obtenu en sortie de la procédure d'optimisation. Les filtres de  $(FS)_{ref}$  sont centrés sur les deux pics de phosphorescence, tandis que les filtres de  $(FS)_{opt}$  sont décalés vers les hautes longueurs d'onde du spectre (décalage vers le rouge). Le premier filtre de  $(FS)_{opt}$  (tirets rouges) est centré sur le pic d'émission à 660nm, et est très similaire au second filtre optique de  $(FS)_{ref}$  (trait continu bleu). Le second filtre est décalé sur l'extrémité de l'aile rouge du spectre de phosphorescence, en étant centré à  $\lambda_{c,2} = 678$ nm. On notera également que les deux filtres de  $(FS)_{opt}$  présentent la même largeur de  $FWHM_{1,2} = 18$ nm.

**Courbe d'étalonnage et sensibilité relative** La figure 4.9b présente les courbes d'étalonnage pour les deux jeux de filtres. Le jeu de filtres optimal  $(FS)_{opt}$  conduit à une configuration présentant une grande variation des valeurs de R sur la gamme de température  $\Delta T = [300 - 750]$  K, avec une valeur de rapport de 0,15 à 300K, et 0,66 à 750K. La dynamique du signal des deux signaux collectés est de 1:11 et 1:4 sur  $\Delta T$ . À l'inverse, l'amplitude de variation des valeur du rapport pour le jeu de filtres de référence  $(FS)_{ref}$  est limitée à un facteur 2 pour la même gamme de température  $\Delta T$ , de 0,19 à 300K à 0,37 à 700K. Cette faible amplitude de R est obtenue malgré une dynamique du signal collecté de 1:6 et 1:10 sur les deux bandes spectrales. En outre, la courbe d'étalonnage optimale présente l'avantage de converger vers un rapport unité [4] à haute température, ce qui correspond à des intensités similaires sur les deux signaux collectés. Cette caractéristique permet de conserver la possibilité d'améliorer le SNR à haute température, soit en augmentant l'intensité de l'excitation laser, soit en modifiant les paramètres de collection des signaux (augmentation du niveau d'intensification, décalage temporel de la collection des signaux ou encore augmentation du temps d'exposition). D'autre part, et excepté pour  $T = 300$  K, la sensibilité relative du jeu de filtres optimal  $(S_r)_{opt}$  est toujours supérieure à celle du jeu de filtres de référence  $(S_r)_{ref}$ . Enfin, même si la dynamique des deux signaux est relativement élevée pour  $(FS)_{ref}$ , la variation du rapport R est limitée, ce qui conduit à des valeurs de sensibilité faibles ( $S_r = 0,05\% \cdot K^{-1}$  à 600K). Pour le jeu de filtres optimal  $(FS)_{opt}$ , la dynamique du signal enregistré sur la bande la plus sensible n'est pas significativement plus importante que pour le jeu de filtres de référence (1:11) contre (1:10) pour le jeu de filtres de référence). Seul un signal est sensible avec la température tandis que l'autre reste constant (dynamique du signal de 1:4). Cela conduit à des variations de rapport R plus importantes, et donc à des sensibilités relatives plus élevées. Avec la même dynamique de signal, le jeu de filtres optimal améliore la sensibilité relative d'un facteur 5 ( $S_r = 0,26\% \cdot K^{-1}$  à 600K).

**Termes  $\Psi$  et  $\Gamma$**  La figure 4.9c représente les deux termes de la précision sur la température  $\delta T/T$  pour les deux jeux de filtres : les symboles ouverts indiquent le terme de sensibilité relative  $\Psi = (TS_r)^{-1}$ , tandis que les symboles pleins correspondent au terme SNR  $\Gamma$ . Les deux termes doivent être minimisés pour réduire l'erreur relative sur la température. Le terme de SNR est presque constant jusqu'à 650K pour les deux (FS). On note en revanche une forte augmentation de  $\Gamma$  pour les hautes températures, et ce pour les deux jeux de filtres considérés. Cette augmentation du terme  $\Gamma$  traduit une diminution du SNR des signaux centrés sur les deux bandes spectrales. La diminution du SNR résulte principalement de l'apparition de processus de relaxation non-radiatif (extinction thermique diminuant l'intensité globale de phosphorescence et induisant également une réduction du taux de décroissance de phosphorescence  $\tau$ , voir les sections 4.3.5 et 4.2.2) [13, 56, 109, 279]. Par ailleurs,  $\Gamma$  est similaire pour  $(FS)_{ref}$  et  $(FS)_{opt}$ , et  $\Gamma$  est même légèrement supérieur pour  $(FS)_{opt}$  pour une température inférieure à 500K (c'est-à-dire présence de performances plus médiocres).

Concernant le terme de sensibilité relative  $\Psi$ , des comportements radicalement différents sont notés entre les deux jeux de filtres.  $\Psi$  augmente strictement jusqu'à  $\Psi = 3,5$  à 650K avant de redescendre à  $\Psi = 2,7$  à 750K pour le jeu de filtres de référence  $(FS)_{ref}$ . À l'inverse,  $\Psi$  est approximativement constant entre 300K et 750K à  $\Psi = 0,6$ , avec une valeur maximale de  $\Psi = 0,75$  atteinte à

300 K. En d'autres termes, le jeu de filtres optimal  $(FS)_{opt}$  réduit le terme de sensibilité relative  $\Psi$  d'un facteur allant jusqu'à 5 à 650 K par rapport à  $(FS)_{ref}$ . Cette forte réduction de  $\Psi$ , équivalente à une augmentation de la sensibilité relative  $S_r$ , est également illustrée sur la figure 4.9b.

**Erreur sur la température** La figure 4.9d présente la précision sur la température  $\delta T/T$  pour les deux jeux de filtres. La précision sur la température normalisée  $(\delta T/T)^* = (\delta T/T)_{opt} / (\delta T/T)_{ref}$  est également représentée (marqueurs verts).  $\delta T/T$  augmente de façon monotone entre 300 K et 750 K pour  $(FS)_{ref}$ , alors qu'elle reste relativement constante pour  $(FS)_{opt}$ . Sauf pour les températures inférieures à 325 K, le jeu de filtres optimal présente une erreur sur la température réduite par rapport à  $(FS)_{ref}$ , jusqu'à un facteur 5 à haute température. L'analyse de la figure 4.9c permet de conclure que le gain sur  $\delta T/T$  offert par  $(FS)_{opt}$  est donc principalement dû à l'amélioration du terme de sensibilité relative, tandis que l'effet du SNR est limité.

#### 4.4.3.3 Topologie des espaces $Q_1$ à l'optimum

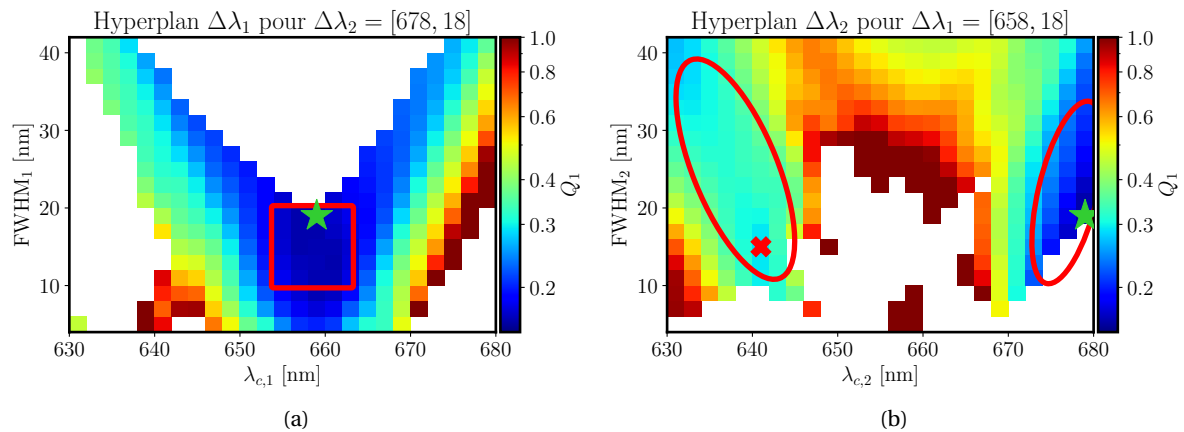


FIGURE 4.10 – Représentation du jeu de filtres optimal  $(FS)_{opt} = ([658, 18], [678, 18])$  dans l'hyper-espace de la variable multi-objectif  $Q_1$ , pour (a) l'hyperplan  $\Delta\lambda_1$ , valide pour  $\Delta\lambda_2 = [678, 18]$ , et (b) l'hyperplan  $\Delta\lambda_2$  valide pour  $\Delta\lambda_1 = [658, 18]$ . Les deux filtres optimaux sont mis en valeur par une étoile verte. La croix rouge repère un minimum local dans l'hyperplan  $\Delta\lambda_2$ . Les zones blanches correspondent à des jeux de filtres supprimés.

Afin d'évaluer la robustesse de la procédure d'optimisation multi-objectifs, plusieurs sous-espaces de  $Q_1$  sont analysés. Puisque quatre variables de décision sont considérées ( $\lambda_{c,1}$ ,  $FWHM_1$ ,  $\lambda_{c,2}$ ,  $FWHM_2$ , voir la section 4.4.2), l'optimisation de  $Q_1$  est effectuée dans un espace à quatre dimensions. Pour plus de clarté, la figure 4.10 présente la fonction multi-objectif  $Q_1$  extraite dans deux plans contenant le jeu de filtres optimal  $(FS)_{opt}$  (étoile verte). La figure 4.10a représente  $(FS)_{opt}$  dans le plan  $\Delta\lambda_1$  pour  $\Delta\lambda_2 = [678, 18]$ , alors que la figure 4.10b représente  $(FS)_{opt}$  dans le plan  $\Delta\lambda_2$  pour  $\Delta\lambda_1 = [658, 18]$ .

En considérant le sous-espace  $\Delta\lambda_1$  (figure 4.10a), on remarque une région avec de faibles valeurs de  $Q_1$  pour les filtres passe-bande étroits ( $FWHM_1 = 10 - 20$  nm) centrés autour de  $\lambda_{c,1} = 656$  nm, et légèrement décalés ( $\approx 4$  nm) vers la gauche du pic d'émission de la bande à 660 nm (voir figure 4.7).

En considérant le sous-espace  $\Delta\lambda_2$  (figure 4.10b), deux régions avec de faibles valeurs de  $Q_1$  se distinguent. L'une est située autour de  $\lambda_{c,2} = 640$  nm (zone rouge mise en évidence sur la gauche de la figure) alors que la seconde est plus prépondérante et se trouve autour de  $\lambda_{c,2} = 675$  nm (zone rouge de droite). La première zone est représentative de la région d'émission inter-bandes (voir les spectres sur la figure 4.7). La seconde zone est située sur l'extrémité supérieure ("aile rouge") de la bande d'émission à 660 nm du spectre d'émission de MFG. La présence des filtres les mieux classés pour les plus grandes longueurs d'onde est attribuée au décalage vers le rouge des spectres

avec la température. Ce décalage permet une augmentation significative de la sensibilité relative tout en maintenant un bon SNR à haute température.

Par exemple, en considérant le jeu de filtres optimal (FS)<sub>opt</sub> dans la région inter-bande pour  $\Delta\lambda_2$  (croix bleue) tout en gardant  $\Delta\lambda_1$  constant (soit le jeu de filtres (FS) = ([658, 18], [640, 14])),  $Q_1$  vaut 0,29 contre 0,16 pour (FS)<sub>opt</sub>. En outre, le gain en pourcentage du terme de sensibilité relative moyen atteint  $(\langle\Psi\rangle_{\Delta T})^* = 27,1\%$  pour ce jeu de filtres minimum local de  $Q_1$ , alors qu'il est de 45,6 % pour (FS)<sub>opt</sub> (étoile verte). Ainsi, le jeu de filtres optimisé (FS)<sub>opt</sub> présente de meilleures performances concernant la précision sur la température  $\delta T/T$ .

#### 4.4.4 Validation de l'optimisation en utilisant une caméra

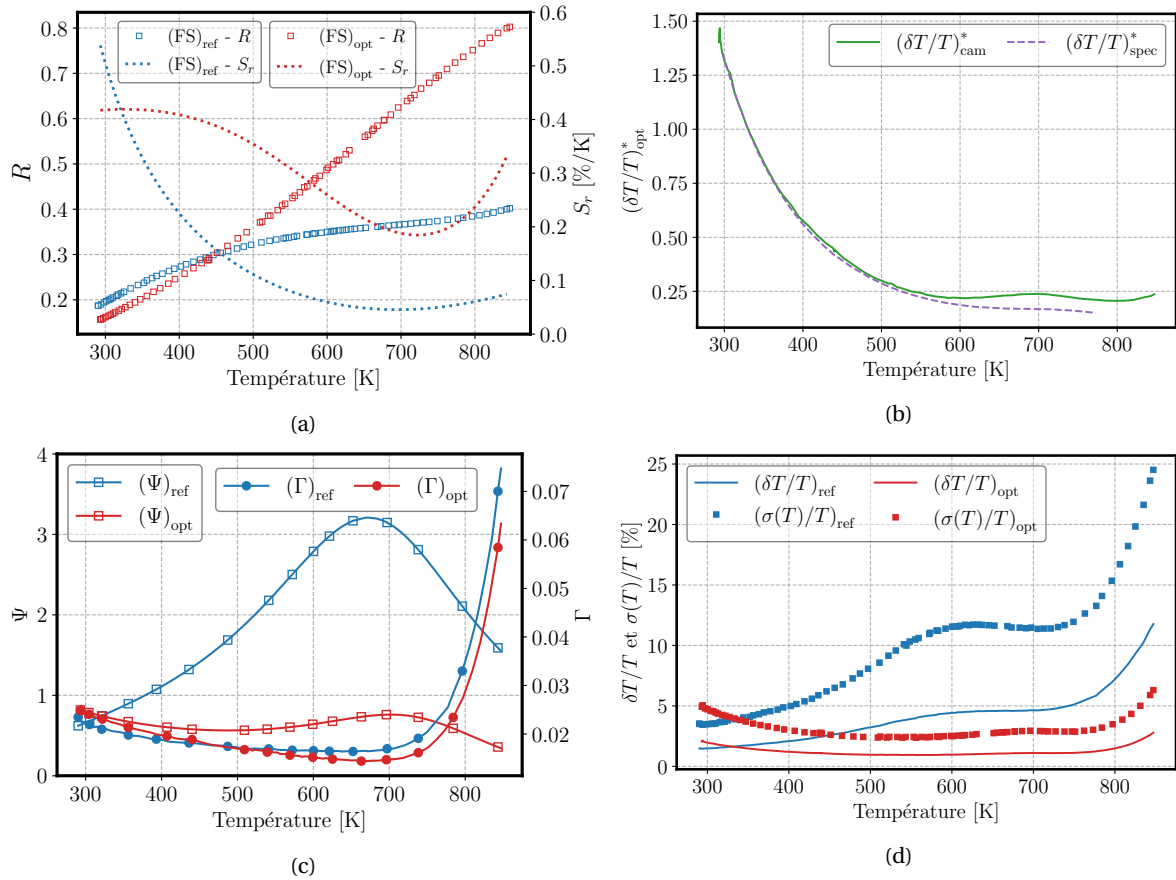


FIGURE 4.11 – Validation du jeu de filtres optimal (FS)<sub>opt</sub> (lignes rouges) comparé au jeu de filtres de référence (FS)<sub>ref</sub> (lignes bleues) à l'aide d'une caméra ICCD et des filtres optiques passe-bande commerciaux. (a) Courbes d'étalonnage expérimental pour les deux jeux de filtres (symboles, axe de gauche) et sensibilité relative  $S_r$  (lignes pointillées, axe de droite) estimés à partir des images de phosphorescence. (b) Incertitude sur la température normalisée  $(\delta T/T)^* = (\delta T/T)_{opt} / (\delta T/T)_{ref}$ , calculée avec les spectres expérimentaux acquis avec le spectrographe (équations 4.9 et 4.13, tirets violets) et avec des images de phosphorescence acquises à l'aide d'une caméra ICCD (équations 4.9 et 4.12, ligne continue verte). (c) Terme de sensibilité relative  $\Psi = (TS_r)^{-1}$  (symboles vides) et terme de SNR  $\Gamma = \sqrt{\sum_i SNR_{\Delta\lambda_i}^{-2}}$  (symboles pleins) pour les données provenant de la caméra. (d) Incertitude relative sur la température  $\delta T/T$  calculée avec les équations 4.9 et 4.12 (lignes continues), et l'incertitude relative mesurée par l'écart-type des images  $\sigma(T)/T$  (symboles pleins), pour la caméra.

Afin de valider la méthodologie consistant à conduire une optimisation sur une base de données de spectres expérimentaux, deux courbes d'étalonnages sont acquises en utilisant la caméra ICCD pour collecter le signal de phosphorescence (voir la section 4.3.6.1). Les bandes spectrales à collecter sont sélectionnées par deux filtres optiques. Deux jeux de filtres passe-bande sont considérés : un jeu correspondant aux spécifications du jeu de filtres de référence (FS)<sub>ref</sub> (filtres com-

merciaux Semrock FF01-631/4 et FF01-660/13), et un jeu voisin du jeu de filtres optimal  $(FS)_{opt}$  (Semrock FF01-660/13 et FF01-680/13). Deux courbes d'étalonnage sont acquises suivant le protocole décrit dans les sections 4.3.6.1 et 4.3.8.

La figure 4.11a présente les courbes d'étalonnage correspondant aux deux jeux de filtres  $(FS)_{ref}$  et  $(FS)_{opt}$ , utilisés avec la caméra ICCD. Entre ces deux jeux de filtres, la tendance des courbes d'étalonnage présente des différences. L'amplitude de la courbe d'étalonnage pour  $(FS)_{ref}$  est limitée à 0,2 sur la gamme  $\Delta T = [300, 750]$ , contre 0,65 pour  $(FS)_{opt}$ . La sensibilité relative  $S_r$  de chaque jeu de filtres (lignes pointillées, axe secondaire) confirme également que le jeu de filtres optimal donne une sensibilité 3,2 fois plus grande sur toute la plage de température par rapport à celle observée pour le cas de référence.

La figure 4.11b montre la précision sur la température (équation 4.9) normalisée entre les jeux de filtres de référence et optimaux. La précision est tracée pour les données issues de la base de données de spectres phosphorescence utilisés pour la procédure multi-objectifs (ligne violette pointillée), et pour celles enregistrées avec la caméra ICCD (ligne verte pleine). La précision normalisée des deux systèmes d'acquisition (spectrographe et caméra ICCD) se chevauche jusqu'à  $T = 600$  K. De légères déviations sont observées à des températures plus élevées, probablement attribuées à la diminution des SNR sur les deux systèmes d'acquisitions. Ces deux systèmes d'acquisition présentent en effet une sensibilité et un schéma temporel d'acquisition différents (voir les sections 4.3.6.1 et 4.3.6.2). La bonne similitude entre les deux systèmes de détection valide la méthodologie d'utilisation d'une base de données de spectres de phosphorescence combinée à des filtres optiques virtuels pour améliorer la précision sur la température.

Les deux termes composant la précision sur la température  $\delta T/T$ , tel que définis par l'équation 4.9 (terme de sensibilité relative  $\Psi$  et terme de SNR  $\Gamma$ ), sont reportés sur la figure 4.11c pour les données provenant des images de phosphorescence. Ces résultats confirment que, quel que soit le jeu de filtres considéré, le levier dominant de réduction de l'erreur sur la température est le facteur de sensibilité relative [195]. Il est également intéressant de noter que le terme de SNR ne change pas lors de l'utilisation du jeu de filtres de référence ou du jeu de filtres optimal. D'autre part, le terme de SNR présente une croissance exponentielle à haute température. Cette dégradation du terme de SNR à haute température est une caractéristique du changement de régime de MFG. Pour ce luminophore, le temps de décroissance de la phosphorescence  $\tau$  décroît significativement pour des températures supérieures à 700 K. Ce changement de régime de  $\tau$  est combiné avec une extinction thermique de l'intensité de phosphorescence. Ce phénomène a déjà été mis en évidence via l'analyse des spectres de phosphorescence (figure 4.9c) et est confirmée ici en définissant une autre stratégie temporelle de collection. On note cependant une nette amélioration du terme de sensibilité relative à haute température par le jeu de filtres optimal,  $\Psi$  étant réduit d'un facteur jusqu'à 4,5 à 650 K par rapport au jeu de filtres de référence.

La valeur absolue de la précision sur température  $\delta T/T$  déterminée avec l'équation 4.9 pour la caméra ICCD est représentée sur la figure 4.11d (lignes continues) pour les deux jeux de filtres. Tout d'abord, l'emploi du jeu de filtres optimisé  $(FS)_{opt}$  permet une réduction de l'erreur relative moyenne sur la gamme de température  $\Delta T = [300, 750]$  d'un facteur 3, avec une valeur moyenne de  $\langle (\delta T/T)_{opt} \rangle_{\Delta T} = 1,14\%$  comparé à 3,38% pour  $(FS)_{ref}$ . Pour  $(FS)_{opt}$  l'erreur relative sur la température est légèrement décroissante pour les températures inférieures à 750 K, avec 4,75% à 300 K et un minimum de 2,36% atteint à 550 K, tandis que l'on observe une valeur de  $\delta T/T$  de 2,8% à 850 K.

Une autre tendance est observée pour  $\delta T/T$  obtenue avec  $(FS)_{ref}$ . On observe une augmentation en plusieurs phases de l'erreur sur la température sur l'intégralité de la gamme de température  $\Delta T = [300, 850]$ . De 300 K à 550 K, une nette augmentation de l'erreur sur la température est observée, de 3,5% à 11%, avant d'atteindre un plateau entre 600 K et 700 K et une augmentation pour les température plus élevées (jusqu'à 12% à 850 K).

Les symboles représentés sur la figure 4.11d correspondent à l'écart-type relatif sur la température mesurée  $\sigma(T)/T$  déterminé à partir des images expérimentales (incertitude sur la température). En premier lieu, il est intéressant de noter que  $\sigma(T)/T$  et la précision théorique sur la

température  $\delta T/T$  présentent des tendances similaires. Cependant,  $\sigma(T)/T$  est 2,5 fois plus grand que  $\delta T/T$ , et ce quel que soit le jeu de filtres considéré (y compris d'autres jeux de filtres passe-bande non présentés ici, dont le jeu employé dans la section 4.7). Ce résultat peut s'expliquer par le fait que l'écart-type mesuré regroupe le bruit du système de détection (bruit de grenaille principalement), mais également des sources de bruit supplémentaires provenant des caractéristiques spatiales du capteur ICCD (inhomogénéité de la sensibilité pixel-à-pixel, superposition spatiale des deux images de phosphorescence, inhomogénéité du champ de température mesuré, etc.

L'écart-type moyen entre 300K et 750K obtenu avec  $(FS)_{opt}$  est de  $\langle(\sigma(T)/T)_{opt}\rangle_{\Delta T} = 2,9\%$ , alors qu'il est de 8,4 % pour le cas de référence. Cette amélioration est encore plus prononcée à haute température, puisque  $\sigma(T)/T$  atteint 24,5 % à 847K pour le cas de référence, contre 6,3 % pour le jeu de filtres optimal. Bien que l'incertitude sur la température mesurée avec le jeu de filtres de référence soit meilleure à 300 K (3,50 % pour le cas de référence contre 4,73 % pour le cas optimal), le jeu de filtres optimal permet d'obtenir de meilleures incertitudes de température pour  $T > 340K$ , avec un gain offert par  $(FS)_{opt}$  d'un facteur 4,5 à 600 K.

## 4.5 Post-traitement des images de phosphorescence

### 4.5.1 Cahier des charges

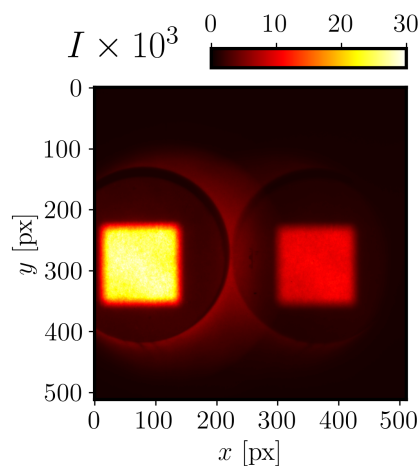


FIGURE 4.12 – Image moyenne de phosphorescence brute, avant post-traitement. Les deux rectangles de fort signal correspondent aux deux bandes spectrales de phosphorescence,  $\Delta\lambda_1$  et  $\Delta\lambda_2$ . Cette image typique est traitée soit pour l'établissement d'une courbe d'étalonnage, soit pour obtenir un champ de température.

Le post-traitement des images de phosphorescence doit permettre d'atteindre deux principaux objectifs :

1. établir la relation d'étalonnage  $R(T)$  (équation 4.6) à partir d'un jeu d'images de phosphorescence enregistrées à des températures connues (on parle de **configuration étalonnage**)
2. traiter des images de phosphorescence en vue d'extraire des champs de température exploitables, par mesure des champs de rapport puis application d'une fonction d'étalonnage (on parle de **configuration mesure**).

Plusieurs étapes de traitement des images se recoupent entre ces deux configurations. En conséquence, un seul algorithme a été développé en permettant l'activation différenciée des différentes étapes du traitement.

En complément de ces objectifs principaux, le développement du code doit également permettre d'étudier l'impact du filtrage spatial sur les champs de température (voir à ce sujet la section 4.6). L'architecture globale du code est ainsi conçue comme une succession d'étapes élémentaires, indépendantes les unes des autres, qui sont activées ou non selon les besoins.

Un exemple d'image brute de phosphorescence est présenté sur la figure 4.12. Deux zones rectangulaires de fort signal sont visibles. Elles correspondent aux deux bandes spectrales collectées du spectre d'émission de phosphorescence par le doubleur d'image. Ce type d'image est traité soit pour l'établissement d'une courbe d'étalonnage (**configuration étalonnage**), soit pour obtenir un champ de température (**configuration mesure**).

#### 4.5.2 Étapes principales de post-traitement

Les principales étapes de l'algorithme de post-traitement sont présentées sur la figure 4.13. Ne sont esquissées dans cette section que les principales étapes et les principes généraux des opérations de traitement. Une description plus détaillée de l'algorithme est proposée en annexe A.3.

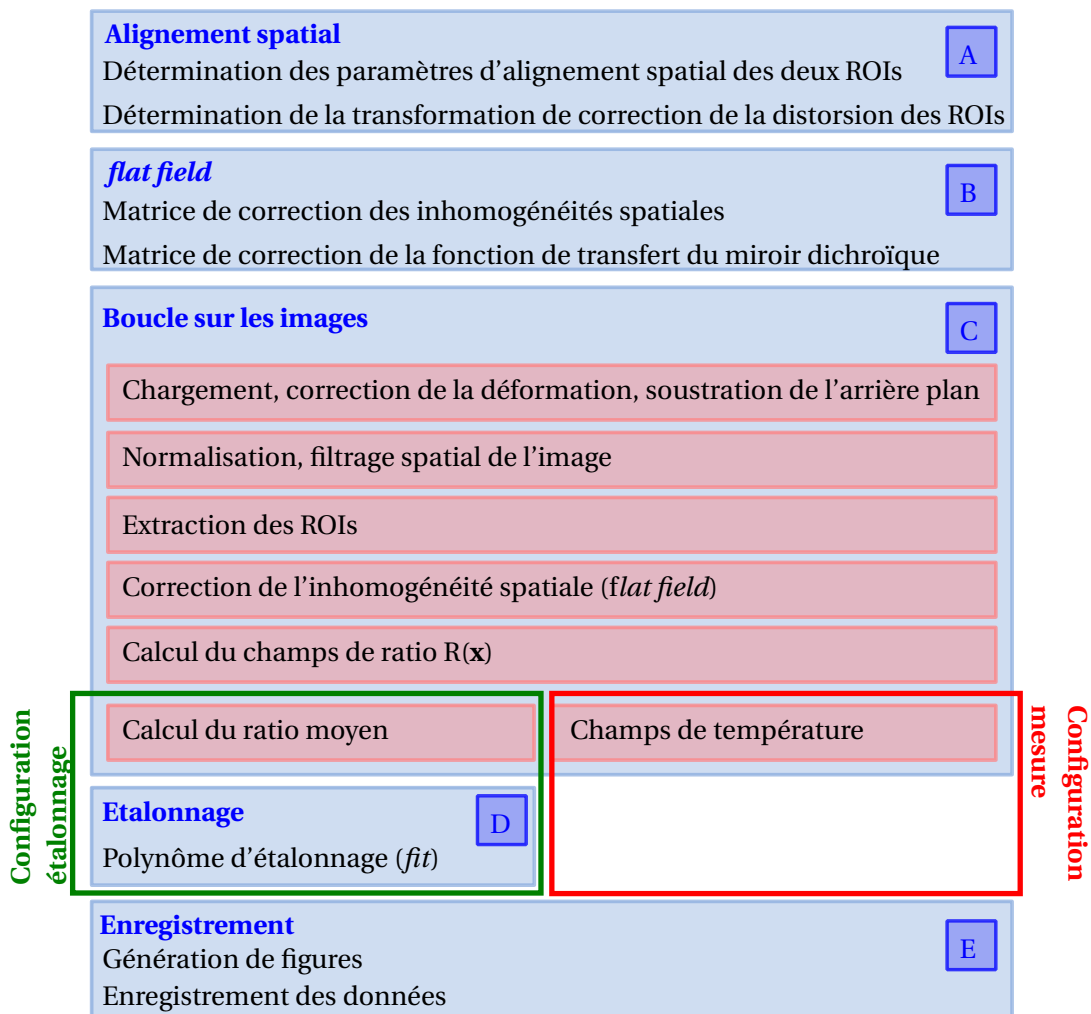


FIGURE 4.13 – Schéma simplifié des principales étapes de l'algorithme de post-traitement des images de phosphorescence. L'algorithme prend en entrée des images de phosphorescence brutes. Il fonctionne en deux configurations, la **configuration étalonnage** qui permet de calculer une courbe d'étalonnage (cadre vert) et la **configuration mesure** qui permet d'obtenir des champs de température. L'algorithme se compose de 5 étapes principales, numérotées **A** ajustement spatial, **B** *flat field correction*, **C** boucle sur les images **D** étalonnage, et **E** enregistrement.

L'algorithme est subdivisé en 5 étapes, repérées par les lettres et les cadres bleus sur la figure 4.13.

**Ajustement spatial A** La première étape consiste à déterminer les coordonnées géométriques permettant de réaliser la superposition spatiale des deux zones de phosphorescence. Ces para-

mètres sont déterminés via des opérations de morphologie mathématique, et par la minimisation d'une fonction objectif. Le principe de l'algorithme est similaire à ceux employés pour la PIV. Cette étape de traitement sert également à déterminer la transformation géométrique à appliquer aux images pour corriger leur distorsion (*dewarping*). Le fonctionnement de cet algorithme est décrit plus en détail dans l'annexe A.3.2.

**Correction du *flat field* B** La seconde étape consiste à déterminer la matrice permettant de corriger les inhomogénéités spatiales d'intensité de chacune des zones de phosphorescence (correction de type *flat field*). Cette étape permet également de déterminer la fonction de transfert du doubleur d'image. Ce système optique est en effet connu pour provoquer une atténuation progressive du signal à mesure que l'on s'approche du centre de l'image. Cette atténuation est corrigée en comparant un même signal sur chacune des deux voies du doubleur.

**Boucle sur les images C** Après les deux étapes préliminaires A et B, chaque image est traitée séquentiellement. Les différentes étapes appliquées à chaque image sont figurées par les cadres rouges sur la figure 4.13. Après le chargement de l'image et de ses métadonnées, la distorsion de l'image est corrigée en utilisant la transformation géométrique déterminée dans l'étape A. L'arrière-plan moyen est ensuite soustrait, avant de procéder à la normalisation de chaque image instantanée par son nombre de coups maximal. Une étape de filtrage spatial des images peut être appliquée de façon optionnelle. Différents filtres sont implémentés (*binning*, filtres convolutifs, filtres fréquentiels). Le choix de la meilleure stratégie de filtrage à adopter pour minimiser son impact sur la résolution spatiale des images a fait l'objet d'une étude séparée, qui est présentée dans la section 4.6. Les deux ROIs, correspondant aux deux bandes spectrales, sont ensuite extraites, en utilisant les coordonnées géométriques déterminées lors de l'étape A. Les inhomogénéités spatiales des deux ROIs sont corrigées par application des matrices déterminées lors de l'étape B. Le rapport  $R(\mathbf{x}, t)$  est ensuite calculé pixel-à-pixel (équation 4.6). À partir de cette étape, une distinction s'opère entre les deux modes de fonctionnement de l'algorithme.

- En **configuration étalonnage**, la moyenne spatio-temporelle des champs de rapport est calculée. Ce rapport scalaire  $R = \langle \overline{R(\mathbf{x}, t)} \rangle$  est associé à la température à laquelle l'image de phosphorescence a été enregistrée.
- En **configuration mesure**, les champs de rapport  $R(\mathbf{x}, t)$  sont convertis en champs de température  $T(\mathbf{x}, t)$  par application de la relation d'étalonnage  $R(T)$  (polynôme d'ordre 3).

Cette dernière étape conclut le traitement d'une image. Ces opérations sont répétées sur l'ensemble des images d'un jeu d'images.

**Courbe d'étalonnage D** En **configuration étalonnage**, la courbe d'étalonnage expérimentale  $R(T)$  est modélisée via une régression polynomiale d'ordre 3. Le coefficient de régression est supérieur à 0,999 pour l'ensemble des courbes d'étalonnages étudiées.

**Enregistrement E** Enfin, la dernière étape consiste à enregistrer les quantités calculées (courbe d'étalonnage, champs de température, rapport signal-à-bruit, ...). Une architecture de fichier "HDF5" [179] adaptée a été mise en place.

Pour les besoins de l'étude portant sur l'optimisation de la stratégie de filtrage des images de phosphorescence (section 4.6), deux étapes optionnelles de filtrage sont implémentées. Il est ainsi possible d'ajouter une étape de filtrage des champs du rapport. Il est également possible d'ajouter une étape de filtrage des champs de température. Hormis pour les besoins de l'étude 4.6, ces étapes de filtrage ne sont pas activées.



## 4.6 Résolution spatiale et filtrage de champs de température

### 4.6.1 Motivations de l'étude

La sélection des filtres optiques passe-bande (section 4.4) a permis une amélioration significative de la précision sur la température. Pour cette optimisation, seul le bruit de grenaille du capteur ICCD a été considéré. Cependant, la comparaison entre la précision sur la température  $\delta T/T$  et l'écart-type du champs de température  $\sigma(T)/T$  (appelé après incertitude sur la température) a mis en évidence le fait que ce second indicateur est 2,5 fois supérieur au premier. Du bruit spatial résiduel haute fréquence est donc toujours présent sur ces champs de température.

Ce bruit peut être atténué par le post-traitement des images de phosphorescence. Une étape de filtrage spatial numérique est ainsi communément appliquée au cours des étapes de post-traitement des images de phosphorescence. Les différentes stratégies de filtrage font appel au *binning* (groupement de pixels en macro-pixels), soit logiciel ou directement sur le capteur (*hardware*) [3, 4, 66, 92, 107, 225, 235, 286–289], à des filtres moyenneurs de différentes tailles [2–4, 92, 104, 225, 286, 287], ou à des filtres gaussiens [289]. Ces filtres sont majoritairement appliqués directement aux images elles-mêmes, mais certains auteurs choisissent cependant de filtrer directement les champs de température [66]. Il est également possible de combiner plusieurs étapes de filtrage, à l'exemple de Strizhak et al. [287]. Ces auteurs appliquent un *binning* logiciel  $2 \times 2$  pixels et un filtre convolutif  $9 \times 9$  pixels aux images de phosphorescence, suivi d'un filtre convolutif  $5 \times 5$  pixels appliqué aux champs de température.

Si le filtrage numérique permet d'atténuer le bruit spatial haute fréquence sur les images, cette opération se fait au détriment de la résolution spatiale de l'image [4, 203, 328]. Une perte d'information physique intervient donc lors du filtrage des images. Ce taux de perte d'information physique rapporté au taux de suppression du bruit haute fréquence définit la performance d'une stratégie de filtrage. Cette performance de filtrage est dépendante de la stratégie considérée.

D'autre part, toutes les stratégies de filtrage mentionnées ci-dessus sont menées dans le domaine spatial. Le bruit pixel-à-pixel issu du bruit de grenaille est par nature un bruit aux plus petites échelles spatiales représentées sur une image, c'est-à-dire aux fréquences spatiales les plus élevées [89, 93]. L'opportunité de filtrer les images dans l'espace de Fourier, c'est-à-dire dans l'espace des fréquences spatiales contenues dans l'image apparaît comme une alternative pertinente. Les filtres numériques opérant dans l'espace de Fourier sont largement employés dans la communauté du traitement d'image [48, 89, 116, 218, 265], mais ne semblent avoir été que marginalement employés dans le cadre de la thermométrie de luminophores. L'unique emploi connu par l'auteur de filtres fréquentiels concerne la mesure de température en phase gazeuse [285, 328], où des problématiques spécifiques dues à la dispersion des particules de luminophores sont rencontrées (application de la technique d'illumination structurée).

L'objectif de l'étude présentée dans cette section est double :

- (i) fournir une comparaison quantitative de différentes stratégies de filtrage en termes de résolution spatiale et de capacité de réduction de l'incertitude sur la température  $\sigma(T)/T$  ;
- (ii) étudier l'opportunité d'un filtrage fréquentiel des images de phosphorescence pour la thermométrie de luminophores.

Cette étude est réalisée sur une base de données d'images de phosphorescence enregistrée entre 300 K et 850 K avec la caméra ICCD (section 4.3.6.1).

### 4.6.2 Mesure de la résolution spatiale

#### 4.6.2.1 Dispositif expérimental

La résolution spatiale (notée SR) du dispositif de collection des images de phosphorescence (décrit dans la section 4.3.6.1) est déterminée à partir de la mesure de la fonction de transfert de modulation (MTF) [89].

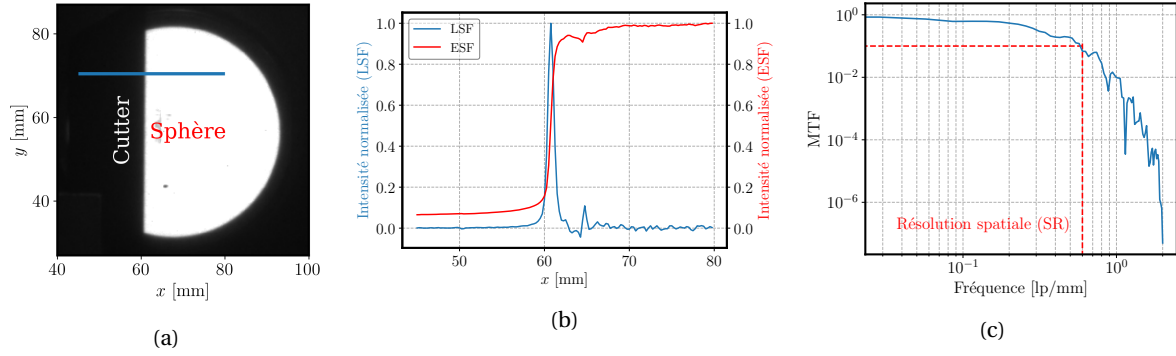


FIGURE 4.14 – Illustration de la méthodologie employée pour mesurer la résolution spatiale du dispositif optique employé pour la PT. (a) Image du cutter placé devant la sphère intégrante. La ligne bleue indique un exemple de profil d'intensité extrait de l'image (ESF). (b) Profil normalisé (ESF) (courbe rouge, axe de droite) et gradient du profil normalisé (LSF, équation 4.15) (courbe bleue, axe de gauche). (c) Fonction de transfert de modulation (MTF, équation 4.16). La résolution spatiale SR est obtenue pour une valeur de MTF de 10% (guides rouges).

L'ensemble du système de détection est placé devant une source de lumière blanche homogène (Sphère intégrante de Ulbricht). Une lame de cutter peinte en noir est placée, verticalement ou horizontalement, entre la source de lumière et le système de collection, au niveau du plan focal de ce dernier. Ce dispositif permet de reproduire un signal créneau [4, 47]. L'atténuation de ce créneau par le système de collection permet d'en déduire la résolution spatiale du système de collection. La figure 4.14a présente une vue d'une image brute acquise par la caméra ICCD placée devant la sphère intégrante, dont la zone d'illumination est partiellement masquée par la présence de la lame de cutter verticale. À noter que la résolution spatiale est mesurée à température ambiante. Afin d'être représentatif avec les mesures réalisées sur la plateforme PHOENICS, les différents paramètres expérimentaux (temps d'exposition, distance de travail, nombre de coups, ...) sont conservés constants entre la mesure de la résolution spatiale et la mesure de champs de température.

#### 4.6.2.2 Fonction de transfert de modulation

Un profil d'intensité perpendiculaire au fil du cutter, figuré en bleu sur la figure 4.14a et nommé ESF, *Edge Spread Function*, est extrait de l'image du cutter (figure 4.14a). Ce profil est l'image du créneau d'intensité idéal par le système optique de collection. Il est également représenté en rouge sur la figure 4.14b. Le gradient de ce profil (nommé LSF, *Line Spread Function*) est ensuite calculé par un schéma aux différences finies du second ordre, tel que

$$\text{LSF}(x_i) = \frac{d\text{ESF}(x_i)}{dx_i}, \quad (4.15)$$

où  $x_i$  est soit la coordonnée verticale ( $y$ ) ou horizontale ( $x$ ). La LSF du profil (ESF) est ainsi présentée sur la figure 4.14b.

Par définition, la fonction de transfert de modulation MTF (*Modulation Transfer Function*) du système de collection représente la transmission du contraste de la source (la lame de cutter placée devant la sphère intégrante) vers l'image acquise sur le capteur ICCD, et est estimée comme la densité d'énergie spectrale du LSF

$$\text{MTF}(f_i) = \text{ESD}_{\text{LSF}(x_i)}(f_i). \quad (4.16)$$

$f_i$  représente la fréquence spatiale suivant la direction  $i$ , et la densité spectrale d'énergie est calculée comme étant

$$\text{ESD}_X(f) = \frac{|\mathcal{F}(X)|^2}{\max(|\mathcal{F}(X)|^2)} \quad (4.17)$$

où  $X$  est, soit un profil 1D ( $LSF(x_i)$ ), soit une image  $I(\mathbf{x}, t, T)$ ,  $f$  indiquant la fréquence spatiale et  $\mathcal{F}(\cdot)$  étant la transformée de Fourier discrète.

La fréquence spatiale de coupure  $f_{c,i}$  est définie arbitrairement comme la première fréquence pour laquelle la MTF est inférieure à 0,1. Cette fréquence de coupure est directement égale à la résolution spatiale de l'image considérée, notée SR. La figure 4.14c illustre la détermination de la fréquence de coupure du système de collection, où  $SR = 0,6 \text{ lp/mm}$  (paires de lignes par millimètre). Cette résolution spatiale correspond à la résolution spatiale des images instantanées non filtrées, notée  $SR_{brute}$ . Dans le domaine physique, cette résolution spatiale vaut  $SR_{brute} = 1,6 \text{ mm}$ .

### 4.6.3 Caractéristique des images instantanées non filtrées

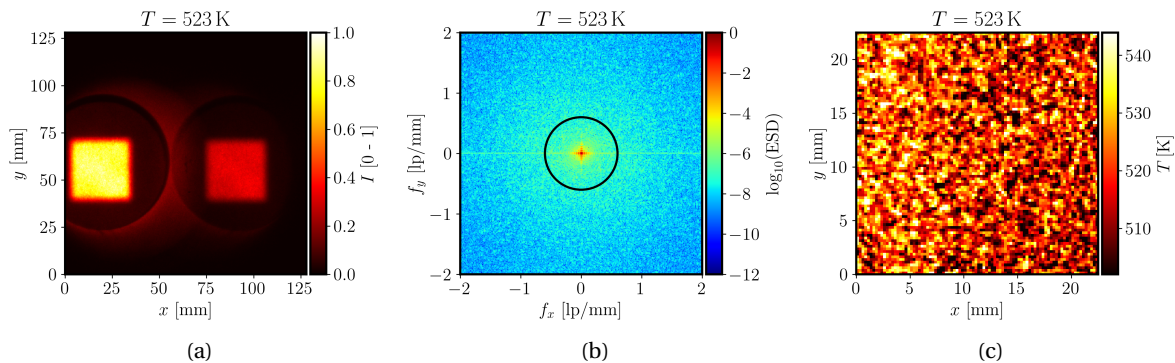


FIGURE 4.15 – Exemples de données instantanées brutes (avant tout opération de filtrage spatial), enregistrées sur la plateforme PHOENICS à 523 K. (a) Image instantanée brute normalisée de phosphorescence. (b) ESD de la même image instantanée de phosphorescence. Le cercle noir correspond à la résolution spatiale de l'image  $SR_{brute}$ . (c) Champ instantané de température à 523 K.

La figure 4.15 présente un exemple d'image instantanée de phosphorescence non filtrée (brute). Cette image est représentée dans l'espace physique sur la figure 4.15a et dans l'espace fréquentiel sur la figure 4.15b. Dans l'espace physique, cette image fait apparaître deux zones rectangulaires correspondant aux deux bandes spectrales de l'émission de phosphorescence  $\Delta\lambda_1$  et  $\Delta\lambda_2$ . La forme circulaire visible correspond à des réflexions sur les parois du four tubulaire. Observée dans l'espace fréquentiel, cette image instantanée de phosphorescence fait apparaître une zone de forte intensité au centre du spectre, pour la fréquence spatiale nulle. Cette zone contient l'information aux faibles fréquences (c'est-à-dire les formes de grande taille), dont l'intensité décroît à mesure que l'on s'éloigne du point de fréquence nulle. Le cercle noir représente la résolution spatiale de cette image instantanée. Pour des fréquences à l'extérieur du cercle noir (haute fréquence spatiale), on remarque que l'ESD est homogène à environ -10 dB, correspondant au bruit aléatoire présent sur les images instantanées de phosphorescence. Le but des opérations de filtrage spatial consiste à supprimer ce bruit haute fréquence. Enfin, la figure 4.15c représente le champ instantané de température obtenu à partir de l'image 4.15a. On remarque la présence de variation de température pixel-à-pixel importante. Elles sont la conséquence directe du bruit haute-fréquence présent sur les images brutes. La présence de bruit important rend l'exploitation des variations spatiales de température difficile. L'indicateur choisi pour rendre compte de la quantité de bruit pixel-à-pixel sur les images est l'incertitude sur la température, estimé comme l'écart-type normalisé du champ instantané de température,  $\sigma(T)/T$ . L'écart-type normalisé de ce champ instantané de température est ainsi de  $\sigma(T)/T = 2,16\%$ .

### 4.6.4 Définition théorique des filtres numériques

Dans cette section sont brièvement présentés les principes théoriques des différents filtres employés pour atténuer le bruit de grenaille des images de phosphorescence.

#### 4.6.4.1 Binning

La première stratégie de filtrage spatial largement employée dans le cadre de mesures de thermométrie de luminophores consiste à grouper des pixels du capteur ou de l'image en macro-pixels (ré-échantillonnage de l'image). On parle alors de *binning*. Si cette opération est réalisée directement sur le capteur de l'image, les pixels groupés sont alors lus ensemble et on parle de *hardware binning*. Si chaque pixel est lu séparément et que l'opération de ré-échantillonnage est effectuée durant la phase de post-traitement, on parle de *software binning*. La première stratégie procure d'importants bénéfices lorsque les images ont un faible niveau de signal (PIV [234], thermométrie de luminophores en phase gazeuse [6, 106], ...), en permettant de réduire le bruit de lecture proportionnellement au nombre de pixels regroupés, et en permettant d'augmenter la fréquence d'acquisition de la caméra. Cette technique est cependant irréversible une fois effectuée. Si la *software binning* ne permet pas la réduction du bruit de lecture, elle permet un ajustement de la taille du macro-pixel durant la phase de post-traitement des images. En calculant la somme ou la moyenne de l'intensité des pixels regroupés au sein d'un macro-pixel, cette technique de filtrage est efficace pour réduire les bruits d'origine aléatoire, tel que le bruit de grenaille, et ainsi d'augmenter le SNR (voir équations 4.10 et 4.12). Cette technique de filtrage est également largement employée pour des mesures de champs de température par thermométrie de luminophores, à l'exemple des travaux de Sutton et al. [288, 289]. Dans cette étude, on ne s'intéressera qu'au *software binning*. Il sera désigné sous le terme générique de *binning*, et sera noté  $B_x$ , où  $x$  est la taille d'un macro-pixel.

#### 4.6.4.2 Filtres convolutifs

La seconde famille des filtres spatiaux fréquemment employés (filtre moyenneur, filtre gaussien) consiste à calculer le produit de convolution discrète entre l'image  $I$  et un noyau  $\mathcal{K}$ , tel que

$$\hat{I} = I * \mathcal{K}. \quad (4.18)$$

$*$  représente le produit discret de convolution discret et  $\hat{I}$  correspond à l'image filtrée spatialement. La valeur de chaque pixel de l'image filtrée est ainsi déterminée à partir de la somme pondérée des pixels voisins. Les coefficients de pondération sont contenus dans le noyau  $\mathcal{K}$ . En variant les valeurs des poids, on peut ainsi obtenir une grande variété de filtres. On consultera les références [116, 149] pour des exemples de filtres convolutifs.

Dans cette étude, deux filtres convolutifs sont considérés. Pour le **filtre moyenneur**, le noyau  $\mathcal{K} = (k_{i,j})$  est une matrice carrée de taille  $m^2$  où tous les coefficients sont égaux et valent  $k_{i,j} = 1/m^2$ . Dans la suite, on notera  $A_x$  un filtre moyenneur de  $x$  pixels de large.

Le noyau  $\mathcal{K}$  d'un **filtre gaussien** représente une fonction gaussienne d'écart-type  $\sigma_G$  tronquée à  $4 \times \sigma_G$  [89, 310], tel que  $\mathcal{K}(n) = \exp(-\frac{1}{2}(n/\sigma_G)^2)$  [310]. Ces filtres sont notés  $G_x$  où  $x$  correspond à l'écart-type du filtre  $\sigma_G$ .

Le principal désavantage de ce type de filtre concerne la problématique de la gestion des bords de l'image, pour lesquels le produit de convolution n'est pas directement défini. Plusieurs stratégies existent pour contourner cette difficulté, sans qu'aucune ne procure de solution pleinement satisfaisante [50]. Une méthode dite de réflexion des bords de l'image est appliquée dans cette étude (*reflective mode*) [50, 310].

#### 4.6.4.3 Filtre fréquentiel de Butterworth

Le bruit haute fréquence présent sur les images peut être directement filtré dans l'espace fréquentiel (après transformée de Fourier de l'image). Dans cet espace, les basses fréquences correspondent à l'information physique de l'image, que l'on souhaite conserver, et les fréquences supérieures à la résolution spatiale de l'image correspondent au bruit pixel-à-pixel, que l'on souhaite supprimer.

La suppression directe des hautes fréquences, c'est-à-dire employer un filtre fréquentiel parfait (transmission de 100% des fréquences inférieures à la fréquence de coupure  $f_c$  du filtre et

suppression complète des fréquences supérieures), n'est pas possible. Un tel filtre a une réponse impulsionnelle spatiale infinie, qui est nécessairement tronquée du fait de la dimension finie des images [48]. La reconstruction dans l'espace physique par transformation de Fourier inverse de l'image filtrée avec un filtre parfait se traduit par l'apparition d'oscillations au niveau des forts gradients sur l'image reconstruite. Ces oscillations sont appelées *oscillations de Gibbs*, ou *ringing effect* et résultent de l'absence de hautes fréquences spatiales dans l'image. Elles ne sont pas souhaitables, la définition d'un filtre dans l'espace fréquentiel vise à s'en affranchir. Pour cela, le filtre doit conserver une certaine quantité de hautes fréquences spatiales dans l'image filtrée et ne doit pas présenter de coupure abrupte au niveau de la fréquence de coupure. En revanche, il doit atténuer progressivement les hautes fréquences.

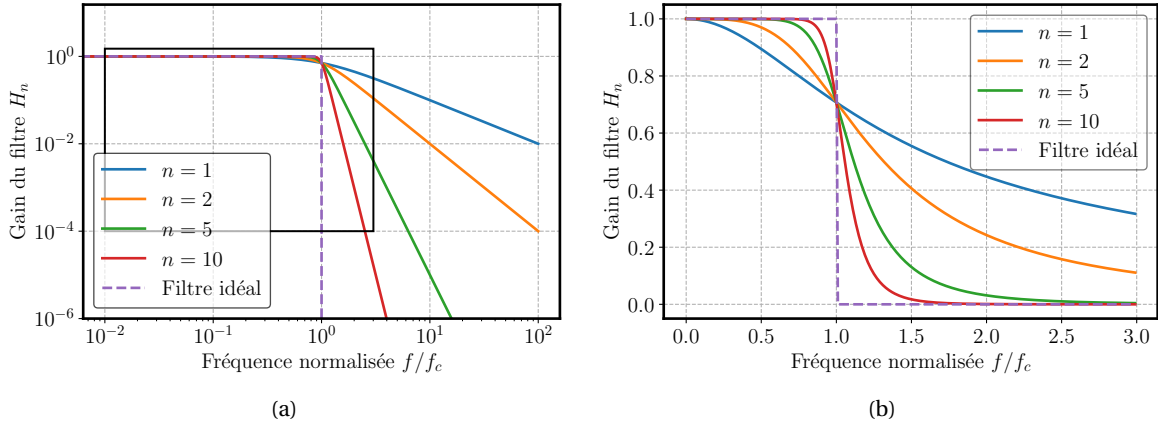


FIGURE 4.16 – Gain  $H_n$  du filtre passe-bas de Butterworth suivant la fréquence normalisée par la fréquence de coupure  $f/f_c$ , pour différents ordres  $n$  du filtre. (a) en échelle logarithmique sur une large gamme de fréquences normalisées, et (b) zoom en échelle linéaire au voisinage de la fréquence de coupure. Le rectangle noir sur la figure a représente le domaine spectral tracé sur la figure b.

Plusieurs conceptions de filtres fréquentiels existent, parmi lesquels les filtres Gaussien, de Hamming [50], de Legendre, de Tchebyscheff ou de Wiener [149]. Le filtre de Butterworth [50, 186] est largement employé dans la littérature [218, 265, 285, 328, 335]. Il présente une excellente approximation d'un filtre idéal concernant son atténuation sans en avoir pour autant les limitations [48]. Il est défini par la fonction de gain  $H_n(f_x, f_y)$  dans l'espace fréquentiel par [50]

$$H_n(f_x, f_y) = \frac{1}{\sqrt{1 + \left( \left[ \frac{f_x}{f_{c,x}} \right]^2 + \left[ \frac{f_y}{f_{c,y}} \right]^2 \right)^n}}. \quad (4.19)$$

$H_n$  est le gain du filtre passe-bas,  $n$  est l'ordre du filtre, et  $f_{c,i}$  correspond à la fréquence de coupure suivant la direction  $i$ .

Les deux principaux avantages du filtre de Butterworth sur les autres filtres passe-bas fréquentiels résident

- (i) dans le fait que la forme générale de sa réponse ne dépend pas de l'ordre du filtre (hormis la pente de l'atténuation), tout en étant exempt d'oscillations dans sa réponse [50],
- (ii) et dans son unique paramètre de contrôle  $n$  contrôlant la pente de l'atténuation [50, 218, 265].

La figure 4.21 présente la réponse du filtre de Butterworth suivant son ordre  $n$ . On note ainsi que l'atténuation des hautes fréquences par le filtre est linéaire dans le diagramme de Bode (figure 4.16a), avec une pente de  $-20 \times n$  dB par décade. La figure 4.16b illustre d'autre part l'absence d'oscillations, tant dans la bande de transmission que dans la bande bloquante du filtre. L'atténuation proche de la fréquence de coupure est plus ou moins importante suivant l'ordre du filtre. Un filtre d'ordre faible se traduira par une atténuation médiocre des hautes fréquences et une atténuation importante des faibles fréquences ( $n = 1$ ). À l'inverse, un filtre d'ordre élevé procurera

une excellente atténuation des hautes fréquences avec une atténuation mineure des basses fréquences au voisinage de la fréquence de coupure, au détriment de l'apparition d'oscillations de Gibbs (*ringing effect*) dans l'image filtrée [50]. Il a été fait le choix d'employer un filtre de Butterworth d'ordre 5 dans la suite de cette étude. Cet ordre procure de bonnes performances de filtrage (figure 4.16b) sans toutefois faire état d'oscillations de Gibbs dans les images filtrées reconstruites. À noter que cette valeur est en accord avec des valeurs communément utilisées dans la littérature [218, 265, 285, 335].

Cinq tailles de filtre de Butterworth sont implémentées dans cette étude, en modulant la fréquence de coupure  $f_c$  du filtre. Cette fréquence de coupure est définie à partir de la résolution spatiale mesurée des images brutes,  $SR_{brute}$ . Sont ainsi étudiés les filtres dont la fréquence de coupure équivaut à 40 %, 60 %, 80 %, 100 % et 120 % de  $SR_{brute}$ . On notera ainsi BUx un filtre de Butterworth dont la fréquence de coupure  $f_c$  équivaut à x fois la résolution spatiale des images brutes. Sauf mention contraire, l'ordre du filtre est égal à  $n = 5$ .

#### 4.6.4.4 Impact du filtrage sur la résolution spatiale

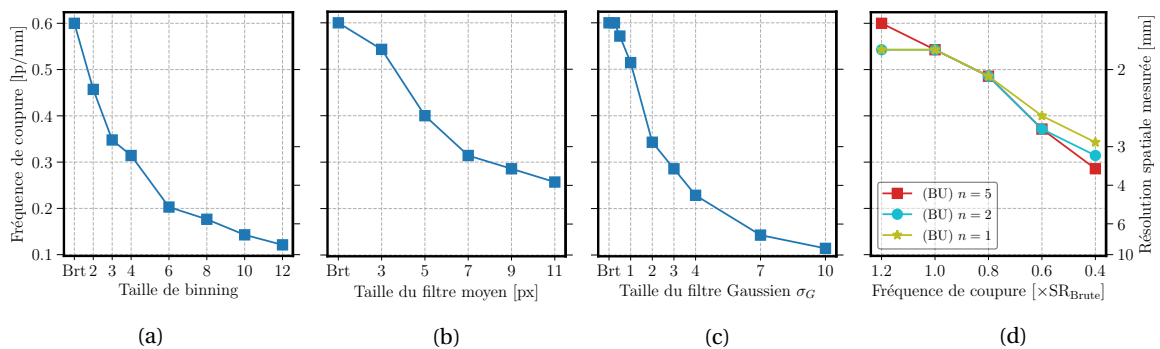


FIGURE 4.17 – Résolution spatiale mesurée en utilisant le dispositif décrit section 4.6.2.1. Les images de cutter sont préalablement filtrées (a) en les binnant (B), (b) avec un filtre moyennneur (A), (c) avec un filtre Gaussien (G), (d) avec un filtre de Butterworth (BU). Pour (d), les couleurs indiquent différents ordres  $n$  du filtre de Butterworth. "Brt" signifie "Brute".

Pour estimer l'impact des filtres sur la résolution spatiale, une étape de filtrage des images est ajoutée dans le traitement des images de cutter (section 4.6.2). Ce filtrage est réalisé avant l'extraction de la LSF et le calcul de la MTF

La résolution spatiale suivant le type et la taille du filtrage est présentée sur la figure 4.17, pour le *binning* sur la figure 4.17a, pour le filtre moyennneur sur la figure 4.17b et pour le filtre Gaussien sur la figure 4.17c. De même, la résolution spatiale pour le filtre de Butterworth est présentée sur la figure 4.17d pour ordres  $n$  du filtre et différentes fréquences de coupure.

Il apparaît clairement une diminution importante de la résolution spatiale des images filtrées par rapport aux images brutes. Ainsi, pour un *binning*  $10 \times 10$  pixels (B10), la résolution spatiale est divisée par quatre par rapport à une image brute ( $SR_{B10} = 0,143 \text{lp/mm}$  contre  $0,600 \text{lp/mm}$  pour  $SR_{brute}$ ). De même, appliquer un filtre moyennneur  $7 \times 7$  pixels sur une image conduit à une division par deux de la résolution spatiale des images filtrées par rapport aux images brutes.

#### 4.6.5 Performances individuelles des stratégies de filtrage

Les prochaines sections visent à étudier différentes stratégies permettant de réduire l'énergie spectrale contenue dans les fréquences supérieures à la résolution spatiale de l'image, assimilée à du bruit. Les étapes de filtrage mentionnées ci-après sont ajoutées à la procédure de post-traitement des images de phosphorescence (section 4.5), et sont appliquées soit aux images de phosphorescence, soit aux champs du rapport, soit directement aux champs de température.

#### 4.6.5.1 Software Binning (B)

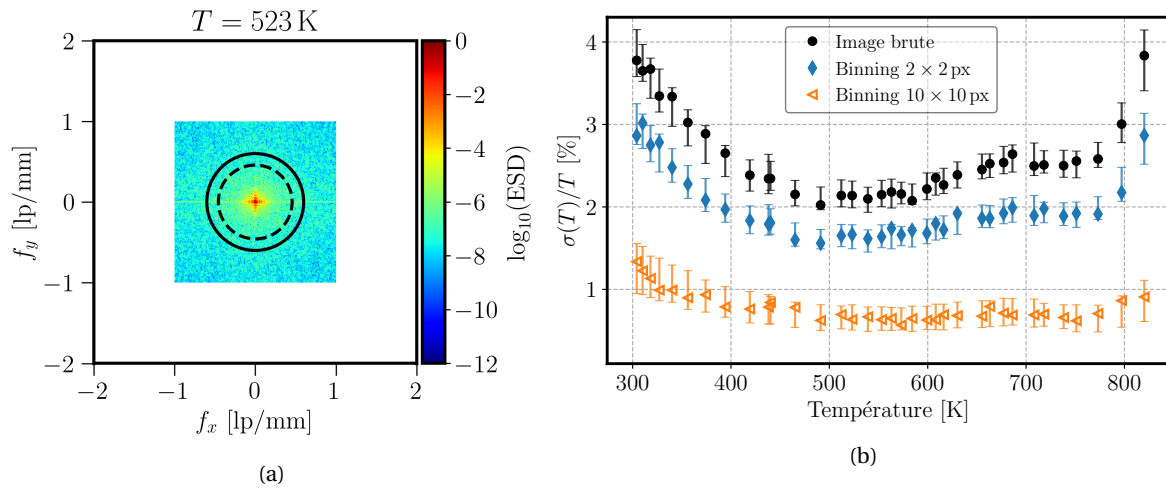


FIGURE 4.18 – Influence de l’opération de *binning* : (a) Transformée de Fourier d’une image instantanée de phosphorescence acquise à 523 K après un *binning*  $2 \times 2$  pixels. Le cercle noir continu représente la résolution spatiale de l’image originale ( $SR_{brute} = 0,60$  lp/mm) et le cercle noir en tirets représente la résolution spatiale de l’image filtrée (0,46 lp/mm). (b) Écart-type spatial d’un champ instantané de température  $\sigma(T)/T$  suivant la température pour deux tailles de *binning*. Les losanges bleus correspondent à un *binning*  $2 \times 2$  pixels (B2) et les triangles oranges à un *binning*  $10 \times 10$  pixels (10). L’opération de *binning* est réalisée sur les images de phosphorescence. Les symboles noirs correspondent à une image brute (non filtrée). Les barres d’erreur indiquent la variation de  $\sigma(T)/T$  tir-à-tir sur les 100 images instantanées (3 fois l’écart-type temporel de  $\sigma(T)/T$ ).

Le *binning* est la stratégie de filtrage spatiale la plus employée pour l’approche ratiométrique de la thermométrie de luminophores. Afin d’étudier les performances de réduction de l’écart-type de la température ( $\sigma(T)/T$ ), sept tailles de *binning* sont étudiées (correspondant à la taille du macro-pixel), B2, B3, B4, B6, B8, B10 et enfin B12.

Cette opération de *binning* est appliquée soit sur les images de phosphorescence, soit sur les champs du rapport R, soit sur les champs de température. Quelle que soit l’étape à laquelle l’opération de *binning* est effectuée, la valeur de  $\sigma(T)/T$  est sensiblement identique. Bien que l’opération de *binning* soit usuellement opérée sur les images de phosphorescence [4], l’ordre dans lequel cette opération est réalisée ne semble pas être déterminant sur l’efficacité du filtrage. Dans la suite, les résultats présentés correspondent à un *binning* des images. D’autre part, quelle que soit sa taille, cette opération de *binning* n’affecte pas la valeur finale du rapport R définissant une courbe d’étalonnage. L’écart maximal observé entre la courbe d’étalonnage obtenue à partir d’images non filtrées et la courbe d’étalonnage filtrée B12 est inférieur à 0,3 % (obtenu à la température de 850 K).

Une image instantanée de phosphorescence filtrée avec un *binning*  $2 \times 2$  pixels est représentée dans l’espace de Fourier (espace fréquentiel) sur la figure 4.18a. La procédure de *binning* entraîne un sous-échantillonnage des images. La fréquence spatiale la plus élevée contenue dans l’image diminue deux fois plus vite que la taille du macro-pixel (théorème d’échantillonnage de Nyquist-Shannon), ce qui dégrade rapidement la résolution spatiale des images (SR). La résolution spatiale suivant la taille de *binning* est représentée sur la figure 4.17a. Une décroissance monotone de la résolution spatiale suivant l’augmentation de la taille du *binning* peut être notée. Ainsi, si la résolution spatiale de l’image non filtrée vaut  $SR_{brute} = 0,6$  lp/mm, cette résolution spatiale atteint 0,35 lp/mm pour B3 et chute à 0,12 lp/mm pour B12.

L’écart-type spatial normalisé de la température en fonction de la température,  $\sigma(T)/T$ , est calculé sur une seule image instantanée à chaque température et est illustré sur la figure 4.18b. Les barres d’erreur correspondent à la variabilité tir-à-tir de  $\sigma(T)/T$  sur les 100 images instantanées acquises. Cette variabilité est définie comme trois fois l’écart-type temporel de  $\sigma(T)/T$ .

Les cercles noirs correspondent à l’écart-type  $\sigma(T)/T$  d’une image instantanée non filtrée (image

brute). Cet écart-type est compris entre 4 %, atteint à 300 K et 850 K, et 2 % atteint à 500 K. Deux tailles de *binning* B2 et B10 sont également représentées (symboles de couleur). Indépendamment de la température, on remarque que les filtrages B2 (losange bleu) et B10 (triangle orange) entraînent une réduction globale de  $\sigma(T)/T$ , jusqu'à 1,5-3 % et 0,5-1,2 %, respectivement. L'écart-type instantané est ainsi réduit d'un facteur 2,6 entre B2 et B10. Cette réduction est à rapprocher de la perte de résolution spatiale entre les mêmes tailles de filtre, qui atteint un facteur 3,2. Ces valeurs indiquent que le *binning* présente un fort impact sur la résolution spatiale des images pour des performances de filtrage médiocres.

L'amplitude des variations tir-à-tir de  $\sigma(T)/T$  (barres d'erreur sur la figure 4.18b) est comprise entre 0,6 % et 0,25 %, suivant une tendance similaire à celle de  $\sigma(T)/T$  (forte amplitude à 300 K et 800 K, amplitude plus faible à 500 K). Cette amplitude n'est pas affectée par l'opération de *binning*. Elle est en effet similaire quelque soit la taille du macro-pixel et est identique à celle observée pour les images non filtrées (barre d'erreur noire).

#### 4.6.5.2 Filtre Moyeneur (A)

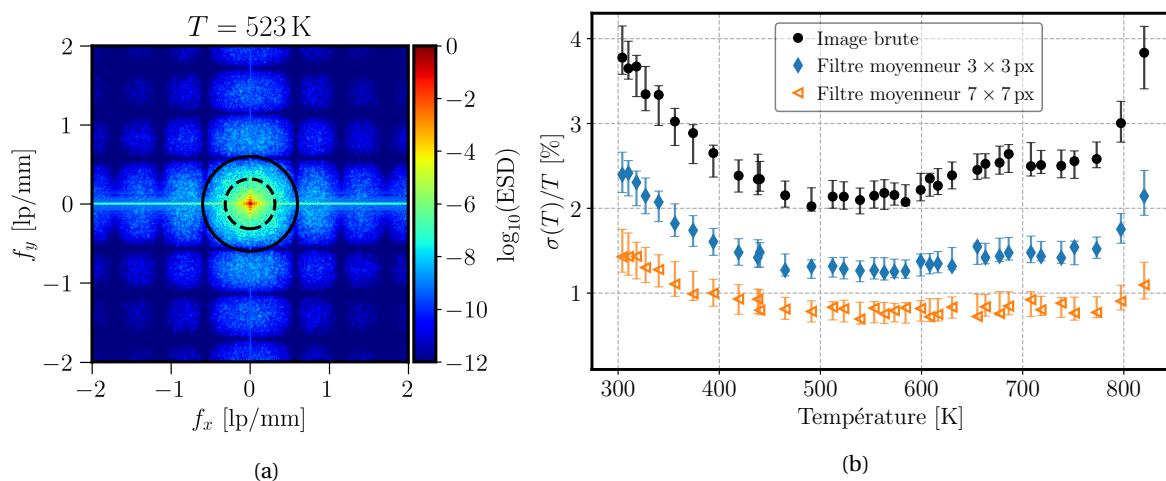


FIGURE 4.19 – Influence du filtre moyeneur : (a) Transformée de Fourier d'une image instantanée de phosphorescence acquise à 523 K après l'application d'un filtre moyeneur 7 × 7 pixels (A7). Le cercle noir continu représente la résolution spatiale de l'image originale ( $SR_{brute} = 0,60$  lp/mm). Le cercle noir en tirets représente la résolution spatiale de l'image filtrée (0,31 lp/mm). (b) Écart-type spatial d'un champ instantané de température  $\sigma(T)/T$  suivant la température pour deux tailles de filtre moyeneur. Les losanges bleus correspondent à un filtre moyeneur 3 × 3 pixels (A3). Les triangles oranges correspondent à un noyau 7 × 7 pixels (A7). Les symboles noirs correspondent à une image brute (non filtrée). Les barres d'erreur indiquent la variation de  $\sigma(T)/T$  tir-à-tir sur les 100 images instantanées (3 fois l'écart-type temporel de  $\sigma(T)/T$ ).

La seconde stratégie de filtrage spatial étudiée est l'application d'un filtre moyeneur. Ce filtre est un filtre convolutif présentant un noyau uniforme. Cinq tailles de filtre sont étudiées, d'un noyau 3 × 3 pixels (A3) à un noyau 11 × 11 pixels (A11). De façon identique au *binning*, le filtrage des images se révèle n'avoir qu'un impact marginal sur la valeur du rapport moyen R. L'étape de post-traitement à laquelle le filtre est appliqué n'a pas d'impact significatif (le même écart-type est obtenu que l'on filtre les images de phosphorescence, le champ du rapport R ou le champ de température).

La figure 4.19a représente dans l'espace de Fourier une image instantanée de phosphorescence à 523 K filtrée par un filtre moyeneur A7. Alors que l'image brute présente un bruit haute fréquence uniforme, tel qu'illustré sur la figure 4.15b, des lobes secondaires le long des axes principaux  $f_x$  et  $f_y$  sont repérables. Ces lobes latéraux sont associés à la réponse impulsionnelle du filtre moyeneur, qui contient la signature d'une fonction sinus cardinal [48]. Ces lobes entraînent des fuites importantes et non uniformes d'énergie haute-fréquence. L'énergie sur les deux axes principaux de l'espace de Fourier est partiellement et imparfaitement atténuée par le filtre moyeneur,



tandis que l'énergie des cadrons est plus fortement réduite. On note cependant que ces modulations n'interviennent que pour les fréquences supérieures à la résolution spatiale de l'image filtrée (cercle en tiret noir sur la figure 4.19a).

De manière similaire à la figure 4.18b, la figure 4.19b présente l'évolution de l'écart-type spatial de la température  $\sigma(T)/T$  calculée sur une image instantanée pour différentes températures. Par rapport à l'image non filtrée (points noirs), les performances de A3 (losanges bleus) et A7 (triangles oranges) entraînent une réduction globale de  $\sigma(T)/T$ . L'écart-type vaut 2,40 % à 520 K pour les images brutes, il diminue à 1,28 % pour un filtre A3 et jusqu'à 0,817 % pour A7.

L'amplitude des variations tir-à-tir de  $\sigma(T)/T$  est indépendante de la taille du filtre et est comprise entre 0,5 % et 0,25 % suivant la température (hauteur des barres d'erreur). Cette observation est également similaire au comportement observé sur le *binning*. On remarquera cependant que l'amplitude tir-à-tir de  $\sigma(T)/T$  pour les images filtrées est légèrement inférieure (0,05 %) à celle observée pour l'image non filtrée. Cette observation est indépendante de la taille du filtre.

#### 4.6.5.3 Filtre Gaussien (G)

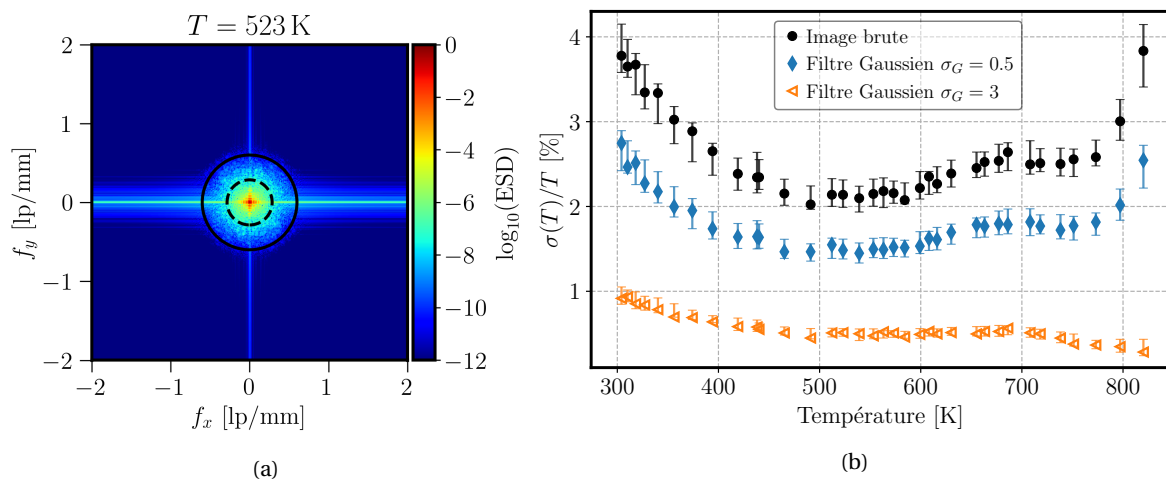


FIGURE 4.20 – Influence du filtre Gaussien. (a) Transformée de Fourier d'une image instantanée de phosphorescence acquise à 523 K après l'application d'un filtre Gaussien de largeur  $\sigma_G = 3$ . Le cercle noir continu représente la résolution spatiale de l'image originale ( $SR_{brute} = 0,60 \text{ lp/mm}$ ). Le cercle noir en tirets indique la résolution spatiale de l'image filtrée ( $0,29 \text{ lp/mm}$ ). (b) Écart-type spatial d'un champ instantané de température  $\sigma(T)/T$  suivant la température pour deux tailles de filtrage. Les losanges bleus correspondent à un filtre Gaussien de largeur  $\sigma_G = 0,5$  (G0,5). Les triangles oranges sont pour  $\sigma_G = 3$  (G3). Les symboles noirs correspondent à une image brute (non filtrée). Les barres d'erreur indiquent la variation de  $\sigma(T)/T$  tir-à-tir sur les 100 images instantanées (3 fois l'écart-type temporel de  $\sigma(T)/T$ ).

Le dernier filtre spatial étudié est également un filtre convolutif. À la différence du filtre moyennneur, les poids du noyau suivent une distribution gaussienne. La réponse impulsionnelle d'un tel filtre est également un signal gaussien [48, 50]. Ce filtre présente l'avantage d'être circulaire et symétrique, et ne présente donc pas direction privilégiée de filtrage. De plus, il décroît de façon monotone, aussi bien dans l'espace spatial que dans l'espace fréquentiel. Cette caractéristique permet de limiter les fuites de bruit. Enfin, il est séparable, c'est-à-dire que l'évaluation du produit de convolution des deux tableaux 2D que représentent l'image et le noyau peut se ramener à deux convolutions 1D [89]. Le paramètre de contrôle de ce filtre est sa largeur  $\sigma_G$ . Afin d'évaluer ses performances, les largeurs de filtre  $\sigma_G = 0,25; 0,5; 1; 2; 3; 4; 7; \text{ et } 10$  ont été employées pour filtrer la base de données d'images de phosphorescence.

La figure 4.20a présente dans l'espace de Fourier une image instantanée de phosphorescence à 523 K filtrée avec un filtre de largeur  $\sigma_G = 3$  (G3). À la différence du filtre moyennneur, ce filtre ne présente pas de fuites de bruit haute-fréquence, du fait de la décroissance monotone de sa réponse impulsionnelle (qui est une fonction gaussienne également). Les fréquences supérieures

à la résolution spatiale de l'image sont fortement atténuées, jusqu'à une réduction de l'énergie de 4 ordres de grandeur par rapport à l'image brute pour les plus hautes fréquences.

La figure 4.20b présente l'évolution en fonction de la température de  $\sigma(T)/T$ . La comparaison entre les données brutes (cercle noir) et les données filtrées avec un filtre G0,5 (losange bleu) indique que la réduction de  $\sigma(T)/T$  offerte par l'opération de filtrage est indépendante de la température, avec une réduction de  $\sigma(T)/T$  de 30 %. Cette indépendance n'est cependant pas observée pour le filtre G3 (triangle orange), où l'on observe une forte réduction de  $\sigma(T)/T$  pour les températures supérieures à 700 K.

Cette différence est attribuée au traitement des conditions limites de l'image pour tenir compte des grands noyaux de filtrage. En réduisant la gaussienne numérique à  $4 \times \sigma_G$  [89], le noyau pour G0,5 correspond à une matrice de  $5 \times 5$  pixels, contre  $25 \times 25$  pour G3, et jusqu'à  $81 \times 81$  pour G10. Pour évaluer le produit de convolution aux bords de l'image, des pixels supplémentaires sont ajoutés suivant une condition de réflexion [50]. L'ajout de ces pixels artificiels affecte la justesse du filtre gaussien, en modifiant les valeurs de  $R(T)$ , et par conséquent de  $\sigma(T)/T$ . La distorsion de l'intensité de l'image due à ce traitement spécifique des bords devient importante pour les faibles niveaux de SNR, entraînant une plus forte atténuation de  $\sigma(T)/T$ . Dans le cas présent, on note un changement de régime des particules de luminophores MFG à environ 700 K [13, 56]. Au delà de cette température, une diminution rapide du SNR des images est observée (voir les figures 4.7a et 4.11c). Cette diminution du SNR explique la tendance de  $\sigma(T)/T$  observée à haute température pour des filtres de large noyau.

L'amplitude de variation tir-à-tir de  $\sigma(T)/T$  (barres d'erreur) diminue lorsque la taille du filtre augmente. L'amplitude de la variation tir-à-tir de  $\sigma(T)/T$  est comprise entre 0,5 % et 0,25 % pour G0,5 (similaire au *binning* et au filtre moyenneur). Elle chute cependant à 0,2 % - 0,1 % suivant la température pour G3. Cet effet est également attribué à la taille importante du noyau de convolution. La large taille du noyau a un effet de moyennage important qui atténue fortement les fluctuations temporelles.

Enfin, la perte de résolution spatiale SR présentée sur la figure 4.17c est inversement proportionnelle à  $\sigma_G$ .

Si le filtre Gaussien est séduisant et procure des performances sensibles de réduction de l'incertitude sur la température  $\sigma(T)/T$ , la gestion délicate des bords de l'image peut altérer la valeur moyenne du rapport R, atténuant son bénéfice.

#### 4.6.5.4 Filtre fréquentiel de Butterworth (BU)

Plutôt que d'opérer dans le domaine spatial, le bruit haute fréquence peut être supprimé directement dans le domaine spectral. En effet, la transformée de Fourier sépare les informations basse-fréquence des informations haute-fréquence contenues dans l'image. Ce filtrage dans l'espace fréquentiel s'opère via l'implémentation d'un filtre de Butterworth, introduit dans la section 4.6.4.3.

La figure 4.21a représente dans l'espace de Fourier une image instantanée de phosphorescence à 523 K filtrée par un filtre BU0,8 d'ordre 5 (fréquence de coupure égale à 80 % de la résolution spatiale de l'image brute  $SR_{brute}$ ). Comparé à une image brute, le filtrage des fréquences supérieures à la fréquence de coupure du filtre (ici confondue avec la résolution spatiale de l'image filtrée, représentée par le cercle en tiret noir) est particulièrement notable. Ce filtrage est isotrope et ne présente pas de fuite de bruit. D'autre part, une bande d'atténuation progressive du bruit pour les fréquences légèrement supérieures à la fréquence de coupure est observée, ce qui permet de limiter l'apparition d'oscillations de Gibbs sur l'image reconstruite (en pratique, aucune oscillation n'est détectable sur l'image filtrée).

La figure 4.21b présente l'écart-type spatial d'une image instantanée  $\sigma(T)/T$  suivant la température. Deux fréquences de coupure (type de symboles) ainsi que trois ordres du filtre (couleur) sont représentés. Quelque soit la fréquence de coupure ou l'ordre du filtre, le filtre de Butterworth parvient à réduire l'incertitude sur la température. D'autre part, la fréquence de coupure a un impact prépondérant sur la réduction de  $\sigma(T)/T$  par rapport à l'ordre du filtre. Il est également inté-

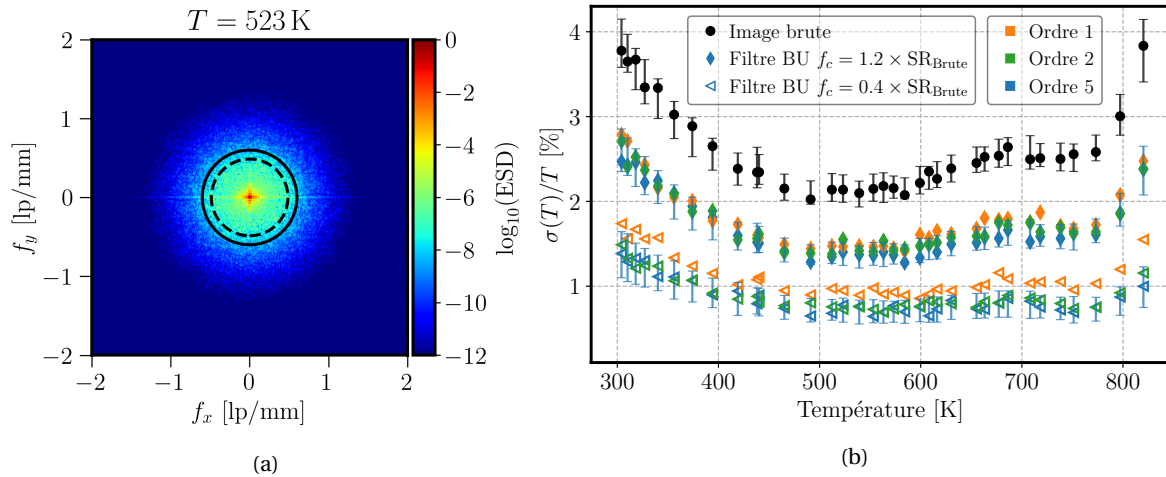


FIGURE 4.21 – Influence du filtre de Butterworth. (a) Transformée de Fourier d'une image instantanée de phosphorescence acquise à 523 K après l'application d'un filtre de Butterworth d'ordre 5 dont la fréquence de coupure équivaut à  $0,8 \times \text{SR}_{\text{brute}}$  (BU0,8). Le cercle noir continu représente la résolution de l'image originale ( $\text{SR}_{\text{brute}} = 0,60 \text{ lp/mm}$ ). Le cercle en tirets noirs indique la résolution spatiale de l'image filtrée ( $0,49 \text{ lp/mm}$ ). (b) Écart-type spatial d'un champ instantané de température  $\sigma(T)/T$  suivant la température pour un filtre d'ordre 1 (symboles oranges), un filtre d'ordre 2 (symboles verts) et un filtre d'ordre 5 (symboles bleus). Deux tailles de filtrage sont reportées. Les symboles pleins correspondent à un filtre de Butterworth dont la fréquence de coupure vaut  $f_c = 1,2 \times \text{SR}_{\text{brute}}$  (BU1,2). Les symboles creux correspondent à une fréquence de coupure de  $f_c = 0,4 \times \text{SR}_{\text{brute}}$  (BU0,4). Les symboles noirs correspondent à une image brute (non filtrée). Les barres d'erreur indiquent la variation de  $\sigma(T)/T$  tir-à-tir sur les 100 images instantanées (3 fois l'écart-type temporel de  $\sigma(T)/T$ ).

ressant de noter que l'emploi d'une fréquence de coupure supérieure à la résolution spatiale mesurée de l'image brute (BU1,2) permet une réduction significative de  $\sigma(T)/T$  par rapport à l'image brute, et ce sans perte de résolution spatiale (voir la figure 4.17d). Cette réduction de  $\sigma(T)/T$  est une justification supplémentaire de la présence significative d'énergie spectrale contributive à  $\sigma(T)/T$  à des fréquences supérieures à la résolution spatiale de l'image.

L'observation de la figure 4.21b permet également de mettre en avant la capacité de réduction de  $\sigma(T)/T$  offerte par un filtre de Butterworth d'ordre 1 inférieure à la capacité de réduction des filtres d'ordre plus élevé. Cet effet est particulièrement visible lorsque la fréquence de coupure est faible ( $f_c = 0,4 \times \text{SR}_{\text{brute}}$ ). En effet, la faible atténuation offerte par ce filtre n'atténue qu'imparfaitement l'ESD présente à des fréquences supérieures à la résolution spatiale de l'image non filtrée. Comme pour les autres filtres, l'effet du filtre de Butterworth sur  $\sigma(T)/T$  est indépendant du type de données filtrées (image de phosphorescence, champ du rapport R, champ de température).

La résolution spatiale des images filtrées est mesurée pour les différentes fréquences de coupure et les trois ordres mentionnés ci-dessus. Cette dernière est reproduite sur la figure 4.17d. La résolution spatiale diminue lorsque la fréquence de coupure diminue. L'ordre du filtre n'a qu'un impact modéré sur la résolution spatiale.

#### 4.6.6 Performances comparées des différents filtres

La figure 4.22 présente une comparaison globale des quatre stratégies de filtrage suivant la résolution spatiale mesurée (voir la figure 4.17 pour la relation entre taille de filtre et résolution spatiale). Les symboles représentent la moyenne suivant la température sur la gamme  $\Delta T = [300, 825]$  de l'écart-type spatio-temporel des champs de température, notée  $\langle \sigma(T)/T \rangle_{\Delta T}$ . Les différents filtres ont été appliqués directement aux images de phosphorescence.

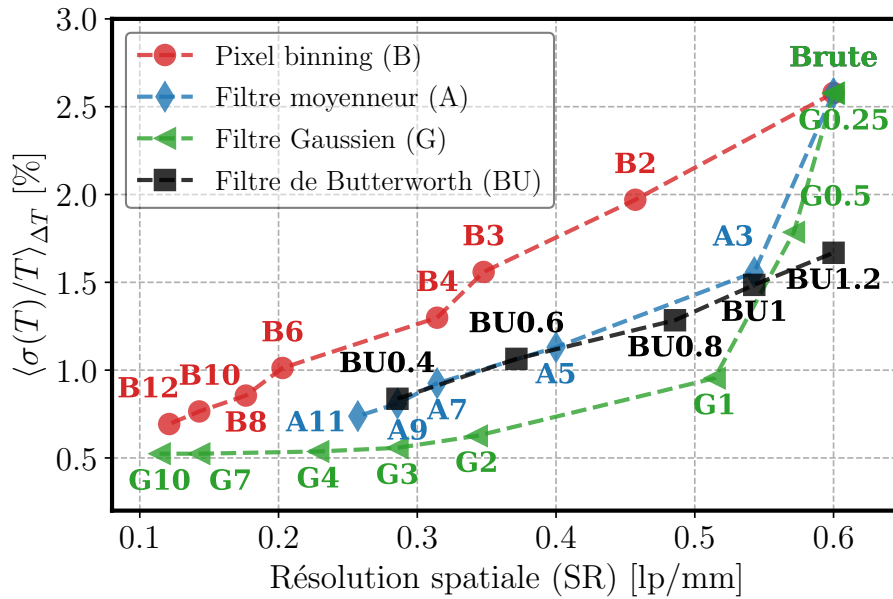


FIGURE 4.22 – Moyenne suivant la température de l'écart-type de la température  $\langle \sigma(T)/T \rangle_{\Delta T}$  suivant la résolution spatiale SR pour différentes stratégies de filtrage : binning (B, cercles rouges), filtre moyenneur (A, losanges bleus), filtre Gaussien (G, triangles verts) et filtre de Butterworth (BU, carrés noirs). Les lignes sont à titre indicatives. "Brute" correspond aux images non filtrées. Le chiffre indiqué à côté de chaque symbole correspond à la taille du filtre.

#### 4.6.6.1 Incertitude de température et résolution spatiale

**Tendances générales de chaque filtre** Comparé à l'écart-type moyen  $\langle \sigma(T)/T \rangle_{\Delta T} = 2,6\%$  et la résolution spatiale  $SR_{brute} = 0,6 \text{ lp/mm}$  des images non filtrées, une augmentation de la taille du macro-pixel pour le *binning* se traduit par une réduction linéaire de  $\langle \sigma(T)/T \rangle_{\Delta T}$  mais également par une dégradation importante de la résolution spatiale (cercle rouge). Ce taux de réduction linéaire est de  $3,9\% / [\text{lp/mm}]$ . À titre d'exemple,  $\langle \sigma(T)/T \rangle_{\Delta T}$  passe de  $2,2\%$  pour B2 à  $0,65\%$  pour B12. Dans le même temps SR passe de  $0,45 \text{ lp/mm}$  à  $0,12 \text{ lp/mm}$ .

Pour le filtre moyenneur (losange bleu), on remarque également que  $\langle \sigma(T)/T \rangle_{\Delta T}$  diminue presque linéairement suivant la résolution spatiale, avec une pente de  $2,8\% / [\text{lp/mm}]$  (de  $\langle \sigma(T)/T \rangle = 1,6\%$  et  $SR = 0,55 \text{ lp/mm}$  pour A3 à  $0,7\%$  et  $0,27 \text{ lp/mm}$  pour A11). Cette observation n'est pas valable lorsque l'on compare un filtre A3 par rapport aux images brutes. Un gain de  $40\%$  sur  $\langle \sigma(T)/T \rangle_{\Delta T}$  est ainsi offert par A3, pour une réduction de la résolution spatiale de  $10\%$  uniquement.

À l'inverse des filtres précédents, une évolution non linéaire de  $\langle \sigma(T)/T \rangle_{\Delta T}$  par rapport à SR est observée pour le filtre gaussien (triangle vert). La réduction de  $\langle \sigma(T)/T \rangle_{\Delta T}$  est significative pour les filtres étroits, avec une dégradation de la résolution spatiale limitée. On observe ainsi  $\langle \sigma(T)/T \rangle_{\Delta T} = 0,95\%$  et  $SR = 0,514 \text{ lp/mm}$  pour G1, soit une amélioration de l'incertitude de  $63\%$  pour une dégradation de la résolution spatiale de  $14\%$  seulement (par rapport à l'image brute). Cette tendance diminue pour les filtres gaussiens de taille intermédiaire (entre G1 et G3), et disparaît pour les filtres de largeur supérieure (G3, G4, G7 et G10).

Finalement, une diminution de la fréquence de coupure du filtre fréquentiel de Butterworth (carré noir) résulte dans une évolution linéaire de  $\langle \sigma(T)/T \rangle_{\Delta T}$  avec la résolution spatiale (pente de  $2,6\% / [\text{lp/mm}]$ ). Il est également intéressant de noter que l'utilisation d'une fréquence de coupure supérieure à la résolution spatiale de l'image non filtrée ( $f_c = 1,2 \times SR_{brute}$ ) entraîne une amélioration de l'incertitude moyenne sur la température de  $30\%$  par rapport à l'image non filtrée, sans perte de résolution spatiale. Cette observation met en évidence un avantage important des filtres opérants dans le domaine fréquentiel, permettant une réduction importante des plus hautes fréquences de l'image sans altérer l'information physique contenue dans les fréquences spatiales inférieures à la résolution spatiale de l'image.

**Comparaison relative des filtres** Le filtre de *binning* (B) offre les performances les plus médiocres : pour une résolution spatiale donnée, le gain sur  $\langle \sigma(T)/T \rangle_{\Delta T}$  sera plus faible avec le *binning* qu'avec les autres filtres. Ainsi, pour  $SR = 0,31$  lp/mm, employer un *binning*  $4 \times 4$  pixels permet d'obtenir une incertitude moyenne sur la température de 1,56 %, tandis que l'emploi d'un filtre de Butterworth, ou d'un filtre moyenneur permet d'atteindre une incertitude de 0,93 % sans dégradation supplémentaire de la résolution spatiale. Une valeur de 0,58 % est même accessible en utilisant un filtre Gaussien, au risque cependant d'altérer la justesse de la mesure de température. En conséquence, il apparaît que le filtrage par *binning* présente un filtrage peu adapté.

Dans le cas où l'amélioration des deux paramètres est primordiale, le filtre BU1,2 représente la stratégie idéale. En effet, ce filtre permet une réduction de  $\langle \sigma(T)/T \rangle_{\Delta T}$  de 40 % sans réduction de la résolution spatiale. Si une dégradation de la résolution spatiale est acceptable (10 %), les filtres A3, BU1 et G0,5 présentent des performances similaires. Les filtres plus larges permettent une amélioration plus limitée de l'incertitude sur la température, mais au prix d'une forte dégradation de la résolution spatiale. Enfin, l'emploi d'un filtre gaussien supérieur à G1 (G1 exclu) est déconseillé, ce dernier pouvant induire une erreur systématique supplémentaire importante en modifiant la valeur moyenne du rapport R (voir la courbe G3 à haute température sur la figure 4.20b).

#### 4.6.6.2 Efficacité de filtrage dans le domaine spectral

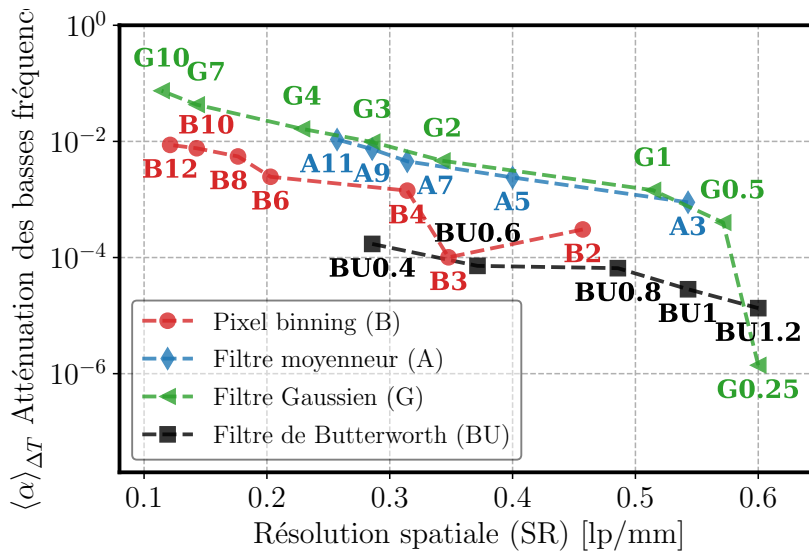


FIGURE 4.23 – Paramètre d'atténuation des basses fréquences spatiales  $\langle \alpha \rangle_{\Delta T}$  moyenné sur la gamme de température  $\Delta T = [300, 825]$  suivant la résolution spatiale SR pour le *binning* (cercles rouges), le filtre moyenneur (losanges bleus), le filtre Gaussien (triangle verts) et la filtre de Butterworth (carrés noirs). Les lignes guident les yeux.

Le but de la procédure de filtrage est d'éliminer le bruit pixel-à-pixel contenu dans les images de phosphorescence. Comme cette source de bruit est produite à de petite échelles (ou haute-fréquence), elle peut être estimée dans l'espace de Fourier comme l'énergie spectrale supérieure à la résolution spatiale des images. Ainsi, un filtre idéal réduirait sélectivement l'énergie du bruit tout en conservant l'information physique à basse-fréquence. Afin d'estimer les performances d'un filtre dans le domaine spectral, deux métriques  $\alpha$  et  $\beta$  sont définies comme suit

$$\alpha = 1 - \frac{\int_0^{SR} ESD_i(f) df}{\int_0^{SR} ESD_1(f) df}, \text{ et} \quad (4.20)$$

$$\beta = \frac{\int_{SR}^{SH} ESD_i(f) df}{\int_{SR}^{SH} ESD_1(f) df}. \quad (4.21)$$

$I$  est l'image brute non filtrée,  $\hat{I}$  correspond à l'image filtrée, ESD est la densité spectrale d'énergie (équation 4.17), SR est la résolution spatiale mesurée de l'image filtrée et SH est la fréquence de Shannon ( $SH = 0,5lp/px$ ).  $\alpha$  donne une indication sur l'atténuation des basses fréquences, et converge vers 0 pour un filtre passe-bas idéal (aucune atténuation des basses fréquences).  $\beta$  rend compte du filtrage des hautes fréquences. Il vaut 1 si aucun filtrage n'est réalisé et tend également vers 0 pour un filtre idéal, signifiant une suppression complète du bruit haute fréquence.

La figure 4.23 présente l'évolution de  $\langle\alpha\rangle_{\Delta T}$  en fonction de la résolution spatiale mesurée pour les différentes stratégies de filtrage. Pour l'ensemble des stratégies de filtrage, on observe une augmentation de  $\langle\alpha\rangle_{\Delta T}$  lorsque la résolution spatiale diminue, c'est-à-dire quand l'intensité du filtrage augmente (augmentation de la taille du noyau de convolution ou réduction de la fréquence de coupure). L'augmentation de la métrique  $\langle\alpha\rangle_{\Delta T}$  indique que l'opération de filtrage affecte l'information physique aux basses fréquences spatiales. En d'autres termes, plus l'intensité du filtrage est élevée, plus la déformation spectrale des images est importante. Cette atténuation spectrale provoque un effet de flou sur l'image dans le domaine physique.

Le filtre fréquentiel de Butterworth (BU) démontre d'excellentes performances, avec  $\langle\alpha\rangle_{\Delta T} \approx 10^{-4}$  quelque soit la taille de filtrage. À l'inverse, les filtres (G) et (A) ont de bonnes capacités de filtrage concernant la réduction de l'incertitude de mesure sur la température  $\sigma(T)/T$  (figure 4.22), mais cette caractéristique se fait au détriment d'une dégradation importante du contenu basse fréquence car  $\langle\alpha\rangle_{\Delta T} \approx 10^{-3} - 10^{-2}$ . Cette altération est principalement due à la forme de la réponse impulsionnelle de ces deux filtres. Dans le domaine fréquentiel, ces réponses impulsionnelles sont respectivement une Gaussienne et un sinus cardinal [48, 89]. Le profil de la bande de transmission de ces filtres est loin d'un profil en créneau, induisant dès lors d'importantes atténuations des faibles fréquences. On note enfin que le binning s'intercale entre le filtre moyen et le filtre fréquentiel de Butterworth. D'autre part, la valeur de la métrique  $\alpha$  est faiblement dépendante de la température (non montré).

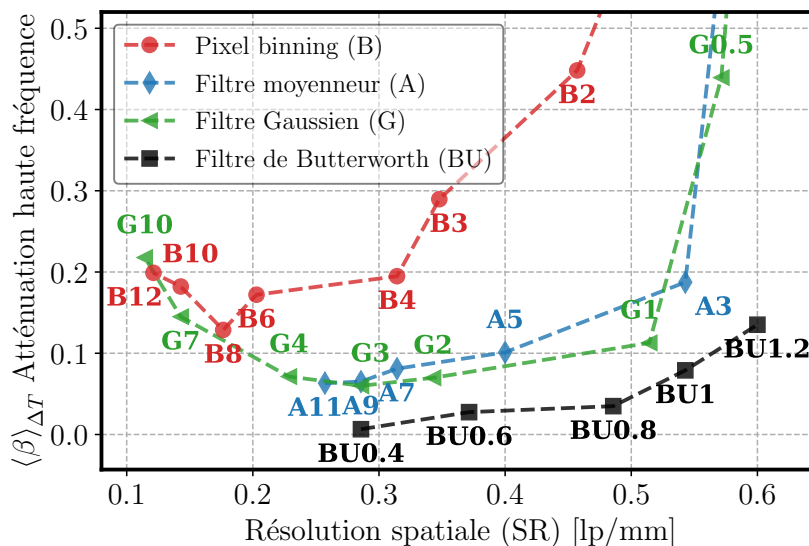


FIGURE 4.24 – Paramètre d'atténuation des hautes fréquences spatiales  $\langle\beta\rangle_{\Delta T}$  moyenné sur la gamme de température  $\Delta T = [300, 825]$  suivant la résolution spatiale SR pour le binning (cercles rouges), le filtre moyeneur (losanges bleus), le filtre Gaussien (triangle verts) et le filtre de Butterworth (carrés noirs). Les lignes guident les yeux.

La figure 4.24 présente l'évolution de  $\langle\beta\rangle_{\Delta T}$  pour l'ensemble des stratégies de filtrage. La valeur de  $\beta$  diminue avec l'augmentation de l'intensité de filtrage. Cela indique une atténuation efficace du contenu haute-fréquence, et donc une réduction effective du bruit. Le filtre B présente les performances les plus médiocres, avec une atténuation plus faible que celle offerte par les autres stratégies. L'efficacité d'atténuation est comprise entre environ 55 et 80 %. Le filtre BU conduit à des valeurs presque idéales de  $\langle\beta\rangle_{\Delta T}$  ( $\langle\beta\rangle_{\Delta T} = 6,5 \times 10^{-2}$  pour BU0,4) tout en ayant une faible dégra-

dation de la résolution spatiale (BU1,2 et BU1). Les filtres (A) et (G) présentent des performances intermédiaires, avec  $\langle\beta\rangle_{\Delta T}$  légèrement inférieur à 0,2. Le filtre moyenneur est cependant légèrement moins performant que le filtre Gaussien, principalement en raison d'importantes fuites de bruits liées aux lobes secondaires de sa réponse impulsionnelle (voir figure 4.19a). Une exception est faite pour les filtres Gaussiens les plus larges ( $> G3$ ), où  $\langle\beta\rangle_{\Delta T}$  augmente. Cela peut être attribué aux lignes d'artefact apparaissant dans la réponse impulsionnelle du filtre, dû à la discrétisation cartésienne des images, et également aux effets de bords qui deviennent prépondérants à mesure que la largeur du noyau convolutif augmente. La dépendance à la température de  $\langle\beta\rangle_{\Delta T}$  est de l'ordre de  $\pm 0,05$  autour de la valeur moyenne pour les filtres A, G et B, indépendamment de la résolution spatiale. À l'inverse, cette dépendance à la température est négligeable pour le filtre de BU, avec une variation de l'ordre de  $\pm 0,01$  (non montré). Cela signifie que les performances de filtrage du filtre de Butterworth ne sont pas affectées par le niveau de signal (SNR) sur les images.

Il ressort de ces différentes comparaisons que le filtre de Butterworth présente des performances supérieures aux autres filtres sous tous les aspects considérés. L'emploi d'un filtre de Butterworth dont la fréquence de coupure est supérieure à la résolution spatiale des images permet de réduire l'écart-type spatial d'un champs instantané de température sans dégradation de la résolution spatiale et avec une atténuation limitée des basses fréquences spatiales contenant l'information utile des images. En conséquence, ce filtre a été employé pour filtrer les images de phosphorescence enregistrées sur le banc CENTOR, tel que mentionné dans la section 4.5.

## 4.7 Validation : mesure de gradients de température

L'implémentation et le développement de la thermométrie de luminophores vise à réaliser des mesures de champs de température de parois dans des configurations de FWI et FCAI sur le banc CENTOR. On souhaite donc s'assurer que le dispositif expérimental permet d'estimer un gradient temporel et spatial de température (mesure instationnaire de température).

### 4.7.1 Dispositif expérimental

#### 4.7.1.1 Pièce refroidie par eau

Pour produire un gradient de température, une pièce métallique cylindrique (inox 304) spécifique est développée. Un canal est percé derrière une face de la pièce, le long d'un diamètre. Le diamètre interne de ce canal cylindrique est égal à 4 mm et l'épaisseur minimale de métal entre la surface extérieure de la pièce et le canal est 2 mm. Un système de tuyaux permet une circulation d'eau froide dans le canal. Ce système permet de placer la pièce dans le four tubulaire (voir la figure 4.4).

#### 4.7.1.2 Protocole expérimental

La face de la pièce métallique est recouverte de luminophores (voir la section 4.3.3) avant d'être portée à une température stabilisée de 770K dans le four tubulaire. La circulation d'eau à 290K est brusquement allumée une fois la stabilisation thermique de la pièce atteinte. Cette circulation d'eau induit un brusque refroidissement de la paroi de la pièce d'étude le long du canal, avant un refroidissement progressif de l'ensemble de la pièce. L'instant où la circulation d'eau est initiée est noté  $t_0$ . Le débit d'eau circulant dans le canal est mesuré à l'aide d'un rotamètre et atteint 125 L/min.

Le champ de température de surface de la pièce est mesurée par thermométrie de luminophores en utilisant la caméra (voir la section 4.3.6.1). Deux filtres optiques passe-bande sont placés devant le doubleur d'image (Semrock 660/13 et Semrock 642/10). Le démarrage de acquisition commence 30s avant  $t_0$ . Le champ de température est obtenu via les étapes décrites dans la sec-

tion 4.5. Les images sont filtrées spatialement en employant un filtre fréquentiel de Butterworth d'ordre 5 dont la fréquence de coupure est  $f_c = 1,2SR_{brute}$ , soit  $f_c = 0,72lp/mm$ .

Quatre exemples de champs instantanés de température sont représentés sur la figure 4.25. Avant l'allumage de la circulation d'eau, le champ de température mesuré est homogène (figure 4.25a). Une trace sur la circulation d'eau apparaît dès 1 s après son allumage (figure 4.25b), tandis que la trace thermique du tuyau est visible 3 s après le début de la circulation d'eau (figure 4.25c). Le refroidissement progressif de la surface de la pièce métallique est enfin notable en comparant les instants  $t_0 = 3$  s et  $t_0 = 10$  s (figure 4.25d).

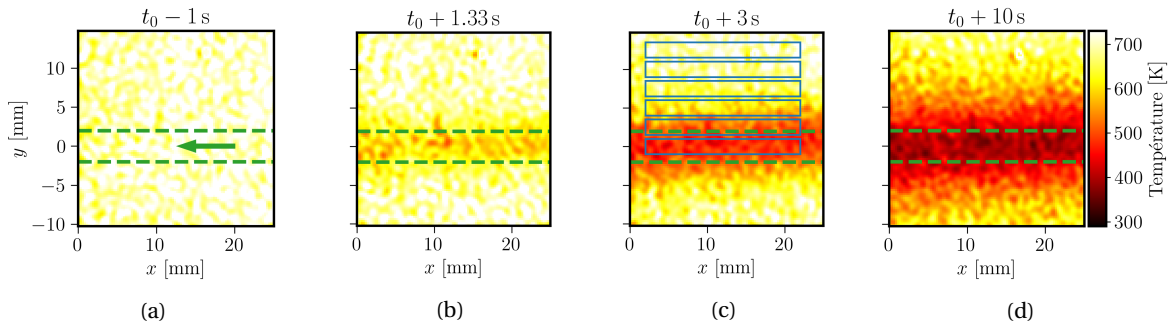


FIGURE 4.25 – Champs instantanés de température de surface de la pièce refroidie par eau placée dans le four de la plateforme PHOENICS. (a)  $t_0 - 1$  s, (b)  $t_0 + 1,33$  s, (c)  $t_0 + 3$  s, (d)  $t_0 + 10$  s.  $t_0$  indique le début de circulation de l'eau dans le tuyau. La circulation de l'eau dans le canal (repéré par les lignes vertes) se fait de la droite vers la gauche (comme indiqué par la flèche verte). L'indice  $y = 0$  mm correspond à l'axe du canal. Les rectangles bleus représentent les six zones d'intérêt extraites et moyennées spatialement, tracées sur la figure 4.26a.

#### 4.7.2 Réponse spatiale et temporelle de la PT

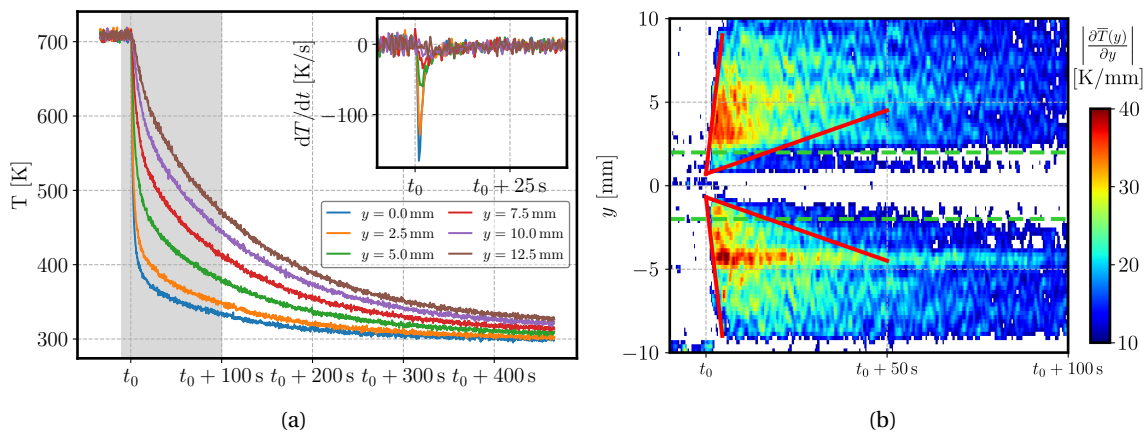


FIGURE 4.26 – Évolution temporelle et spatiale de la température à la surface de la pièce refroidie par eau. L'instant  $t_0$  indique de début de la circulation d'eau dans la pièce. (a) Évolution temporelle de la température locale de la surface de la pièce refroidie par eau placée dans le four de la plateforme PHOENICS. Chaque courbe correspond à la température moyennée spatialement dans un rectangle représenté sur la figure 4.25c. L'encart représente la dérivée temporelle de la température de chaque zone centrée sur  $t_0$ . La zone grisée correspond aux limites temporelles pour lesquelles la dérivée spatiale est tracée sur la figure b. (b) Carte représentant la valeur absolue du gradient de température de la température moyennée suivant  $x$ , soit  $\left| \frac{\partial T(y)}{\partial y} \right|$  (colorbar) de la pièce refroidie par eau en fonction de la position verticale  $y$  (axe vertical) et du temps (axe horizontal). Les tirets verts indiquent la position du tuyau.

Pour estimer la réponse temporelle du dispositif de PT, six zones d'intérêt sont extraites des champs instantanés de température, tel que représenté par les rectangles bleus tracés sur la figure 4.25c. Chaque zone mesure 2 mm de haut par 20 mm de large. La température instantané



sur chacune de ces zones est moyennée spatialement et tracée en fonction du temps sur la figure 4.26a.

Pour  $t < t_0$ , la température des six zones est homogène sur la pièce. On observe une chute de température de la zone centrée en  $y = 0$  mm, correspondant à la position du tuyau, dès  $t_0 + 1$  s, soit trois images après l'enclenchement de l'eau de refroidissement. L'incertitude sur la détermination de  $t_0$  est estimée à  $\pm 0,3$  s (une image). L'encart de la figure 4.26a illustre le gradient temporel de la température sur chacune des zones. On note que, malgré la faible résolution temporelle offerte par le technique, un gradient temporel de température de  $-165$  K/s est observable à  $t = t_0 + 1$  s. À mesure que l'on s'éloigne de l'axe du canal, l'intensité du gradient diminue (conduction de la température suivant l'axe  $y$ ). Ce gradient temporel est important dans les premières 5 s suivant  $t_0$  avant de devenir inférieur à la résolution temporelle offerte par le dispositif (gradient temporel noyé dans le bruit). Enfin, la température de la pièce converge en bloc vers un équilibre thermique, où un gradient thermique vertical demeure observable entre le centre de la pièce ( $y = 0$  mm) et son extrémité ( $y = 12,5$  mm). Au centre de la pièce, la température avoisine la température de l'eau de refroidissement (300 K) tandis qu'une température moyenne de 325 K est relevée pour  $y = 12,5$  mm. À noter que l'expérience a été répétée trois fois en convergeant vers des résultats similaires.

Cette configuration de tuyau de refroidissement par eau permet également d'estimer les gradients de température spatiaux. À l'établissement du profil de température dans les premiers instants ( $t < t_0 + 1$  s) près, la géométrie du problème est invariante suivant l'axe  $x$  (axe du tuyau). la température est donc moyennée suivant l'axe  $x$  pour construire des profils de température instantanés dépendant de la variable  $y$  (profils de température verticaux),  $\bar{T}(y)$ . La dérivée suivant  $y$  de ces profils instantanés  $\left| \frac{\partial \bar{T}(y)}{\partial y} \right|$  est ensuite estimée via un schéma aux différences finies centré d'ordre 2. Cette dérivée est tracée suivant le temps sur la figure 4.26b. Bien que bruitée, cette représentation temporelle de l'intensité du gradient spatial de température permet de mettre en évidence l'absence de gradients spatiaux pour  $t < t_0$ . D'autre part, entre les instants  $t_0$  et  $t_0 + 30$  s, des gradients spatiaux jusqu'à 40 K/mm sont notés dans deux zones symétriques de part et d'autre du canal (guides rouges). La pièce se refroidit ainsi par son plan milieu. Au centre de la pièce, la température tend progressivement vers la température de l'eau de refroidissement.

Cette mesure préliminaire vient confirmer la capacité du montage de thermométrie de luminophores à réaliser des mesures de champs instantanés de température. Elle vient confirmer la possibilité de mesurer des gradients thermiques jusqu'à 165 K/s et 40 K/mm dans une configuration instationnaire.

## 4.8 Reproductibilité des mesures

### 4.8.1 Étalonnage

La reproductibilité d'une courbe d'étalonnage est estimée en comparant deux courbes d'étalonnages établies aux mêmes conditions à 12 mois d'intervalle. Ces courbes ont été établies en utilisant le jeu de filtres de référence,  $(FS)_{\text{ref}} = ([630, 11], [658, 20])$  (voir la section 4.4). Ces deux courbes d'étalonnage sont présentées sur la figure 4.27, où chaque couleur correspond à un jeu de données.

Les deux courbes d'étalonnage  $R(T)$  présentent une tendance générale similaire. Un écart sur les valeurs du rapport  $R$  de l'ordre de 2 % pour  $T < 700$  K et jusqu'à 5 % à 850 K (pointillé rouge) est cependant observé entre les deux courbes. Un écart est également notable concernant l'écart-type du rapport  $\sigma(R)/R$ , ce dernier présentant des valeurs de l'ordre de 4 % pour le jeu de données 2 ( $T < 700$  K), contre 5 à 6 % pour le jeu de données 1.

Cet écart sur la valeur du rapport  $R$  est expliqué par la position du miroir dichroïque à travers lequel l'un des deux signaux de phosphorescence est collecté. La présence de ce miroir induit une atténuation du signal qui le traverse. Cette atténuation est fortement dépendante de l'angle du miroir. La déformation spatiale locale induite par cette optique est corrigée au cours du post-

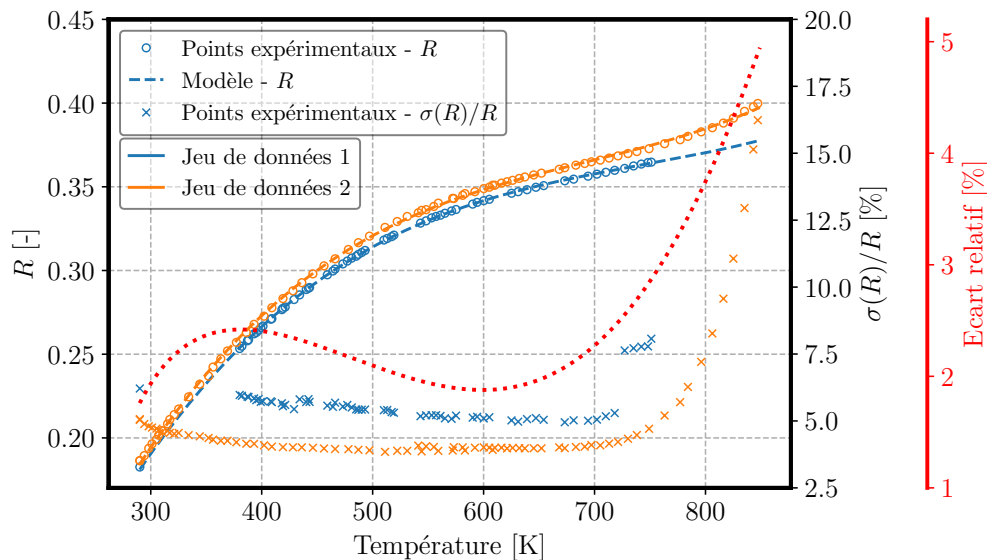


FIGURE 4.27 – Reproductibilité de l'étalonnage de la thermométrie de luminophores établie sur la plateforme PHOENICS. Chaque couleur correspond à un jeu de données expérimentales établies à 12 mois d'écart. L'axe de gauche correspond aux valeurs expérimentales du rapport  $R$  (cercles creux) et au modèle polynomial (tirets), tandis que l'écart-type  $\sigma(R)/R$  (croix) est représenté sur l'axe de droite intérieur. L'écart relatif entre les deux courbes d'étalonnage (calculé en utilisant le modèle polynomial) est représenté en pointillés rouges sur l'axe de droite extérieur.

traitement des images, mais cette correction ne modifie pas la valeur moyenne de l'image (voir les sections 4.5 et A.3.3). Une légère variation de l'angle de ce miroir est donc de nature à entraîner une erreur systématique sur la valeur du rapport  $R$ . L'écart constant de 2 % entre les deux courbes d'étalonnage est donc attribué à une légère variation de l'angle du miroir dichroïque. La sensibilité de la valeur du rapport  $R$  mesuré à la position de cette optique est une limitation forte quant à la justesse de l'approche ratiométrique de la PT. Cette limitation de la justesse se manifeste d'une part dans la reproductibilité de l'établissement d'une courbe d'étalonnage, et d'autre part dans la justesse des mesures de température par inversion d'une courbe d'étalonnage.

L'écart entre les deux jeux de données sur l'écart-type  $\sigma(R)/R$  s'explique par le fait que le rapport signal-à-bruit (SNR) du jeu 2 est 20 % supérieur par rapport à celui du jeu 1. Le niveau de signal plus élevé améliore la précision sur la température (équation 4.9), et donc *in fine* l'écart-type sur le rapport  $r$ .

#### 4.8.2 Champs de température en présence de flamme

La reproductibilité de la mesure de champs de température est estimée en comparant deux champs de température de paroi enregistrés en conditions réactives à plusieurs jours d'intervalle ( $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$ ,  $\phi = 0,9$ ,  $M = 0,5$ ,  $T_{w,b} = 423 \text{ K}$  et  $T_{air,p} = T_{air,f} = 290 \text{ K}$ ).

Pour ce taux de soufflage inférieur à 1, un gradient de température vertical d'environ 80 K est observé sur les 27 mm de hauteur de la ROI. L'exploitation physique de ces champs de température est menée dans la section 5.3. On note une grande similitude visuelle entre ces deux champs de température. La figure 4.28c présente plus spécifiquement l'écart relatif entre ces deux jeux de données. L'écart moyen est de 0,5 %, en s'échelonnant de -3,5 % à +4 %. La trace du gradient de température n'est pas visible sur la figure d'écart relatif. Ce bon accord global entre les deux champs moyens indique la robustesse de la mesure et vient confirmer la capacité du banc CENTOR à reproduire des conditions thermiques répétables entre différents essais. Les fluctuations observables sur la figure 4.28c sont attribuées à deux causes expérimentales. La première provient d'une erreur systématique due à un léger défaut d'alignement entre les signaux de phosphorescence collectés. Ce léger désalignement peut expliquer certains motifs visibles sur la figure 4.28c. La seconde cause est la présence de fluctuations instantanées ("tir-à-tir") sur les images de phos-

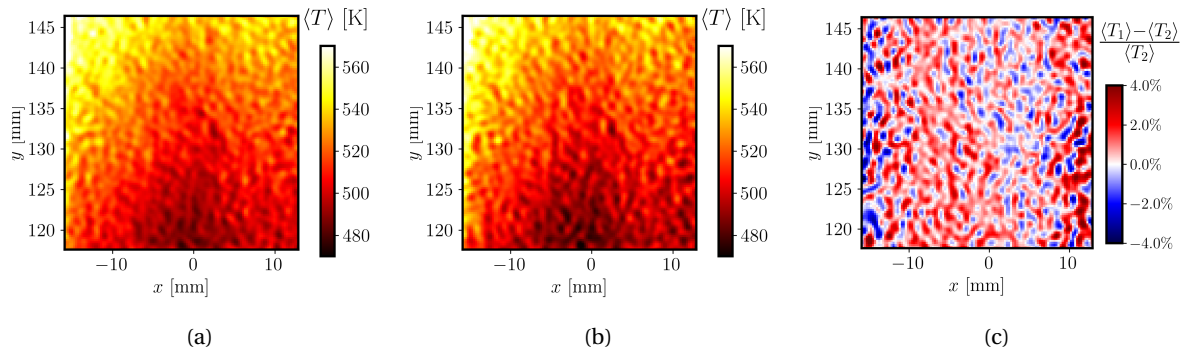


FIGURE 4.28 – Illustration de la reproductibilité des mesures de champs de température sur le banc CENTOR par PT. Les champs moyens de température  $\langle T \rangle$  (a-b) sont extraits pour deux jeux de données établis aux mêmes conditions expérimentales ( $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$ ,  $\phi = 0,9$  et  $M = 0,5$  ainsi que  $T_{wb} = 423 \text{ K}$ ), tandis que la figure (c) présente l'écart relatif entre les deux champs moyens de température, calculé comme  $(\langle T_2 \rangle - \langle T_1 \rangle) / \langle T_2 \rangle$ . Le système d'axe employé est celui du banc CENTOR, tel que précisé sur la figure 2.5.

phorescence imparfaitement atténuées par l'opération de moyenne temporelle. Ces fluctuations résultent du *beam steering*, notamment à la traversée de la branche libre de la flamme (fort gradient d'indice de réfraction). Ce *beam steering* induit une légère erreur tir-à-tir sur l'alignement des deux signaux de phosphorescence, et est également de nature à atténuer l'intensité de phosphorescence collectée localement (diminution du SNR, et donc dégradation de la précision de mesure).

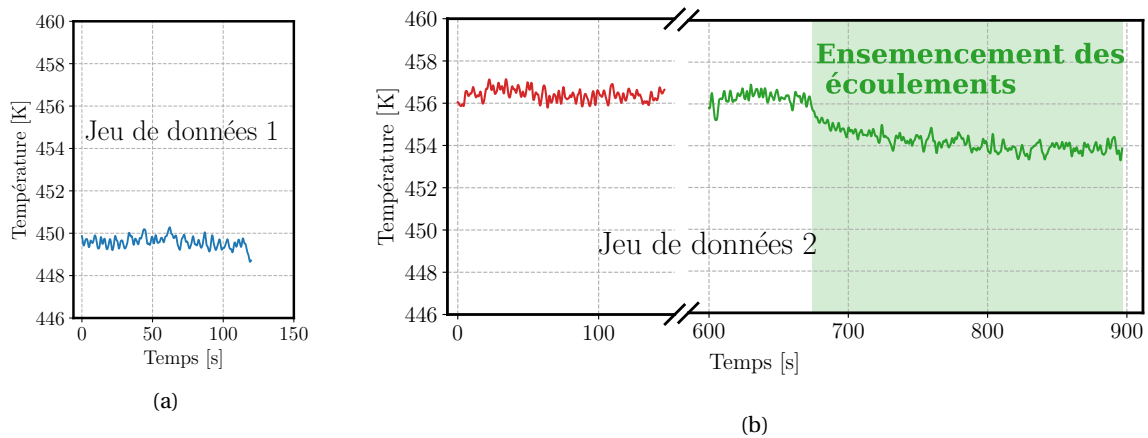


FIGURE 4.29 – Reproductibilité de la mesure de température de paroi sur le banc CENTOR-F. La température de la paroi est mesurée par PT sur une zone rectangulaire située en  $x = -5 \text{ mm}$  et  $y = 100 \text{ mm}$ , de  $10 \text{ mm}$  de largeur et  $20 \text{ mm}$  de hauteur. Les conditions expérimentales sont  $\dot{m}_p = 20 \text{ g/s}$ ,  $\phi = 0,9$ ,  $M = 1$ , ainsi que  $T_{wb} = 423 \text{ K}$ . La figure (a) correspond à un jeu de données acquis en juillet 2021, sans ensemençer les écoulements et avec une température d'injection d'air de  $T_{air,p} = T_{air,f} = 290 \text{ K}$ . La figure (b) correspond à un jeu de données acquis en décembre 2021 pendant une campagne de mesure couplée avec la PIV. La température d'injection d'air vaut  $T_{air,p} = T_{air,f} = 300 \text{ K}$ . L'aire verte indique la partie de la mesure durant laquelle les écoulements sont ensemençés.

En complément de la reproductibilité spatiale des mesures de température, la stabilité temporelle de la mesure de température sur le banc CENTOR-F est présentée à travers la figure 4.29. La moyenne spatiale de champs de température a été calculée pour deux jeux de données. Le premier jeu présenté sur la figure 4.29a a été établi en juillet 2021 en imposant une température d'injection d'air de  $T_{air,p} = T_{air,f} = 290 \text{ K}$ . Ce jeu de données est obtenu au cours d'une campagne expérimentale sans ensemençement des écoulements. Le revêtement de luminophores sur la paroi d'étude est donc exempt de toute trace de zirconium. Le second jeu de données (figure 4.29b)

provient d'une campagne de mesures couplées PLIF-OH, PT et PIV réalisée en décembre 2021. La température d'injection d'air est de  $T_{air,p} = T_{air,f} = 300\text{K}$ . Pour ce jeu de données, une couche de zirconium s'est déposée sur la paroi d'étude, en recouvrant les particules de luminophores. Cela a pour conséquence une réduction du SNR. Cette réduction du SNR est compensée par une augmentation de l'énergie laser d'excitation. D'autre part, pour ce second jeu de données, deux acquisitions sont reportées. La première courbe correspond à une acquisition avant ensemencement des écoulements (courbe rouge), tandis la seconde courbe (courbe verte) correspond aux acquisitions pour lesquelles les écoulements sontensemencés. Cet ensemencement est effectif dans la zone figurée en vert sur la figure 4.29b. Ces champs de température sont établis pour des conditions expérimentales de  $\dot{m}_p = 20\text{g/s}$ ,  $\phi = 0,9$ ,  $M = 1$ , ainsi que  $T_w_b = 423\text{K}$ .

On note tout d'abord que, hors présence d'ensemencement des écoulements, la température de paroi est constante au cours du temps, et ce pour les deux jeux de données (courbes et rouge). Un décalage constant de  $\approx 7\text{K}$  est cependant observé entre ces deux campagnes de mesures. Les données les plus anciennes présentent une température inférieure aux données de décembre 2021. Ce écart s'explique principalement par la différence de  $10\text{K}$  sur la température des gaz frais, que ce soit l'écoulement principal ou le film d'air.

L'ensemencement des écoulements en particules d'oxyde de zirconium se traduit par une diminution de  $2\text{K}$  de la température moyenne mesurée de la surface de la paroi. Cette modification est mineure et n'est en l'absolu pas significative. Cette légère diminution s'explique par le fait que les ensemenceurs employés ne sont pas calorifugés, et ne sont pas donc à la température d'injection des gaz frais. Ces ensemenceurs ne sont pas préchauffés, à la différence du reste des lignes d'air. Leur température est plus faible (température ambiante). La modification du circuit fluide provoquée par l'ensemencement des écoulement se traduit alors par une modification légère de la température d'injection des gaz dans le brûleur CENTOR. Cette légère modification de température d'injection est négligeable pour l'écoulement principal, en raison de débits plus importants et d'une longueur de tuyauterie en aval des ensemenceurs importante. Elle est cependant plus importante pour la température du film d'air. Le débit traversant la ligne d'ensemencement est faible, ce qui entraîne une diminution de la température d'injection du film d'air. L'impact de l'ensemencement sur la température de paroi pourrait également s'expliquer par une modification légère de la structure de flamme induite par la présence de zirconium. Il a cependant été montré dans la section 3.4.2.3 que l'ajout de particules de zirconium est thermiquement négligeable. L'augmentation de la résistance thermique de la paroi induite par la présence d'un dépôt de zirconium peut également participer à cette diminution de température de paroi.

## Conclusion

Ce chapitre présente le développement et l'application de la méthode ratiométrique de la thermométrie de luminophores en vue de mesurer de température de paroi dans des configurations de FWI et FCAI. Ce diagnostic, nouvellement développé au laboratoire dans le cadre de cette thèse, est appliqué en utilisant le luminophores  $\text{Mg}_4\text{FGeO}_6:\text{Mn}^{4+}$ . Le principe de la méthode consiste à exploiter la dépendance à la température du spectre d'émission de phosphorescence des luminophores. Un rapport  $R$  fonction de la seule température est construit en intégrant spectralement deux bandes spectrales du spectre d'émission de phosphorescence. Une phase d'étalonnage permet de déterminer la relation entre le rapport  $R$  et la température. Cette phase d'étalonnage est réalisée sur la plateforme PHOENICS, pour des températures comprises entre  $300\text{K}$  et  $850\text{K}$ . La mesure de champs de température passe par l'acquisition d'images de phosphorescence, qui doivent être traitées et filtrées pour être correctement exploités. Ce traitement est réalisé par un algorithme qui a été présenté dans ce chapitre. En outre, une validation de la méthode a été conduite en s'assurant de la capacité du dispositif expérimental à mesurer des gradients de température, tant spatiaux (jusqu'à  $40\text{K/mm}$ ) que temporels (jusqu'à  $165\text{K/s}$ ).

Enfin, deux études complémentaires de développement ont été réalisées. La première a pour objet d'optimiser la précision sur la température  $\delta T/T$  à travers la sélection des bandes spectrales

collectées. Cette sélection influe sur la sensibilité relative  $S_r$ , la courbe d'étalonnage, et sur le rapport signal-à-bruit (SNR) des images collectées. Cette optimisation permet de réduire l'incertitude relative sur la mesure de champs de température d'un facteur trois en employant le jeu de filtres optimisé par rapport à un jeu de filtres issu de la littérature. L'incertitude sur la température atteint une valeur moyenne de 2,9 %. Le jeu de filtres proposé permet également un doublement de la sensibilité relative moyenne entre 300 K et 750 K, avec 0,36 %/K. La seconde étude concerne la stratégie de filtrage à appliquer aux images de phosphorescence collectées pour réduire l'incertitude spatiale sur la température tout en conservant une bonne résolution spatiale. Il apparaît souhaitable de chercher à réduire le bruit haute-fréquence présent dans les images en opérant dans l'espace de Fourier (espace fréquentiel). L'application d'un filtre passe-bas de Butterworth dont la fréquence de coupure est supérieure à la résolution spatiale des images non filtrées permet un gain de 40 % sur l'incertitude sur la température sans observer de dégradation de la résolution spatiale des images.

# Chapitre 5

## Analyse des mécanismes d'interaction entre une flamme et un film d'air pariétal

### Sommaire

---

<b>Introduction</b> . . . . .	<b>142</b>
<b>5.1 Processus d'interaction flamme-paroi sans film d'air</b> . . . . .	<b>142</b>
5.1.1 Dispositif expérimental . . . . .	143
5.1.1.1 Configuration du banc expérimental . . . . .	143
5.1.1.2 Métrologie optique . . . . .	143
5.1.2 Température de paroi et champs moyens de variable de progrès . . . . .	143
5.1.3 Topologie de flamme au voisinage de la paroi . . . . .	145
5.1.3.1 Structure de flamme . . . . .	145
5.1.3.2 Interaction flamme - paroi . . . . .	148
5.1.4 Courbure et température de paroi . . . . .	148
5.1.5 Vers l'ajout d'un film d'air pariétal . . . . .	150
<b>5.2 Effet macroscopique du film d'air sur la topologie de flamme en proche-paroi</b> . . . . .	<b>151</b>
5.2.1 Champs moyens . . . . .	151
5.2.2 Position de flamme et taux de soufflage . . . . .	153
5.2.3 Trois régimes d'interaction suivant le taux de soufflage . . . . .	154
<b>5.3 Épaisseur locale moyenne de film d'air et efficacité de refroidissement</b> . . . . .	<b>156</b>
5.3.1 Variable de progrès : distance flamme-paroi locale . . . . .	156
5.3.2 Champs de température de paroi . . . . .	158
5.3.3 Température de paroi et taux de soufflage . . . . .	159
5.3.4 Champs de vitesse et position du front de flamme . . . . .	160
<b>5.4 Mécanismes locaux d'interaction</b> . . . . .	<b>163</b>
5.4.1 Topologie de champs instantanés de front de flamme . . . . .	163
5.4.2 Plissement du front de flamme . . . . .	166
5.4.2.1 Facteur de plissement FF et F-BGI . . . . .	166
5.4.2.2 Courbure suivant la distance à la paroi . . . . .	168
5.4.3 Étirement aérodynamique du front de flamme . . . . .	169
5.4.3.1 Courbure et élongation du front de flamme . . . . .	169
5.4.3.2 Pertes thermiques . . . . .	172
5.4.4 Régimes locaux d'interaction . . . . .	174
5.4.4.1 Régime I . . . . .	174
5.4.4.2 Régime II . . . . .	175
5.4.4.3 Régime III . . . . .	176
<b>5.5 Perspectives</b> . . . . .	<b>176</b>
<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>177</b>

---

## Introduction

L'analyse du contexte industriel développée dans le chapitre 1 a mis en évidence le besoin d'avoir une meilleure compréhension des processus lors de l'interaction entre une flamme et une paroi équipée d'un film d'air. Ces connaissances permettraient ainsi de répondre à trois besoins technologiques :

- Garantir un taux de refroidissement de la paroi (efficacité de refroidissement  $\eta$ ), en évitant l'apparition transitoire de points chauds ponctuels à la paroi (voir les sections 1.1.3 et 1.3).
- Réduire la quantité d'air injectée à la paroi pour augmenter le rendement de propulsion, et employer l'air disponible pour le bon fonctionnement de nouvelles architectures de chambre de combustion Low NOx (RQL, LDI, injection multi-point ou optimisées pour l'hydrogène (section 1.1.5).
- Réduire les émissions de polluants produits proche de la paroi. Comme évoqué dans la section 1.1.4, la présence d'air de refroidissement à la paroi participe à la formation de NOx et de CO.

Satisfaire simultanément ces trois contraintes nécessite d'avoir une compréhension macroscopique et détaillée des mécanismes physiques apparaissant lors de l'interaction entre une flamme et un film d'air pariétal, ainsi que les éventuels couplages (section 1.1.6). Cette étude s'oriente vers une compréhension expérimentale de ce processus à l'aide du banc d'essai CENTOR (*Combustion test bench to observe near wall processes*). Les caractéristiques de ce banc de combustion académique permettent de reproduire une configuration de FCAI entre une flamme prémélangée en V turbulente et un film d'air pariétal généré par une fente. L'importance relative du film d'air par rapport à l'écoulement principal est qualifiée par le taux de soufflage  $M$  (équation 1.8).

Selon le taux de soufflage, on s'attend à observer plusieurs régimes d'interaction. Le cas limite correspond à un taux de soufflage nul, générant un simple cas d'interaction flamme-paroi (FWI) (section 1.1.6). Ce cas est étudié dans la section 5.1 et a pour objectif d'obtenir un point de référence quant aux caractéristiques de la FWI dans le banc CENTOR (hauteur d'impact de flamme, distribution du front de flamme, température de paroi, ...).

L'autre cas concerne une interaction flamme - film d'air - paroi (FCAI) est étudiée en trois étapes. La section 5.2 rapporte une caractérisation macroscopique et phénoménologique. Cette étude systématique est réalisée par chimiluminescence OH\*. L'implémentation de la thermométrie de luminophores (PT) permet de mesurer les champs moyens de température et d'analyser l'effet du film d'air sur l'efficacité de refroidissement. Enfin, l'analyse couplée entre la topologie du front de flamme et l'écoulement permet d'observer plusieurs catégories d'interaction (section 5.4), contrôlées par trois régimes de FCAI. Enfin, les limitations et perspectives de ces travaux sont détaillées dans la section 5.5.

## 5.1 Processus d'interaction flamme-paroi sans film d'air

Dans cette section, une configuration d'interaction flamme-paroi sans film d'air est étudiée. Le premier paramètre à étudier concerne l'effet du niveau de thermalisation de la paroi d'étude (température globale "bulk" de la paroi imposée par la circulation d'huile caloporteuse  $Tw_b$ ) sur le battement de flamme  $\Delta$  (PLIF-OH) et la corrélation avec la température de paroi (thermométrie de luminophores). Le second paramètre concerne structure instantanée du front de flamme (FF). De ces études, plusieurs structures de flamme peuvent être identifiées et comparées avec la littérature.

## 5.1.1 Dispositif expérimental

### 5.1.1.1 Configuration du banc expérimental

Les résultats présentés ci-après sont obtenus sur la configuration du banc CENTOR-P (section 2.3.6). Cette configuration utilise une paroi métallique double-peau, thermalisée par une circulation d'huile caloporteuse. Le débit d'air principal  $\dot{m}_p$  est fixé à 14 g/s et la richesse  $\phi$  à 0,76. Deux températures de thermalisation de paroi sont étudiées,  $T_{w_b} = 373$  K et  $T_{w_b} = 560$  K. La température des gaz frais est fixée à  $T_{air,p} = 293$  K.

### 5.1.1.2 Métrologie optique

L'application de la PLIF-OH permet d'obtenir des mesures de variable de progrès moyenne et de structure du front de flamme. La température de paroi moyenne est obtenue par thermométrie de luminophores (PT). Les dispositifs expérimentaux sont détaillés dans les sections 3.3 et 4.3. Pour la PT, le jeu de filtres optiques est celui employé pour les mesures de gradient de température (section 4.7), à savoir les deux filtres passe-bande commerciaux  $660 \pm 10$  nm et  $640 \pm 8$  nm (Semrock). Les images de phosphorescence sont filtrées avec un filtre de Butterworth dont la fréquence de coupure vaut  $f_c = SR_{brute} = 0,60$  lp/mm (BU1, voir section 4.6.4.3).

## 5.1.2 Température de paroi et champs moyens de variable de progrès

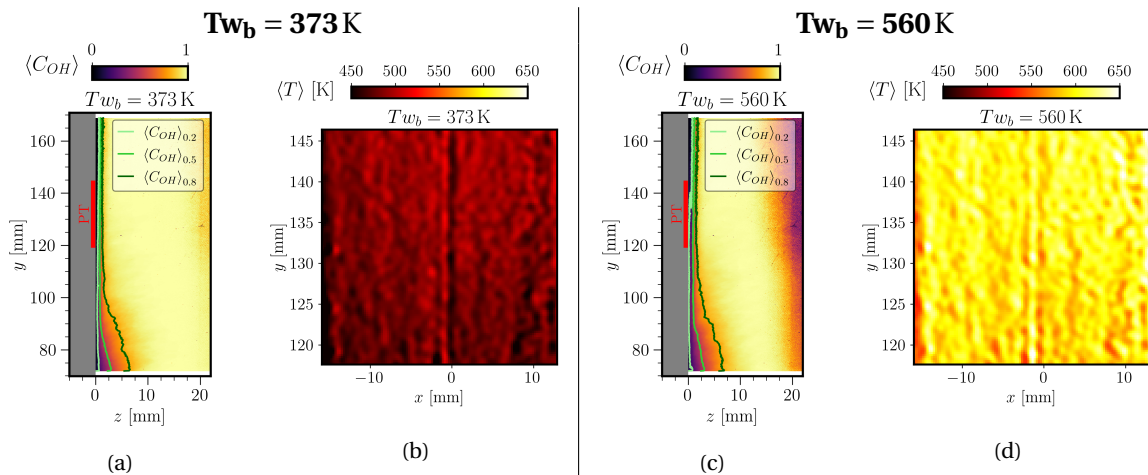


FIGURE 5.1 – Influence de la thermalisation de la paroi d'étude  $T_{w_b}$  sur la variable de progrès moyenne  $\langle COH \rangle$  mesurée par PLIF-OH ((a) et (c)) et la température de paroi moyenne  $\langle T \rangle$  mesurée par PT ((b) et (d)). Les figures (a-b) correspondent à une température de thermalisation  $T_{w_b}$  de 373 K. Les figures (c-d) correspondent à  $T_{w_b} = 560$  K. La température indiquée correspond à la température de consigne de l'huile caloporteuse en entrée de la paroi d'étude.

**Position moyenne de la flamme** Les figures 5.1a;c présentent des champs moyens de variable de progrès  $\langle COH \rangle$  pour deux températures de thermalisation de la paroi,  $T_{w_b} = 373$  K et  $T_{w_b} = 560$  K. Sur chaque champ, trois iso-contours sont représentés ( $\langle COH \rangle_{0,2}$ ,  $\langle COH \rangle_{0,5}$  et  $\langle COH \rangle_{0,8}$ ). On définit la hauteur moyenne d'impact de la flamme sur la paroi comme la hauteur  $y$  à laquelle l'iso-contour  $\langle COH \rangle_{0,5}$  est à une distance de paroi inférieure à 1 mm. La hauteur d'impact vaut alors 91 mm pour  $T_{w_b} = 373$  K (figure 5.1a), contre 94 mm pour  $T_{w_b} = 560$  K (voir la figure 5.1c). Cette différence n'est pas significative, à la vue de la variation de  $\pm 3$  mm observée en répétant l'expérience. La température de paroi n'influence donc pas la hauteur moyenne de flamme sur la gamme de température étudiée.

Le battement de flamme  $\Delta$  (*flame brush*) est reporté sur la figure 5.2a pour les deux températures de thermalisation de paroi. On note une large amplitude du battement de flamme, jusqu'à



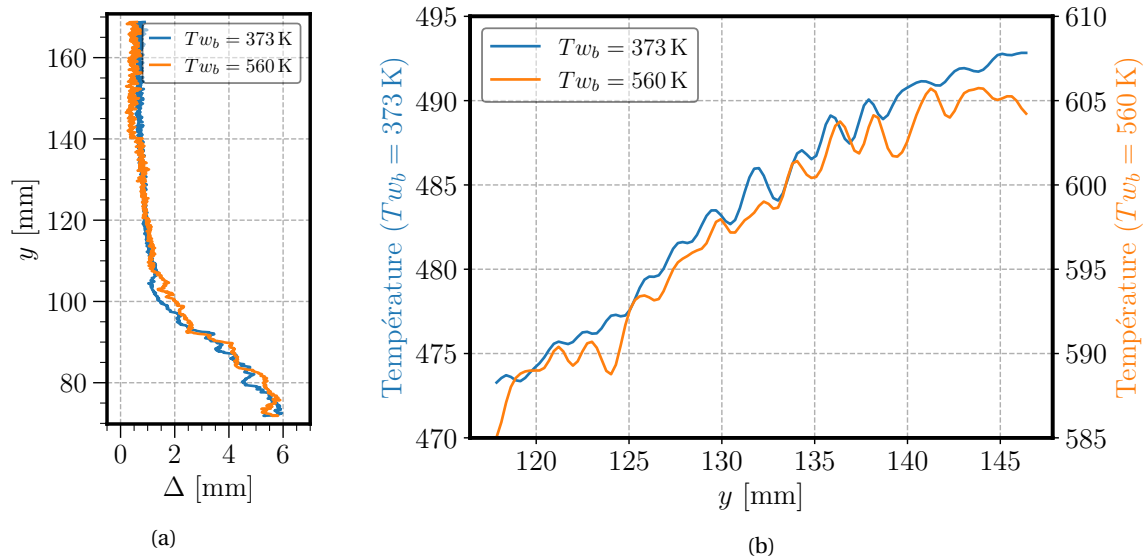


FIGURE 5.2 – (a) Battement de flamme  $\Delta$  défini comme  $\Delta = \langle C_{OH} \rangle_{0,8} - \langle C_{OH} \rangle_{0,2}$  (équation 3.4) et (b) profil moyen de température de paroi  $\overline{T}(y)$  mesuré par PT pour deux température  $T_{wb}$  de thermalisation de la paroi d'étude.

$\Delta = 6$  mm à  $y = 70$  mm, tandis que  $\Delta$  diminue linéairement jusqu'à  $y = 100$  mm. À partir de cette hauteur, le battement de flamme est faible ( $< 1$  mm). On note la superposition de  $\Delta$  pour les deux températures de thermalisation de la paroi, confirmant la faible influence de la condition thermique sur la topologie moyenne de flamme

**Température de paroi moyenne** Les champs de température de paroi dans les gaz brûlés sont représentés pour les deux températures de thermalisation de paroi sur les figures 5.1b;d.

La zone de mesure est située à 35 mm au dessus de la hauteur moyenne d'impact de flamme (repérée par le trait rouge sur les figure 5.1a;c), soit dans les gaz brûlés. Pour les deux champs présentés, la température est homogène suivant  $x$ , indiquant que la température des gaz brûlés est peu dépendante de la structure de flamme suivant  $x$  (voir la section 5.1.3.1 et la figure 5.4). L'importance des processus d'homogénéisation thermique dans les gaz brûlés permet d'obtenir un profil de température des gaz brûlés homogène suivant  $x$  dès 25 mm (position minimale du champ de température mesuré) en aval de la zone de coincement.

On observe une élévation de la moyenne spatiale de température  $\overline{T}$  lors de l'augmentation de la température de thermalisation de la paroi  $T_{wb}$ . Cette température moyenne vaut  $\overline{T} = 484$  K pour  $T_{wb} = 373$  K (figure 5.1a), contre  $\overline{T} = 597$  K pour  $T_{wb} = 560$  K (figure 5.1c). L'écart entre la température de thermalisation  $T_{wb}$  (température d'huile à la base de la plaque d'étude) et la température de paroi côté flamme est respectivement de 111 K et 37 K. La diminution de l'écart de température entre les deux faces de la paroi d'étude suggère une diminution du flux convectif au travers de celle-ci. Cependant, le débit de l'huile caloporteuse est  $\approx 20\%$  supérieur pour la température de thermalisation  $T_{wb} = 560$  K, de même que la capacité thermique massique ( $\approx 25\%$ ). L'augmentation de la capacité thermique du fluide caloporteur explique une partie de la réduction de l'écart de température entre les deux faces de la paroi d'étude pour  $T_{wb} = 560$  K.

L'absence d'impact du niveau de thermalisation de la paroi est également notable sur le gradient vertical (suivant  $y$ ) de température de paroi. Le profil moyen de température  $\overline{T}(y)$  (moyenné suivant  $x$ ) est représenté sur la figure 5.2b pour les deux niveaux de thermalisation de paroi. On observe un gradient vertical de température constant suivant  $y$  de 0,7 K/mm (valeur indépendante de  $T_{wb}$ ).

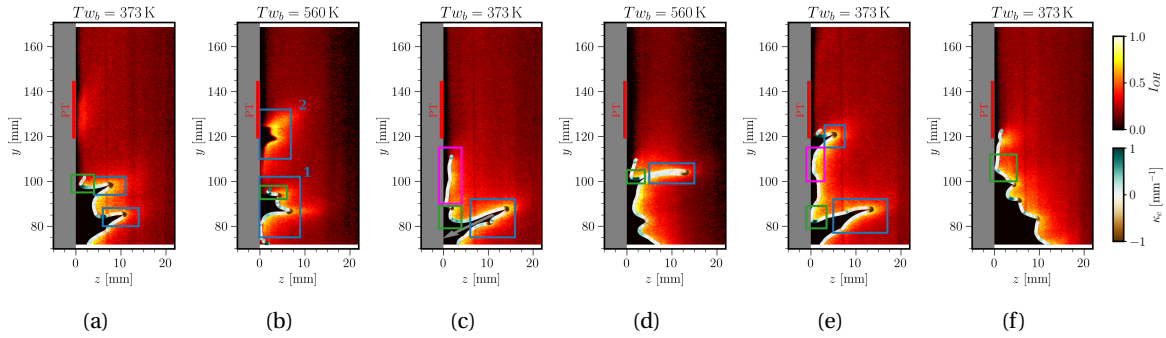


FIGURE 5.3 – Champs instantanés représentatifs de PLIF-OH pour une configuration FWI. Le front de flamme déterminé tel que précisé dans la section 3.3.4 est représenté à travers sa courbure (colorbar vert - marron). Les figures (b) et (d) ont été acquises pour une température de thermalisation de paroi de  $T_{w_b} = 560\text{K}$ , les autres l'ont été pour une température de  $373\text{K}$ . Les rectangles verts repèrent une interaction flamme-paroi de type SWQ et les rectangles magenta une interaction de type HOQ. Les rectangles bleus repèrent une structure de flamme typique.  $\dot{m}_p = 14\text{g/s}$ ,  $\phi = 0,76$ .

### 5.1.3 Topologie de flamme au voisinage de la paroi

La figure 5.3 présente un ensemble de champs instantanés de PLIF-OH. Ces instantanés illustrent un ensemble de structures de flamme typiques, ainsi que les deux topologies canoniques de coincement pariétal : le coincement latéral (SWQ, rectangles verts) et le coincement frontal (HOQ, rectangles magenta).

#### 5.1.3.1 Structure de flamme

**Poche de gaz frais** On note une grande diversité de structures du front de flamme. Si le front de flamme évolue majoritairement à une distance à la paroi inférieure à 8 mm, des structures singulières peuvent l'en éloigner, en formant des poches de gaz frais entourées de gaz brûlés (rectangles bleus sur les figures 5.3c-e). Elles se caractérisent par une forme de langue, ou cigare étiré, renfermant des gaz frais, et ont une longueur maximale de 10 mm (figure 5.3d). La courbure de l'extrémité de cette langue atteint  $-2\text{mm}^{-1}$  à  $-3\text{mm}^{-1}$ . La flèche grise sur la figure 5.3c indique l'orientation de ces poches ayant un angle positif par rapport à la normale à la paroi. L'ouverture de cette structure du côté de la paroi est donc plus basse que son extrémité. La forme de ces poches semble évoluer à mesure qu'elles sont convectées vers l'extrémité de la flamme. La formation de ces poches commence par l'apparition d'une forme avec une grande ouverture côté paroi (figure 5.3e), englobant un volume important de gaz frais, tandis qu'elles s'amincissent progressivement suivant la direction de propagation de l'écoulement (figure 5.3c) sans diminution de leur longueur (suivant  $z$ ). Le dernier stade d'évolution est repérable sur la figure 5.3d, où la poche de gaz est horizontale et son épaisseur (suivant  $y$ ) est très faible (de l'ordre du millimètre à quelques centaines de micromètres).

Ces structures sont également observées dans les simulations numériques de flamme en V turbulente interagissant avec une paroi froide. On citera les travaux de Bruneaux et al. [58], qui révèlent la présence de ces langues (*tongues*, ou *finger-like structure*) lors de simulations DNS d'une flamme en V turbulente de prémélange interagissant avec la paroi. Selon les auteurs, l'origine de ces structures proviendrait de l'existence d'un couple de tourbillons contra-rotatifs se développant dans les gaz frais. Cette paire de tourbillons a pour effet de piéger et de convecter une poche de gaz frais. La flamme se retrouve aspirée vers la paroi, tandis que les gaz frais sont repoussés vers les gaz brûlés. Cette paire de tourbillons peut découler de la turbulence isotrope de l'écoulement réactif, à l'exemple des mécanismes présentés par Steinberg et Driscoll [282]. Ces auteurs mettent en avant le fait que l'interaction entre une paire de tourbillons et une flamme turbulente ondulée (*corrugated*) ne résulte pas nécessairement en une modification de la courbure du front de flamme. En effet, le niveau d'étirement local du front de flamme est un facteur stabilisant pou-

vant limiter la croissance de poches de gaz frais. Une même configuration d'écoulement (*i.e.* la présence d'une paire de tourbillons de même intensité) peut courber la flamme, jusqu'à produire une langue de gaz frais, mais peut également étirer le front de flamme sans induire de courbure supplémentaire.

Ces structures caractéristiques de flamme peuvent être également observées dans les simulations DNS de Palulli et al. [241] et de Gruber et al. [128]. Des structures similaires sont observées dans les mesures expérimentales de positionnement de front de flamme (par PLIF-OH) par Johe et al. [159] pour une flamme méthane/air prémélangée sous une pression de 3 bar. L'amplitude des poches de gaz frais est cependant inférieure à l'amplitude reportée sur la figure 5.3, effet attribué à la pression et à un taux de turbulence de l'écoulement plus faible (6-7 % contre 10-12 % ici). À l'inverse, ces langues de gaz frais à la paroi n'ont pas été observées dans des configurations d'écoulements laminaires [112, 151].

En revanche, des langues de gaz frais sont également observées pour des flammes en V libres (*i.e.* non perturbées par une paroi) [169, 204, 281]. Lipatnikov et al. [204] ont étudié le mécanisme de croissance de ces langues de gaz frais apparaissant pour des flammes turbulentes prémélangées. Ces auteurs attribuent l'origine de ces structures à une interaction entre la flamme et l'écoulement. Plus spécifiquement, ces auteurs mettent en avant l'apparition d'un gradient de pression local induit par le dégagement de chaleur de la flamme. Ce gradient local de pression permet la croissance de poches de gaz frais produites par la turbulence de l'écoulement. De façon similaire à l'instabilité hydrodynamique de Darrieus-Landau (DL) [217], la croissance de ces langues de gaz frais résulte d'une interaction entre le champ de pression local et la flamme. Cependant, le taux de croissance de ces structures est d'un ordre de grandeur supérieur à celui prédit par l'instabilité de DL, indiquant que l'instabilité de DL ne joue pas un rôle prépondérant.

**Structure quasi-cohérente** Des allures similaires de la structure du front de flamme sont observées. À titre d'exemple, la figure 5.3b présente un même motif de front de flamme à deux hauteurs différentes. Ce motif est repérable par deux points d'importante courbure négative. Ces structures sont repérées par les cadres bleus (cadre bleu "1" entre  $y = 80\text{ mm} - 100\text{ mm}$  et cadre bleu "2" entre  $y = 115\text{ mm} - 125\text{ mm}$ ). Par convection de l'écoulement, la structure "1" peut être considérée comme temporellement antérieure à la structure "2". L'écart spatial entre ces deux structures peut alors être enregistré avec à un écart temporel. La présence de deux structures de flamme similaires sous-entend la présence d'un possible mécanisme pouvant entraîner une apparition intermittente de processus cohérents.

La présence de structures cohérentes dans l'écoulement peut être rapprochée du schéma semi-périodique d'interaction entre une flamme turbulente de prémélange en V et la paroi observé par Zentgraf et al. [326]. Dans cette configuration SWQ, ces auteurs ont mesuré la topologie d'une flamme proche de la paroi par PLIF-OH rapide. Ils ont également observé des topologies de flamme cohérentes proche de la paroi. Cependant, l'origine de ces structures périodiques n'est pas clairement établie. Ces structures ne semblent pas être issues de fluctuations de pression acoustique dans le brûleur [326], mais semblent découler de la dynamique de l'interaction flamme-turbulence en proche-paroi (turbulence injectée mécaniquement par la grille de turbulence et fluctuations de la couche limite le long de la paroi).

L'origine des motifs périodiques peut également provenir de tourbillons de von Karman générés par le barreau accroche-flamme dans l'écoulement. Basé sur une vitesse de 1,8 m/s, un diamètre de barreau de 5 mm et des conditions non réactives, le Reynolds du barreau vaut  $Re \approx 600$  et le nombre de Strouhal <sup>1</sup>  $Sr \approx 0,208$  [103], ce qui correspond à une fréquence de lâcher tourbillonnaire d'environ 75 Hz. En recalculant cette fréquence en condition réactive (vitesse de  $\approx 5\text{ m/s}$  avec une viscosité cinématique  $\approx 1,5 \cdot 10^{-4}\text{ m}^2/\text{s}$ ), la fréquence caractéristique atteint environ 190 Hz. Ces fréquences sont comparées à la fréquence de répétition des motifs, qui est estimée à partir des figures 5.3b et 5.3e, celle-ci étant comprise entre 60 Hz et 166 Hz (variation de la vitesse de déplacement de 1,8 m/s à 5 m/s). L'ordre de grandeur entre la fréquence de génération des tourbillons de

1. La notation "St" est réservée au nombre de Stokes. Pour les différentier, le nombre de Strouhal est donc noté Sr

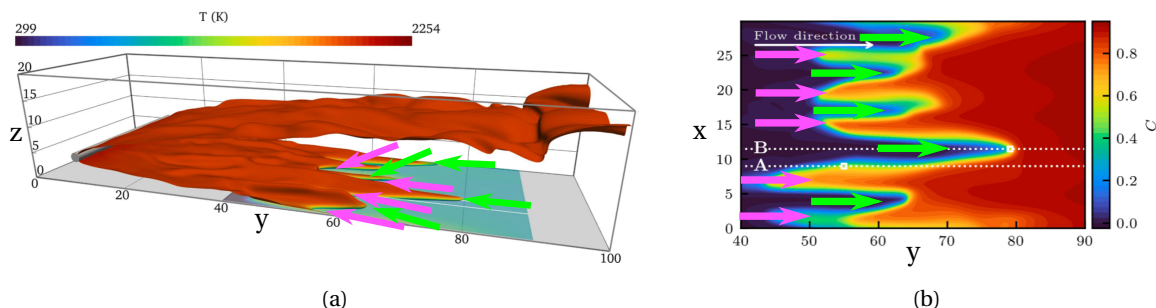


FIGURE 5.4 – Vue instantanée de la position du front de flamme pour une simulation quasi-DNS une flamme turbulente prémélangée et stoechiométrique stabilisée sur un barreau accroche-flamme ( $Re = 2770$ ). La paroi est isotherme à 300 K. (a) Représentation 3D du front de flamme coloré par la température de flamme. Un plan est indiqué en bleu le long de la paroi ( $z = 0$ ). Le front de flamme sur ce plan coplanaire avec la paroi à  $z = 0,2$  mm est représenté sur la figure b, coloré par la variable de progrès  $C$  (0 dans les gaz frais, 1 dans les gaz brûlés). Les flèches vertes indiquent les poches de gaz frais. Les flèches roses repèrent les poches de gaz brûlés (creux de gaz frais). La figure est extraite de Steinhausen et al. [284].

von Karman au niveau du barreau et la fréquence d'apparition de ces motifs est donc similaire. Des mesures résolues temporellement sont cependant nécessaires pour vérifier la fréquence moyenne de répétition. Zentgraf et al. [326] ont cependant réalisé une analyse fréquentielle de la position de la flamme sans mettre en évidence l'occurrence d'une fréquence de battement. Cette analyse fréquentielle n'a en particulier pas permis d'identifier une sur-représentation d'un battement de flamme proche de la fréquence des allées de von Karman.

L'apparition de ces structures cohérentes du type allée tourbillonnaire de von Karman en aval du barreau est également étudiée par Kheirkhah et al. [171]. Ces auteurs ont étudié l'origine des structures cohérentes observées via le plissement d'une flamme en V méthane-air pauvre non confinée et faiblement turbulente ( $\approx 6\%$ ). Par des mesures de champ de vitesse par PIV résolue temporellement, la topologie de cette configuration fait apparaître des motifs de plissement cohérents, mais l'analyse fréquentielle de ces champs de vitesse par décomposition en modes propres (POD) ne permet cependant pas de conclure de façon formelle quant à l'origine des motifs périodiques dans la structure de flamme. Les échelles spatiales de périodicité mesurées dans l'écoulement et prédites par l'hypothèse de lâchers de von Karman sont consistantes entre elles, mais les échelles temporelles démontrent des tendances différentes.

Des éléments de compréhension sur l'origine de ces structures cohérentes sur le plissement de la flamme sont encore manquants et pourraient être complétés à l'aide de mesures résolues temporellement portées sur la dynamique du front de flamme et de l'écoulement.

La reproduction de motifs identiques suivant la direction de propagation de l'écoulement (soit suivant l'axe  $y$ ) est à rapprocher de structures de flamme observées suivant la direction transverse (suivant  $x$ , horizontalement le long de la paroi). En effet, une variation semi-périodique de la hauteur d'impact est observée. Cette structure de flamme est illustrée sur la figure 5.4, provenant de la simulation quasi-DNS d'une flamme en V turbulente réalisée par Steinhausen et al. [284]. Un instantané de la surface de flamme est représenté sur la figure 5.4a, tandis que la figure 5.4b montre un plan de coupe parallèle à la paroi à 0,2 mm de celle-ci. Sur ces figures, les poches de gaz frais sont repérées par les flèches vertes. Les flèches roses indiquent des poches de gaz brûlés. Ces différents motifs conduisent à une variabilité importante de la hauteur de flamme suivant  $x$ .

Steinhausen et al. [284] expliquent cette topologie de flamme particulière en "peigne" par l'interaction de la surface de flamme avec des paires de tourbillons contra-rotatifs se détachant de la couche limite turbulente. Ces motifs sont également observés numériquement par Heinrich et al. [136] et Ahmed et al. [11]. Le battement de flamme observé par PLIF-OH résulte de la superposition d'un battement suivant la direction de l'écoulement ( $y$ ) et d'un battement suivant la direction transverse ( $x$ ). L'importance du battement suivant  $x$  des motifs en peigne de la sur-

face de flamme reste encore à quantifier. La mesure du battement de flamme  $\Delta$  dans un plan par PLIF-OH intègre les variations de la topologie de la surface de flamme suivant les deux directions. L'estimation de l'importance relative de ces deux directions de battement nécessite des mesures à haute cadence complémentaires de la position du front de flamme, simultanément dans le plan horizontal ( $x,z$ ) et dans le plan vertical ( $y,z$ ). À l'image des travaux de Zentgraf et al. [326], l'implémentation de diagnostics rapides de PIV et PLIF-OH permettrait la mesure simultanée du champ de vitesse et de la position du front de flamme dans les deux plans orthogonaux à la paroi, ce qui permettrait une quantification des battements longitudinaux et transversaux du front de flamme.

### 5.1.3.2 Interaction flamme - paroi

Comme précisé dans la section 1.2.2, l'interaction flamme-paroi est classée en deux catégories suivant la direction de propagation du front de flamme vis-à-vis de la paroi. Si la direction de propagation du front de flamme est normale à la paroi, on parle de coincement frontal (HOQ). Dans le cas inverse (direction de propagation du front de flamme colinéaire à la paroi), on parle de coincement latéral (SWQ).

L'inspection du front de flamme au voisinage de la paroi sur la figure 5.3 permet de mettre en évidence ces deux mécanismes. Une flamme en V est connue pour générer un coincement latéral stationnaire [95]. Si un coincement latéral est majoritairement observé dans le cas d'une flamme laminaire, cette catégorisation n'est plus valide pour une flamme turbulente, où la dynamique du front de flamme à la paroi est plus complexe.

Une interaction de type SWQ est repérée par les rectangles verts sur la figure 5.3. Ces interactions apparaissent en aval d'une structure présentant une forte courbure négative, tandis que la flamme est courbée positivement au niveau de la paroi (figures 5.3a, 5.3d et 5.3e).

La présence d'une interaction de type HOQ est également mise en évidence sur les figures 5.3c et 5.3e via le cadre magenta. La résolution spatiale insuffisante et l'absence de suivi temporel du front de flamme ne permettent pas d'observer son extinction.

En complément de ces deux mécanismes d'extinction, des situations hybrides difficilement classifiables sont observables. Ces configurations peuvent combiner les deux régimes d'extinction (figure 5.3e), mais peuvent également s'éloigner des schémas traditionnels d'extinction. On prendra pour exemple la figure 5.3f sur laquelle le front de flamme forme un angle de  $40^\circ$  par rapport à l'horizontal. Ce type de coincement ne se rapproche ni du HOQ ni du SWQ.

L'occurrence de ces deux mécanismes d'interaction a été reportée dans la littérature par Zentgraf et al. [326] et Johe et al. [159]. Ces auteurs relèvent une parité entre les deux scénari de coincement. L'estimation de la proportion entre ces régimes, ainsi que la proportion d'interaction "hybride", n'a pas été traitée dans le cadre de cette thèse et fait l'objet de travaux actuels.

### 5.1.4 Courbure et température de paroi

La courbure du front de flamme  $\kappa_c$  est un indicateur de l'effet de confinement de la flamme par la paroi, que ce soit au niveau de la géométrie de l'interaction (flamme en V impactant un paroi) que du niveau de turbulence. Cette courbure  $\kappa_c$  est tracée suivant la distance à la paroi du front de flamme  $\Delta z$  sur la figure 5.5 pour deux températures de thermalisation de la paroi ( $T_w$ ). La couleur renseigne sur la fréquence d'apparition de la corrélation croisée ( $\kappa_c, \Delta z$ ).

**Courbure du front de flamme et distance à la paroi** Tout d'abord, on remarque que les fronts de flamme les plus fréquents sont localisés à une distance à la paroi  $\Delta z \leq 4$  mm et ne sont pas courbés ( $\kappa_c = 0 \text{ mm}^{-1}$ ). Le maximum de fréquence des histogramme place le front de flamme le plus représenté à  $\Delta z = 700 \mu\text{m}$  ( $Pe = 11,6$ ), en accord avec la position instantanée des fronts de flamme sur la figure 5.3. L'observation de ces champs instantanés indique que le front de flamme se situe majoritairement à des distances de quelques millimètres de la paroi, et que ce dernier n'est courbé qu'en des points singuliers. L'interaction de type HOQ est également intégrée dans ces points à courbure nulle proche-paroi.

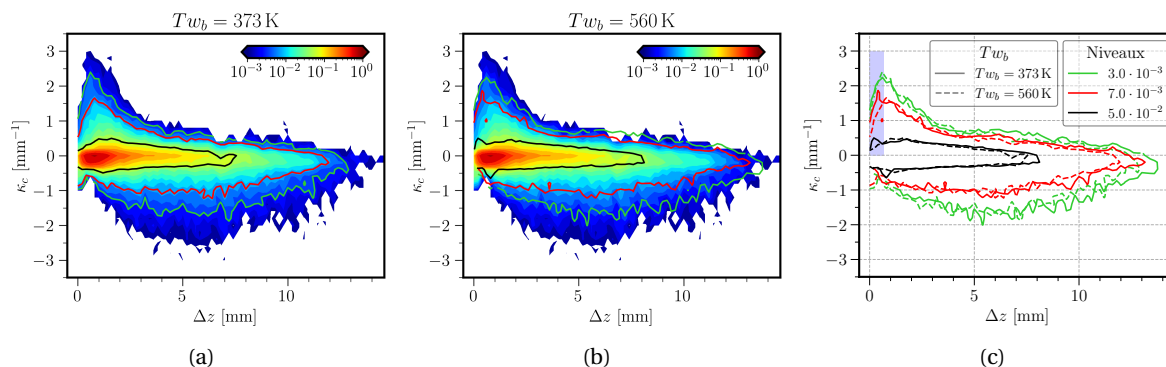


FIGURE 5.5 – PDFs jointes entre la courbure locale du front de flamme  $\kappa_c$  et la distance à la paroi  $\Delta z$  pour deux températures de thermalisation de la paroi  $T_{w_b}$  (a)  $T_{w_b} = 373\text{ K}$  et (b)  $T_{w_b} = 560\text{ K}$ . Les autres conditions opératoires sont identiques dans les deux cas, avec  $\dot{m}_p = 14\text{ g/s}$ ,  $\phi = 0,76$ . (c) Contours d'iso-valeur pour les deux températures de thermalisation de la paroi. Le rectangle bleu illustre une relaminarisation de l'écoulement proche de la paroi.

On repère la présence d'une zone proche-paroi (0 – 1,8 mm) où le front de flamme est majoritairement courbé positivement ( $\kappa_c \approx 0 - 3\text{ mm}^{-1}$ ). Cette zone correspond à la courbure positive du front de flamme repérée lors d'un coincement latéral (voir par exemple la figure 5.3a). Pour des distances à la paroi  $\Delta z > 2\text{ mm}$ , l'histogramme présente une dissymétrie forte avec une sur-représentation des courbures négatives (de  $1\text{ mm}^{-1}$  jusqu'à  $2\text{ mm}^{-1}$  et ponctuellement  $2,5\text{ mm}^{-1}$ ). Ces courbures négatives correspondent à l'extrémité des langues de gaz frais [204], repérées sur la figure 5.3d.

Cette assymétrie dans la répartition de la courbure du front de flamme est une manifestation directe du confinement de la flamme par la paroi. Kheirkhah et al. [169] ont tracé l'histogramme de la courbure du front de flamme pour une flamme en V non confinée. Ils reportent que la courbure moyenne du front de flamme est nulle [169] et que l'histogramme de répartition de la courbure est symétrique.

Kosaka et al. [183] a reporté la courbure du front de flamme en proche-paroi pour des flammes turbulentes en V méthane/air et DME/air, avec une courbure moyenne positive du front de flamme ( $0,2\text{ mm}^{-1}$ ) lorsque la flamme se rapproche de la paroi (distance flamme-paroi inférieure à 1,5 mm). Cette courbure positive est attribuée à la présence d'un battement de flamme confiné par la paroi et à des structures de front de flamme de grande taille. L'analyse du taux de dégagement de chaleur (HRR) pour des fronts de flamme courbés positivement (proche-paroi) fait état d'une réduction du HRR en proche-paroi comparé à celui obtenu avec une flamme laminaire non perturbée. Cette réduction du HRR est la manifestation des pertes enthalpiques du front de flamme au voisinage de la paroi (voir la section 1.2.1). Pour des distances à la paroi inférieures à 0,5 mm, la courbure moyenne du front de flamme diminue et tend vers 0, tout en restant positive. Cette réduction de la courbure en proche-paroi est attribuée à une relaminarisation locale de l'écoulement (voir la section 1.2.3). Cette réduction de la courbure positive pour des distances à la paroi inférieures à 0,5 mm est également observée sur les mesures réalisées sur CENTOR, comme le souligne l'aire bleue sur la figure 5.5c.

Kosaka et al. [183] indique que le taux de dégagement de chaleur augmente par rapport à une flamme plane lorsque le front de flamme est courbé négativement. L'augmentation du HRR est particulièrement importante à l'extrémité des langues de gaz frais. Cette augmentation du HRR provient de l'augmentation locale de la vitesse de flamme. Lipatnikov et al. [204] suggèrent que cette augmentation locale de la vitesse de déplacement du front de flamme  $S_d$  lorsque le front de flamme est courbé négativement est partiellement responsable la disparition des langues de gaz frais. Cet effet est également mis en valeur par Hsu et al. [142], qui montrent une augmentation de la température des gaz en aval des zones de front de flamme courbés négativement, et qui entraîne un préchauffage des gaz frais (focalisation thermique). De premiers éléments de comparaison qualitatifs peuvent être obtenus par inspection visuelle des instantanés de front de flamme,

figure 5.3, où l'on observe une sur-intensité du signal de fluorescence en aval des fronts de flamme courbés négativement (voir rectangle 2 de la figure 5.3b). La validation de cette corrélation entre concentration locale de OH et courbure de front de flamme reste cependant à mener, et doit être réalisée en tenant compte des phénomènes de diffusion massique tri-dimensionnels du OH produit par la flamme en dehors du plan de mesure.

**Dépendance à la température de paroi des histogrammes** Les histogrammes croisés ( $\kappa_c, \Delta z$ ) sont présentés pour deux températures de thermalisation de la paroi,  $Tw_b = 373\text{ K}$  (figure 5.5a), et  $Tw_b = 560\text{ K}$  (figure 5.5b). Pour faciliter la comparaison, des iso-contours sont extraits sur chacune de ces deux PDFs (courbe noire, rouge et bleue) et sont tracés sur la même figure 5.5c. Les trois iso-contours pour les deux températures de thermalisation se superposent, indiquant l'effet négligeable de la température de paroi  $Tw_b$  sur la distribution de la courbure du front de flamme  $\kappa_c$  en fonction de la distance à la paroi.

Kosaka et al. [183] ont également étudié l'impact de la température de paroi sur la courbure locale du front de flamme. Ils notent l'absence de modification de la courbure du front de flamme loin de la paroi ( $\Delta z > 1,5\text{ mm}$ ). En revanche, proche de la paroi ( $\Delta z < 1,5\text{ mm}$ ), l'augmentation de la température de paroi de 300 K à 670 K entraîne une réduction de la courbure moyenne maximale, passant de  $\kappa_c = 0,19\text{ mm}^{-1}$  à  $\kappa_c = 0,09\text{ mm}^{-1}$ . Cette diminution de la courbure moyenne proche-paroi s'explique par une augmentation de la température des gaz proche de la paroi, entraînant une augmentation de la viscosité proche-paroi, et donc une augmentation des processus de relaminarisation. Cet effet n'est pas observable directement sur les PDFs présentées sur les figures 5.5c, en raison du trop faible écart entre les deux températures de thermalisation de paroi étudiées, qui est limité à 115 K (dépendant des capacités du banc CENTOR).

### 5.1.5 Vers l'ajout d'un film d'air pariétal

Les mesures par PLIF-OH d'interaction flamme-paroi présentées ci-dessus ont permis de caractériser la topologie de la flamme dans le banc CENTOR et de comparer cette topologie avec plusieurs résultats recensés dans la littérature. L'observation des champs instantanés de PLIF-OH a mis en évidence une diversité de structures du front de flamme à la paroi, à savoir des structures de flamme conduisant à un coincement latéral (SWQ) et des structures conduisant à un coincement frontal HOQ. La mixité entre ces configurations a déjà été reportée dans la littérature pour des configurations similaires [159, 326]. De façon similaire à cette étude, les premières observations macroscopiques de FWI semblent mettre en évidence l'apparition de structures de flammes cohérentes. L'origine de ces structures cohérentes semble reliée à une interaction entre la flamme et des lâchers tourbillonnaires provenant de la couche limite turbulente développée à la paroi. En complément de ces structures cohérentes, des langues de gaz frais pénétrant sur 10 mm dans les gaz brûlés sont observées. Ces structures ont également été observées expérimentalement et numériquement, mais leur origine reste encore à ce jour clairement inexplicée. Elles semblent résulter d'une interaction forte entre la flamme et l'écoulement. L'identification de ces structures de flamme intrinsèques à la configuration d'étude (flamme en V prémélangée) est cruciale pour identifier les modifications de la topologie du front de flamme lors de l'ajout d'un film d'air.

Les principaux verrous de compréhension de la FWI ont été listés par Dreizler et al. [95]. La nature des couches limites cinématiques et thermiques au niveau du coincement reste une question encore ouverte. De même, la compréhension de l'interaction entre la flamme et la turbulence en proche-paroi est encore faible. Des mesures complémentaires ayant des résolutions spatiales et temporelles importantes sont prévues à moyen terme, mais celles-ci dépassent le cadre de cette thèse.

La compréhension accrue des processus proche-paroi représentatifs de l'interaction flamme-paroi observable dans une chambre de combustion revient à s'intéresser à la configuration de FCAI, qui diffère de celle de la FWI (section 1.4.2). Elle soulève des questions similaires quant à l'ajout d'un film d'air : l'influence de la turbulence du film d'air, la présence d'une couche de mélange entre l'écoulement principal et le film d'air, la dynamique flamme, ... La suite de l'étude

est donc portée sur la caractérisation de cette interaction entre la flamme et le film d'air pariétal. La première étape de cette caractérisation vise à observer la réponse macroscopique de la flamme en fonction du taux de soufflage  $M$ .

## 5.2 Effet macroscopique du film d'air sur la topologie de flamme en proche-paroi

### 5.2.1 Champs moyens

L'observation macroscopique de l'effet du taux de soufflage  $M$  sur la position de la flamme au voisinage de la paroi est réalisée à partir de mesures de chimiluminescence sur le radical  $\text{OH}^*$  (voir la section 3.2).

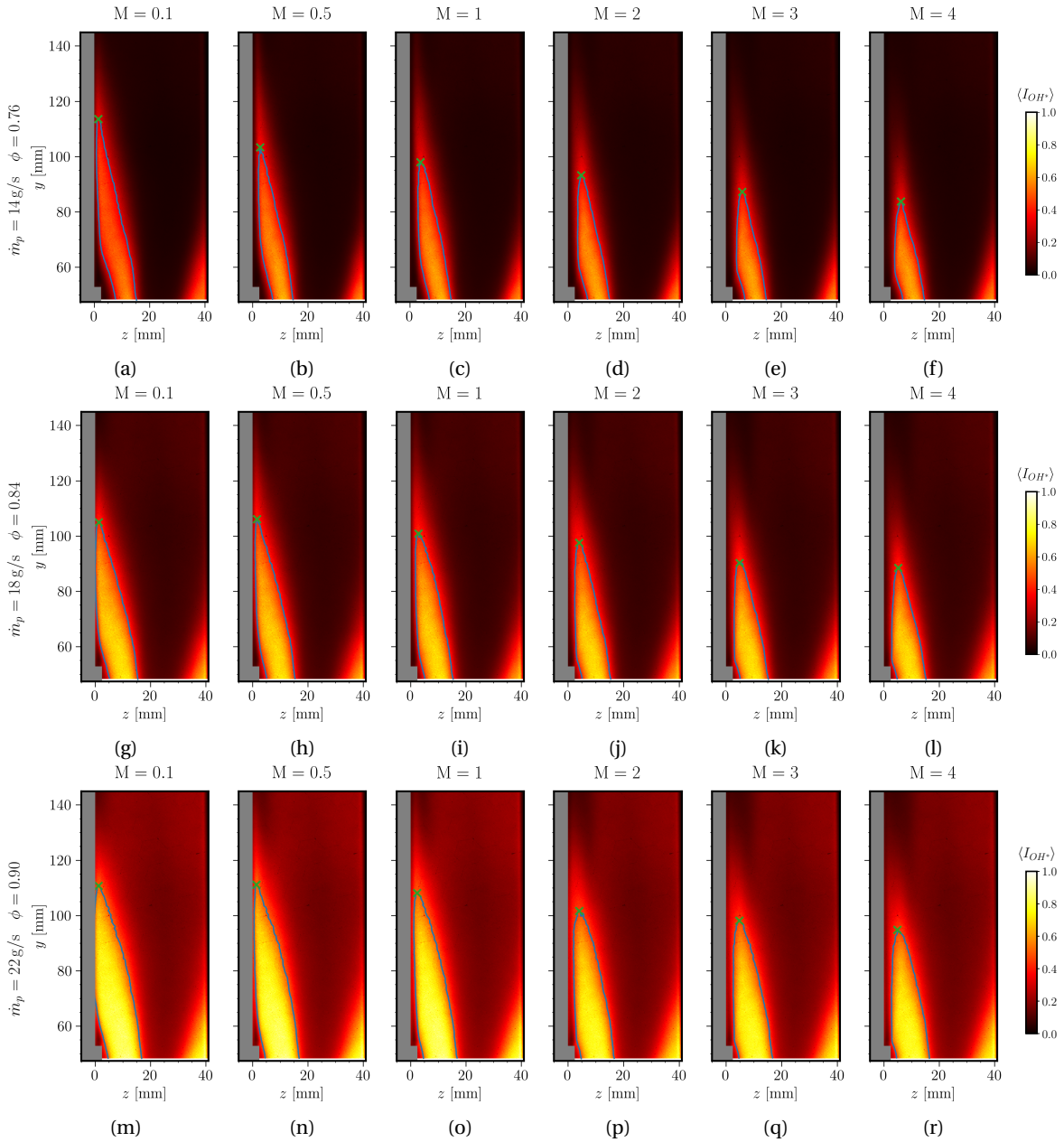


FIGURE 5.6 – Champs moyens normalisés de chimiluminescence  $\text{OH}^*$  pour différents taux de soufflage et pour trois points de fonctionnement : (a-f)  $\dot{m}_p = 14 \text{ g/s}$  et  $\phi = 0,76$ , (g-l)  $\dot{m}_p = 18 \text{ g/s}$  et  $\phi = 0,84$ , et (m-r)  $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$  et  $\phi = 0,9$ . Le contour d'iso-intensité à 50 % est reporté pour chaque condition via la ligne bleue, dont l'extrémité ( $z_{\max}$ ,  $y_{\max}$ ) est repérée par la croix verte.



La figure 5.6 présente l'intensité de chimiluminescence de OH\* normalisée pour trois points de fonctionnement ( $\dot{m}_p = 14$  g/s et  $\phi = 0,76$  pour a-f,  $\dot{m}_p = 18$  g/s et  $\phi = 0,84$  pour g-l et  $\dot{m}_p = 22$  g/s et  $\phi = 0,9$  pour m-r) et différents taux de soufflage M entre M = 0,1 et M = 4. Ces conditions de fonctionnement conduisent à des hauteurs de flamme comparables (voir la figure 2.12). Un iso-contour à 50 % d'intensité est extrait pour chaque condition. L'intensité de chimiluminescence OH\* de chaque image est normalisée par l'intensité de chimiluminescence mesurée pour la condition la plus puissante. Tous les champs présentés sur la figure 5.6 sont normalisés par un même scalaire.

L'augmentation de la puissance de flamme  $\mathcal{P}$  produit par une augmentation de l'intensité de chimiluminescence. De même, l'augmentation de  $\mathcal{P}$  se traduit par une augmentation de l'épaisseur de la flamme intégrée. La largeur maximale de la flamme intégrée à  $\dot{m}_p = 14$  g/s et M = 1 vaut 8,3 mm, contre 11 mm à  $\dot{m}_p = 18$  g/s et 13 mm à  $\dot{m}_p = 22$  g/s. Cette augmentation de la largeur de flamme traduit une augmentation du battement de flamme à mesure que le débit de gaz frais ainsi que les fluctuations de vitesse (à iso-intensité de turbulence) augmentent.

Le taux de soufflage M produit plusieurs effets sur la forme et la position de la flamme intégrée.

Pour des taux de soufflage faibles (M = 0,1, figures 5.6a;g et m), on remarque que la flamme intégrée est voisine de la paroi, la résolution spatiale du système optique de collection (caméra) ne permettant pas cependant de distinguer la présence d'un film d'air le long de la paroi. L'interaction semble se rapprocher d'un cas d'interaction flamme-paroi usuel et cette observation est valable quel que soit le débit d'air principal et la richesse considérés. La hauteur d'impact de la flamme est similaire dans les trois cas (voir les sections 2.5.2 et 2.5.4), d'une valeur de 113 mm, 105 mm et 109 mm pour un débit  $\dot{m}_p$  respectif de 14 g/s, 18 g/s et 22 g/s. À noter que le cas limite M = 0 présente un accrochage partiel de la flamme sur la lèvre de la fente du fait des recirculations produites par le décroché de la fente. Ainsi, il est choisi pour des raisons de durabilité de la fente d'injecter constamment un débit d'air dans la fente.

À mesure que le taux de soufflage se rapproche de l'unité (M = 0,5), la réponse de la flamme diffère selon le débit d'air principal. Pour  $\dot{m}_p = 14$  g/s, on observe une réduction de la hauteur du front de flamme (figure 5.6b) à mesure que le taux de soufflage augmente. Cet effet est plus limité pour des débits plus importants (figures 5.6h et 5.6n). L'augmentation du taux de soufflage a également un effet sur la distance entre la flamme et la paroi. Pour le débit le plus faible ( $\dot{m}_p = 14$  g/s), l'augmentation du taux de soufflage se traduit par un décalage de la flamme par rapport à la paroi (figure 5.6b). Une zone de faible signal de OH est observable le long de la paroi, semblant indiquer une persistance du film d'air. Cette persistance est plus difficilement perceptible pour le débit  $\dot{m}_p = 18$  g/s, et semble absente pour  $\dot{m}_p = 22$  g/s. La présence de ce film d'air se traduit par une réduction de l'épaisseur de la flamme.

Passé un taux de soufflage unitaire, la présence d'un film d'air le long de la paroi est observable quel que soit le débit d'air considéré. Le film d'air éloigne la zone de réaction intense de la paroi, phénomène d'autant plus efficace que le taux de soufflage est grand et que le débit d'air principal est faible. On observe en effet une disparition du signal de OH\* le long de la paroi pour  $\dot{m}_p = 14$  g/s, et une atténuation de ce signal pour les deux autres conditions. Cette atténuation indique une production locale de OH\* inférieure à celle d'une flamme non perturbée. Pour tous les débits considérés, l'éloignement de la flamme par rapport à la paroi s'accompagne d'une diminution de la hauteur de la flamme.

Enfin, pour le débit d'air le plus faible ( $\dot{m}_p = 14$  g/s), et les taux de soufflage les plus élevés (M = 3 et M = 4, figures 5.6e et 5.6f), la flamme ne s'éloigne pas d'avantage de la paroi, et un film d'air semble se développer et s'étendre dans l'écoulement principal (la zone sans signal de OH\* à la paroi est plus grande que la largeur de la fente générant le film d'air). Ce phénomène de saturation s'accompagne d'une réduction de la hauteur de flamme. L'expansion du film d'air est moins marqué pour les deux conditions les plus puissantes. Ainsi, on observe une distance flamme-paroi similaire pour  $\dot{m}_p = 22$  g/s à M = 4 (figure 5.6r) et pour  $\dot{m}_p = 14$  g/s et M = 2. La pénétration accrue de la flamme dans le film d'air pour des conditions de flammes de puissance

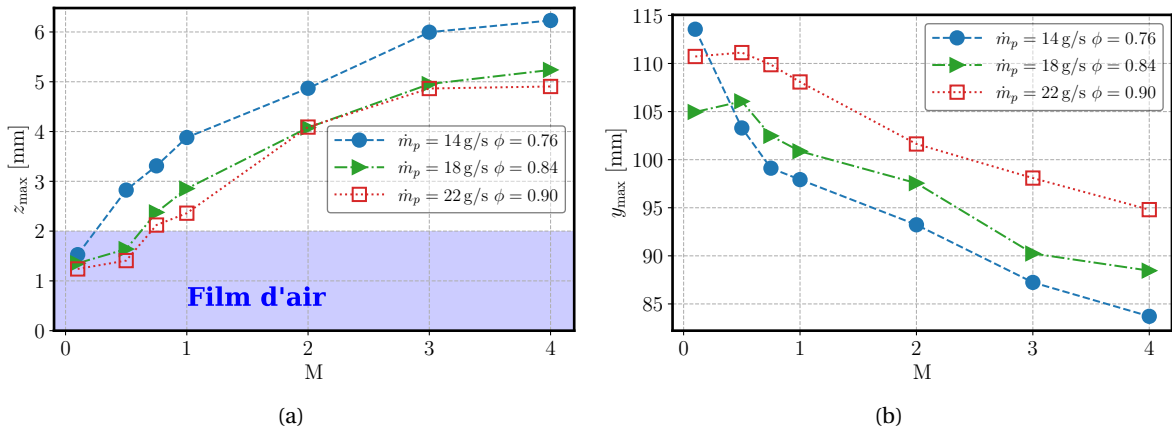


FIGURE 5.7 – Impact du taux de soufflage  $M$  sur la hauteur de flamme mesurée par chimiluminescence  $\text{OH}^*$ . (a) Distance flamme-paroi au sommet de la flamme  $z_{\max}$ . (b) Hauteur maximale de la flamme  $y_{\max}$ . L'aire bleue représente l'épaisseur théorique du film d'air.

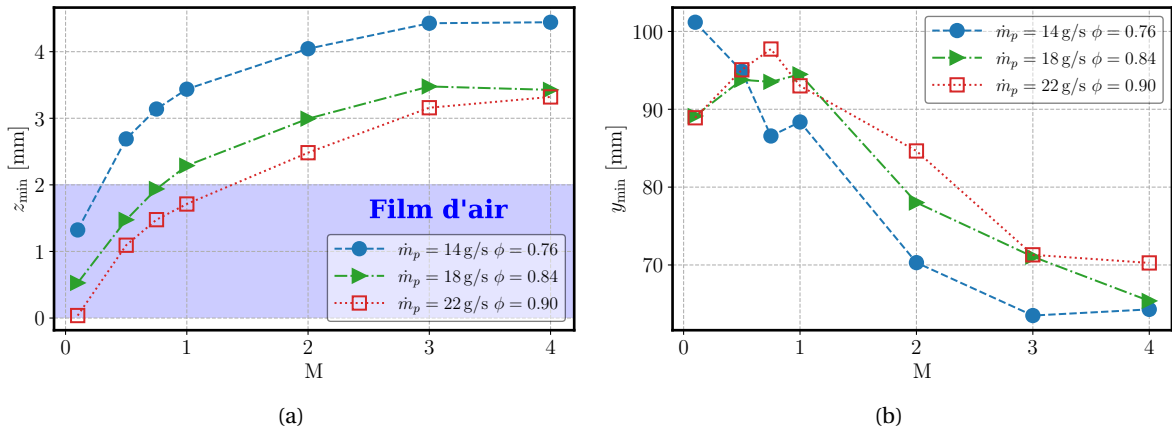


FIGURE 5.8 – Impact du taux de soufflage  $M$  sur la distance minimale entre la flamme et la paroi mesurée par chimiluminescence sur le radical  $\text{OH}^*$ . (a) Distance minimale flamme-paroi  $z_{\min}$ . (b) Hauteur à laquelle la distance minimale est atteinte  $y_{\min}$ . L'aire bleue représente l'épaisseur théorique du film d'air.

élevée est attribuée au niveau de turbulence plus important, qui entraîne une augmentation de la vitesse de flamme turbulente [169, 170], et donc une augmentation de l'angle d'ouverture de la flamme (voir la section 2.5.2).

## 5.2.2 Position de flamme et taux de soufflage

L'analyse visuelle des images de chimiluminescence pour plusieurs taux de soufflage a permis de mettre en évidence une réponse macroscopique de la flamme en fonction du taux de soufflage. Pour obtenir une comparaison plus quantitative de l'impact du taux de soufflage, deux indicateurs sont extraits de l'iso-contour à 50 % d'intensité des images. Le premier indicateur est le sommet de la flamme (son extension maximale suivant  $y$ ). Il est représenté par la croix verte sur les images de la figure 5.6. Les coordonnées de cet indicateur de la hauteur de flamme sont notées  $(z_{\max}, y_{\max})$ . Le second indicateur correspond au point de l'iso-contour à la distance minimale entre la flamme et la paroi. Celui-ci est noté  $(z_{\min}, y_{\min})$ . L'évolution suivant le taux de soufflage des coordonnées de ces deux indicateurs est tracée respectivement sur les figures 5.7 et 5.8.

### Évolution de la position du sommet de la flamme $(z_{\max}, y_{\max})$

**Pour  $\dot{m}_p = 18 \text{ g/s}$  et  $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$  :** L'analyse de la hauteur de flamme  $y_{\max}$  (figure 5.7b) fait apparaître deux zones distinctes suivant le taux de soufflage pour les conditions de débit les plus

élevées. On note que pour  $M \leq 0,5$ , la hauteur de flamme  $y_{\max}$  augmente légèrement en fonction du taux de soufflage pour les deux conditions de débit élevé. Pour  $\dot{m}_p = 18 \text{ g/s}$ , elle passe ainsi de 104,5 mm pour  $M = 0,1$  à 106 mm pour  $M = 0,5$ . Pour la même variation de taux de soufflage,  $z_{\max}$  (figure 5.7a) est très légèrement croissant, autour de  $z_{\max} \approx 1,5 \text{ mm}$ . Il semblerait que la flamme soit simplement défléchie de la paroi en subissant un léger étirement.

À partir d'un taux de soufflage de  $M = 0,5$ , une diminution linéaire de la hauteur de flamme  $y_{\max}$  est observée suivant l'augmentation du taux de soufflage. Elle passe ainsi de 112 mm pour  $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$  et  $M = 0,5$  à 95 mm pour  $M = 4$ . Cette diminution de la hauteur de la flamme  $y_{\max}$  se traduit par une augmentation linéaire de  $z_{\max}$ . Enfin, la hauteur de flamme  $y_{\max}$  continue de diminuer entre  $M = 3$  et  $M = 4$ , alors que le sommet de la flamme ne s'éloigne pas de la paroi ( $z_{\max} \approx 5 \text{ mm}$ ).

**Pour  $\dot{m}_p = 14 \text{ g/s}$  :** Les tendances d'écart pour les deux conditions de débits élevés ne sont pas identiques pour  $\dot{m}_p = 14 \text{ g/s}$ , où aucune augmentation de la hauteur de flamme pour les taux de soufflage les plus faibles n'est décelée. À l'inverse, on observe une diminution importante de  $y_{\max}$ , passant de 114 mm pour  $M = 0,1$  à 103 mm pour  $M = 0,5$ , avant de retrouver une décroissance de hauteur de flamme similaire aux conditions les plus riches. De même,  $z_{\max}$  ne fait qu'augmenter pour tous les taux de soufflage, jusqu'à atteindre un plateau. Ces différentes observations illustrent les effets de la puissance de la flamme et de la quantité de mouvement du film d'air. Pour le cas  $\dot{m}_p = 14 \text{ g/s}$ , à la différence des deux autres conditions présentées, l'interaction est pilotée par le film d'air. Pour les deux conditions de débit les plus élevées, la puissance de flamme est le paramètre prédominant à tenir compte pour les faibles taux de soufflage.

**Évolution de la distance minimale flamme - paroi ( $z_{\min}$ ,  $y_{\min}$ )** Il est possible d'identifier trois zones à partir de  $z_{\min}$ . Pour  $M \leq 1$ ,  $z_{\min}$  augmente rapidement à mesure que le taux de soufflage augmente. À noter également que la distance minimale à la paroi diminue d'autant plus que la richesse augmente. Cette distance minimale est de 1,3 mm pour  $\dot{m}_p = 14 \text{ g/s}$  et le taux de soufflage le plus faible, tandis qu'elle avoisine  $z_{\min} = 0 \text{ mm}$  pour la flamme la plus riche (la mesure de la distance flamme-paroi étant limitée par la résolution spatiale de la caméra). Ainsi, une pénétration de la flamme dans le film d'air est observée jusqu'à  $M = 1$  pour  $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$ , tandis que la flamme est située à 2,7 mm de la paroi pour  $M = 0,5$  et  $\dot{m}_p = 14 \text{ g/s}$ . La hauteur  $y_{\min}$  à laquelle la distance  $z_{\min}$  s'observe (figure 5.8b) présente une tendance similaire en fonction du taux de soufflage par rapport à  $y_{\max}$ . Un décalage léger vers les plus grands taux de soufflage est cependant à reporter. Pour  $M \leq 0,5 - 0,75$ ,  $y_{\min}$  augmente, puis décroît linéairement pour  $M \geq 1$  pour les conditions  $\dot{m}_p = 18 \text{ g/s}$  et  $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$ . Le fait que  $y_{\min}$  et  $y_{\max}$  passent par un maximum indique une modification du mécanisme de pilotage de la flamme, à savoir la puissance de flamme (quantité de mouvement et effet thermique) et la quantité de mouvement du film d'air.

Que ce soit pour  $z_{\min}$  ou  $z_{\max}$ , un effet de plateau est observé pour  $M \geq 3$ , semblant indiquer que l'interaction est pilotée par le film d'air.

### 5.2.3 Trois régimes d'interaction suivant le taux de soufflage

Sur la base de ces observations, on peut conclure que l'effet du film d'air sur la modification de la forme de la flamme est dépendant d'un équilibre entre la puissance de la flamme (effet thermique et quantité de mouvement de l'écoulement, soit une "impulsion de flamme") et la quantité de mouvement du film d'air. En ne considérant que la topologie de la flamme moyenne, l'efficacité du film d'air peut être assimilée à sa capacité à éloigner la flamme de la paroi. L'efficacité du film d'air est ainsi limitée quand la flamme présente une forte impulsion. L'effet de la puissance de flamme n'est cependant notable que pour  $M \leq 0,5 - 1$ . Pour des valeurs plus importantes du taux de soufflage ( $M \geq 1$ ), la hauteur de la flamme diminue linéairement alors que la distance entre la flamme et la paroi augmente linéairement. Ceci indique que le film d'air présente une quantité de mouvement suffisante pour se maintenir le long de la paroi. La flamme est alors repoussée de la paroi et sa hauteur est réduite, probablement en raison des effets combinés de l'aérodynamisme

et de mélange entre les gaz frais et le film d'air. L'aérodynamique et le mélange modifient les propriétés de la flamme (par ex. réduction de la vitesse de flamme par effet de dilution). Enfin, pour un taux de soufflage important ( $M \geq 3$ ), la quantité de mouvement du film d'air est suffisante pour piloter l'interaction du film d'air avec la flamme.

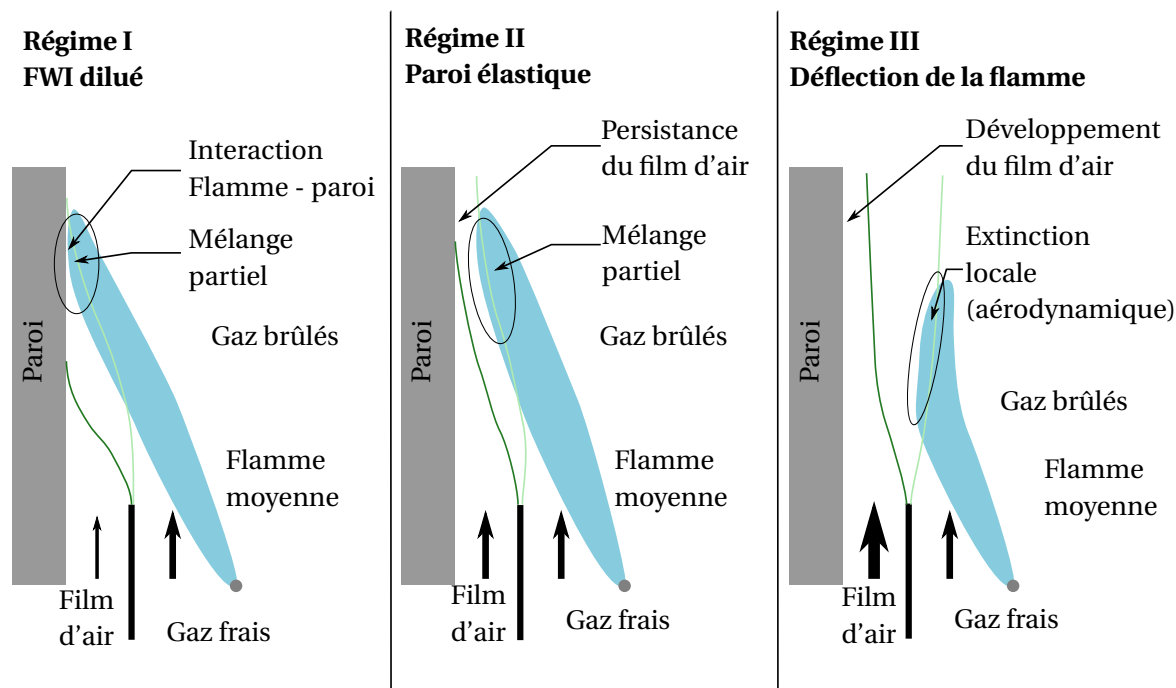


FIGURE 5.9 – Schéma de principe des trois régimes d'interaction flamme - film d'air - paroi (FCAI). L'aire bleue représente la position moyenne de la flamme intégrée temporellement et spatialement, à l'exemple des mesures par chimiluminescence  $\text{OH}^*$ . Les lignes vertes illustrent l'enveloppe fictive de la couche de cisaillement se développant entre les deux écoulements. En première approximation, la couche de mélange peut être assimilée à la couche de cisaillement entre les deux écoulements.

Il est possible de proposer une première classification des mécanismes macroscopiques d'interaction suivant le taux de soufflage. Ces trois régimes sont introduits sur le schéma 5.9. Les lignes vertes sur ce schéma illustrent l'enveloppe de la couche de cisaillement se développant entre les deux écoulements.

Le **Régime I** (figure 5.9) correspond à un mécanisme d'interaction survenant pour les taux de soufflage les plus faibles. Pour ces conditions, la quantité de mouvement et la vitesse du film d'air sont faibles comparées à l'écoulement principal. L'important gradient de vitesse entre les deux écoulements entraîne le développement d'une couche de cisaillement entre les deux écoulements. Cette couche de cisaillement se développe rapidement et se localise principalement au dessus de l'injection du film d'air (les tourbillons induits par le gradient de vitesse ont tendance à se développer vers la paroi). En conséquence, il n'y a plus persistance d'un film d'air pur à la paroi mais d'une zone contenant des gaz frais dilués le long de la paroi. Un gradient de richesse apparaît proche de la paroi (régime stratifié). Si la richesse locale est suffisante (supérieure à la limite de flammabilité), une flamme se développe proche de la paroi (la distance flamme-paroi minimale étant donnée par la distance de coincement à la richesse locale considérée, voir la section 1.2.1). L'interaction FCAI est alors à rapprocher d'une interaction FWI conventionnelle et est pilotée principalement par la puissance thermique de la flamme. Dans ce **Régime I**, l'augmentation progressive du taux de soufflage se traduit par une réduction plus prononcée de la richesse  $\phi$  en proche-paroi. Cette réduction de richesse induit une augmentation de la distance de coincement, mais entraîne également une réduction de la vitesse de combustion locale  $S_L^0$ . La réduction de  $S_L^0$  se traduit par une augmentation de la hauteur de flamme, c'est-à-dire une diminution de l'angle d'ouverture de la flamme (voir la section 2.5.2). Il s'agit du comportement observé sur les images de chimiluminescence  $\text{OH}^*$  (figures 5.6, 5.7 et 5.8) pour les conditions de flamme les plus riches

( $\dot{m}_p = 18 \text{ g/s}$ ,  $\phi = 0,84$ , et  $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$ ,  $\phi = 0,9$ ) pour  $M < 0,5$ .

L'augmentation de la quantité de mouvement du film d'air repousse progressivement la zone de mélange de la sortie de la fente. À partir d'une masse d'air injectée suffisante, une zone où la richesse locale est inférieure à la limite de flammabilité du méthane apparaît le long de la paroi, et repousse la flamme de la paroi. Il s'agit du **Régime II** illustré sur la figure 5.9. Dans ces conditions, la distance flamme-paroi augmente significativement à mesure que le taux de soufflage augmente. Le régime d'interaction passe de l'interaction d'une flamme stratifiée en richesse avec une paroi à un régime d'interaction entre un film d'air et une paroi. Ce régime s'observe pour  $M \leq 2,5$  pour  $\dot{m}_p = 14 \text{ g/s}$  et  $\phi = 0,76$ , et pour  $0,5 \leq M < 2,5$  pour les deux flammes les plus riches présentées sur les figures 5.6, 5.7 et 5.8. Le développement d'une couche de cisaillement entre les deux écoulements dans le prolongement de la lèvre de la fente entraîne le développement d'une couche de mélange entre les deux écoulements. D'autre part, ce régime intervient pour des taux de soufflage proches de 1-2. cela signifie que le gradient de vitesse entre les deux écoulements reste limité. Ce faible gradient de vitesse limite l'épaisseur de la couche de cisaillement, et par voie de conséquence celle de la couche de mélange. Ce développement limité de la couche de cisaillement permet une persistance accrue d'un film d'air le long de la paroi.

Le **Régime III** intervient pour les taux de soufflage les plus importants  $M \geq 3$ . L'important cisaillement entre les deux écoulements (différentiel de vitesse important) se traduit par le développement d'une couche de cisaillement orientée vers l'écoulement principal. La largeur de la couche de mélange suit la même tendance. Le film d'air est pleinement développé le long de la paroi, assurant son rôle de refroidissement. Le film d'air froid à la paroi permet un important coefficient de transfert convectif à la paroi, et garantit une efficacité de refroidissement maximale ( $\eta$ ). Le haut niveau de turbulence dans la couche de cisaillement peut entraîner un étirement important du front de flamme, et la présence d'extinctions locales. Pour ce régime, l'interaction est pilotée par le film d'air.

En première approximation, la position de la couche de cisaillement entre les deux écoulements peut être assimilée à la couche de mélange entre les deux écoulements. Ce mélange conditionne la richesse locale en proche-paroi. Une variable de mélange  $\xi$  peut être introduite pour rendre compte de ce mélange, valant 1 dans le film d'air et 0 dans les gaz frais. La coïncidence spatiale entre l'aérodynamique de l'écoulement et le mélange semble modifier la structure de flamme en proche-paroi. L'effet de l'aérodynamique sur le film d'air requiert de visualiser localement l'interaction entre le film d'air et la flamme. D'autre part, la compréhension du lien entre l'efficacité de refroidissement et l'épaisseur du film d'air suppose de pouvoir estimer localement cette épaisseur de film. Cela est permis avec l'utilisation de la PLIF-OH.

## 5.3 Épaisseur locale moyenne de film d'air et efficacité de refroidissement

### 5.3.1 Variable de progrès : distance flamme-paroi locale

La position de la flamme est évaluée localement via l'estimation de la variable de progrès moyenne  $\langle C_{OH} \rangle$ , mesurée par PLIF-OH. Ces mesures réalisées dans le plan ( $y, z$ ) à une position  $x = 0 \text{ mm}$  sont présentées sur la figure 5.10 pour différents taux de soufflage et deux conditions de fonctionnement.

L'iso-contour de variable de progrès  $\langle C_{OH} \rangle_{0,5}$  est présentée sur les figures 5.10a,c). Quelle que soit la condition de fonctionnement considérée, on distingue deux zones. Pour  $y < 65 \text{ mm}$ , tous les iso-contours se superposent. Pour  $y > 65 \text{ mm}$ , une ségrégation apparaît suivant le taux de soufflage  $M$ . Ce seuil est consistant avec les mesures par chimiluminescence  $\text{OH}^*$  (figure 5.6), où cette hauteur correspond à la base de la zone de la flamme interagissant avec la paroi équipée du système de génération du film d'air (CENTOR-F).

Le battement de flamme  $\Delta$  est reporté sur les figures 5.10b;d. Ce battement est séparé en deux

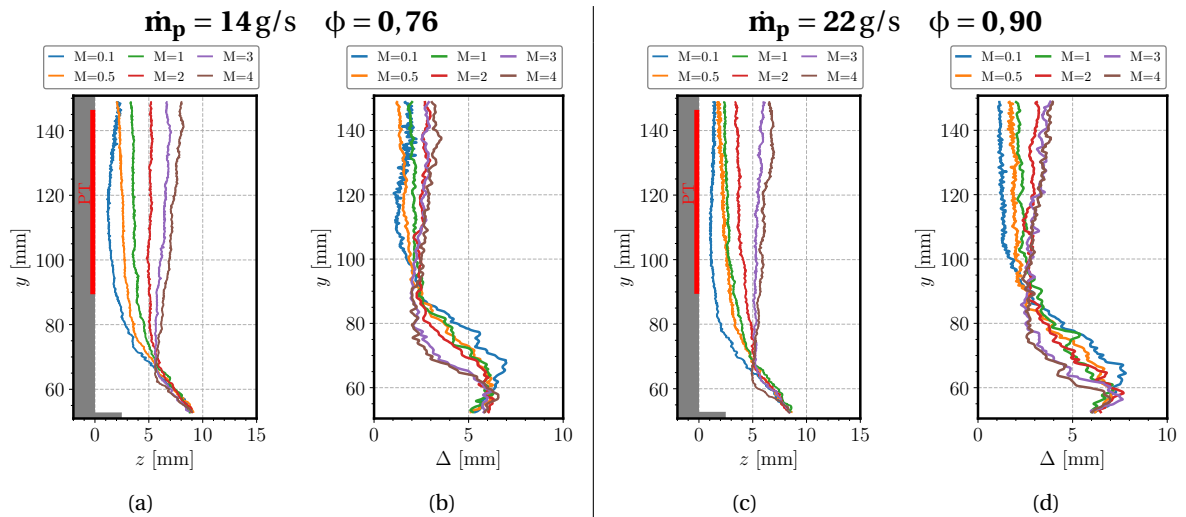


FIGURE 5.10 – Impact du taux de soufflage  $M$  sur (a,c) l'iso-contour  $\langle C_{OH} \rangle_{0,5}$ , et (b,d) sur le battement de flamme  $\Delta$ . (a,b)  $\dot{m}_p = 14 \text{ g/s}$   $\phi = 0,76$  et (c,d)  $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$   $\phi = 0,90$ . La ligne verticale rouge représente la zone pour laquelle la température de paroi est mesurée par PT et est représentée sur les figures 5.11 et 5.12.

zones. Pour  $y < 75 - 85 \text{ mm}$ , un battement de flamme important ( $\Delta = 2 - 6 \text{ mm}$ ) est repérable. L'intensité de battement est fortement dépendante de  $y$ . Pour  $y > 75 - 85 \text{ mm}$ , le battement  $\Delta$  est plus faible ( $\Delta = 2 - 3 \text{ mm}$ ) et peu dépendant de  $y$ .

L'évolution de  $\langle C_{OH} \rangle_{0,5}$  et  $\Delta$  sont dépendants du taux de soufflage  $M$ . Le taux de soufflage  $M = 0,1$  (courbes bleues) se démarque des autres résultats. La distance entre l'iso-contour  $\langle C_{OH} \rangle_{0,5}$  et la paroi est la plus faible,  $1 \text{ mm}$  pour  $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$  et  $1,1 \text{ mm}$  pour  $14 \text{ g/s}$ . À la différence des taux de soufflage supérieurs,  $\langle C_{OH} \rangle_{0,5}$  ne présente pas de profil linéaire pour  $y > 80 \text{ mm}$ , avec une distance à la paroi minimale atteinte en  $y = 119 \text{ mm}$  pour  $\dot{m}_p = 14 \text{ g/s}$  et  $y = 114 \text{ mm}$  pour  $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$ , avant d'augmenter pour les hauteurs supérieures. La position verticale de ces minima est en accord avec la hauteur de flamme estimée par chimiluminescence  $y_{\max}$  (figure 5.7). Elle correspond à une transition entre un front de flamme (FF) proche de la paroi et une interface non réactive avec les gaz brûlés (F-BGI). L'augmentation de la distance entre l'interface  $\langle C_{OH} \rangle_{0,5}$  et la paroi dans les gaz brûlés correspond à un refroidissement partiel des gaz brûlés en proche-paroi (éloignement de la paroi de l'isotherme en aval du coincement, comme illustré sur la figure 1.5). Cette condition de fonctionnement s'apparente à une interaction flamme-paroi classifiée dans le **Régime I** (figure 5.9). L'éloignement progressif de l'isotherme de la paroi dans les gaz brûlés est la manifestation d'importants transferts convectifs entre les gaz brûlés et la paroi, qui induisent une augmentation de la température de paroi. Ce point sera discuté dans la section 5.3.2.

Pour  $0,5 \leq M < 3$  et pour  $y > 65 \text{ mm}$ , l'augmentation du taux de soufflage se traduit par un éloignement de l'iso-contour  $\langle C_{OH} \rangle_{0,5}$  de la paroi. Pour  $\dot{m}_p = 14 \text{ g/s}$  et  $\phi = 0,76$ , cet éloignement est régulier à mesure que le taux de soufflage augmente. La faible dépendance de l'iso-contour  $\langle C_{OH} \rangle_{0,5}$  à  $y$  indique que l'interface est repoussée en bloc par le développement du film d'air. Cette faible dépendance à  $y$  est également repérée pour  $M = 0,5 - 2$  dans le cas  $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$  et  $\phi = 0,9$  (figure 5.10c). Pour ces taux de soufflage et quelle que soit la condition de fonctionnement présentée, aucune ségrégation claire n'apparaît sur le battement de flamme  $\Delta$ , qui est similaire à celui observé pour  $M = 0,1$ . Il semble donc que l'interface soit repoussée progressivement de la paroi, sans modification importante de la dynamique de celle-ci. Ce comportement est classé dans le **Régime II** (figure 5.9), où un film d'air - ou un mélange de gaz réactifs non inflammable - persiste le long de la paroi.

Pour les deux conditions opératoires et pour les deux indicateurs ( $\langle C_{OH} \rangle_{0,5}$  et  $\Delta$ ), les courbes pour  $M = 3$  et  $M = 4$  se superposent. Cette superposition illustre le phénomène de saturation du développement du film d'air observé via les images de chimiluminescence (figures 5.10 et 5.7)

et correspond au **Régime III** (figure 5.9) où l'interaction est pilotée par l'impulsion du film d'air (figure 5.9). De plus, le battement de flamme  $\Delta$  pour  $M \geq 3$  se démarque du battement de flamme pour les taux de soufflage inférieurs. En effet, le changement de dynamique de  $\Delta$  intervient dès  $y = 75$  mm pour  $M \geq 3$ , contre  $y = 85$  mm pour  $M < 3$ . En lien avec la diminution de la hauteur de flamme, cela signifie que la dynamique de la flamme est affectée par le film d'air. De plus, la distance entre  $\langle \text{COH} \rangle_{0,5}$  et la paroi augmente quand  $y$ , indiquant l'expansion du film d'air et de la couche de mélange qui repousse l'interface entre le film d'air et les gaz brûlés.

### 5.3.2 Champs de température de paroi

La figure 5.11 présente les champs moyens de température de paroi  $\langle T \rangle$  mesurés par thermométrie de luminophores PT, pour les deux conditions de fonctionnement et pour deux taux de soufflage,  $M = 0,1$  et  $M = 2$ .

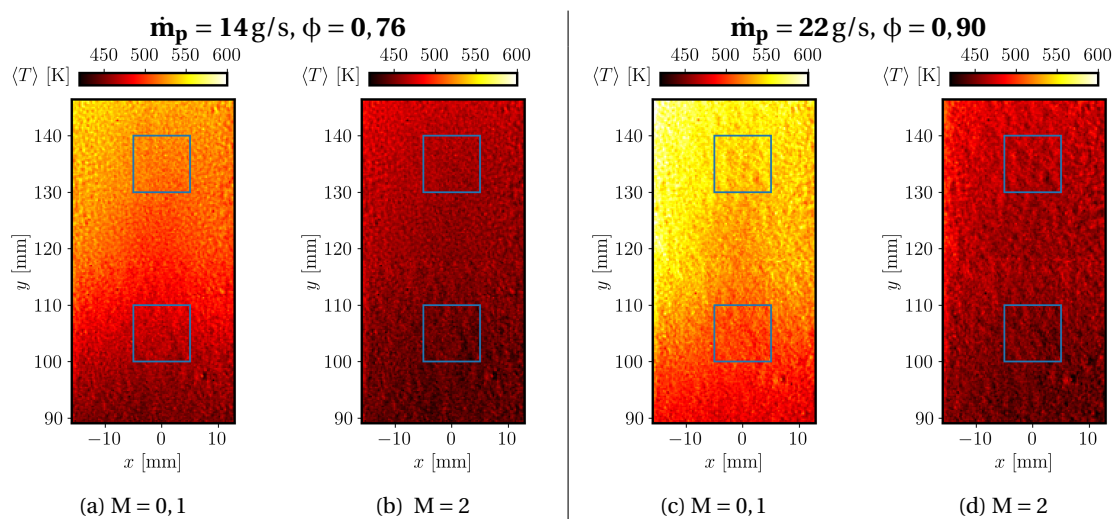


FIGURE 5.11 – Champs moyens de température de paroi  $\langle T \rangle$  mesurés pour (a,b)  $\dot{m}_p = 14 \text{ g/s}$   $\phi = 0,76$  et (c,d)  $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$   $\phi = 0,90$ , et pour les taux de soufflage  $M$  de (a, c)  $M = 0,1$  et (b, d)  $M = 2$ . La même échelle est employée pour les quatre sous-figures. Les deux carrés bleus correspondent aux zones extraites et moyennées des champs de températures pour tracer l'évolution de la température de paroi suivant le taux de soufflage sur la figure 5.12b. La température de thermalisation de la paroi est de  $T_{w_b} = 423 \text{ K}$ .

Quelle que soit la condition opératoire considérée, les champs de température montrent des allures similaires. Un gradient de température positif suivant  $y$  est observable, alors que les champs sont globalement uniformes suivant  $x$ .

Pour  $M = 0,1$ , la température de paroi est homogène suivant  $x$  pour  $90 \leq y < 100$  mm. Dans cette zone, la température de paroi est voisine de 450 K pour  $\dot{m}_p = 14 \text{ g/s}$  et  $\phi = 0,76$  et de 480 K pour  $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$  et  $\phi = 0,9$ . Un seuil est visible entre  $y = 100$  mm et  $y = 110$  mm, au delà duquel la température de paroi est supérieure. Au centre du champ mesuré, entre  $-5 \text{ mm} < x < 5 \text{ mm}$  et pour  $110 \text{ mm} \leq y \leq 130 \text{ mm}$ , la température de paroi est légèrement plus faible que celle mesurée aux extrémités ( $x < -5 \text{ mm}$  et  $x > 5 \text{ mm}$ ), voir figure 5.11c. Ce motif, observable pour des taux de soufflage inférieurs à 0,5, est attribué à la présence d'un motif en "peigne" (poche de gaz frais) suivant la direction transverse ( $x$ ). Ces motifs ont été illustrés sur la figure 5.4 (flèche verte). Cette variation suivant  $x$  de la hauteur d'impact de la flamme se traduit par la présence d'un champ de température inhomogène suivant  $x$ . Cette inhomogénéité disparaît lorsque le taux de soufflage augmente, et n'est pas observable pour  $M = 2$  (figures 5.11b;d). La disparition progressive de cette inhomogénéité peut être liée à la présence du film d'air le long de la paroi, au niveau de la zone d'impact de la flamme à la paroi (transition du **Régime I** vers le **Régime II**). En raison de sa faible conductivité thermique, le film d'air agit comme une couche isolante thermiquement et permet de limiter les gradients spatiaux de température (convection dans l'épaisseur du film d'air). Il est

aussi possible que l'injection du film d'air modifie l'écoulement en proche-paroi, modifiant le développement de tourbillons contra-rotatifs à l'origine des poches de gaz frais [282]

Dans leur simulations DNS, Palulli et al. [241] comparent l'interaction flamme-paroi et l'interaction flamme - film d'air - paroi dans une flamme turbulente de prémélange de type SWQ. Le film d'air est généré par une succession d'injections d'air orientées à 30° par rapport à l'axe de la paroi et réparties sur l'ensemble de la paroi d'étude. Un film d'air est donc présent sur l'ensemble de la paroi d'étude. Le taux de soufflage étudié est égal à l'unité. L'observation de la flamme interagissant avec le film d'air ne révèle pas d'apparition de poches de gaz frais transverses, à l'opposé d'une flamme interagissant avec la paroi. Cette constatation vient renforcer l'hypothèse selon laquelle ces structures proviennent d'une interaction avec la couche limite turbulente au voisinage de la paroi.

Pour  $M = 2$  et pour les deux conditions de fonctionnement (figures 5.11b;d), la température de paroi est homogène suivant  $x$  et un faible gradient de température persiste suivant  $y$ . L'homogénéité de la température de paroi indique la présence continue d'un film d'air pariétal assurant un refroidissement de la paroi.

### 5.3.3 Température de paroi et taux de soufflage

À l'exception des motifs apparaissant au centre du champ de température de paroi pour  $M < 0,5$  (figure 5.11c), la température de paroi est homogène suivant  $x$  et le gradient de température principal est orienté suivant  $y$ . Pour une comparaison plus aisée de l'impact du taux de soufflage sur la température de paroi, les champs de température sont moyennés suivant  $x$ . Ces profils de température sont tracés sur la figure 5.12a pour quatre taux de soufflage et pour les deux conditions de fonctionnement.

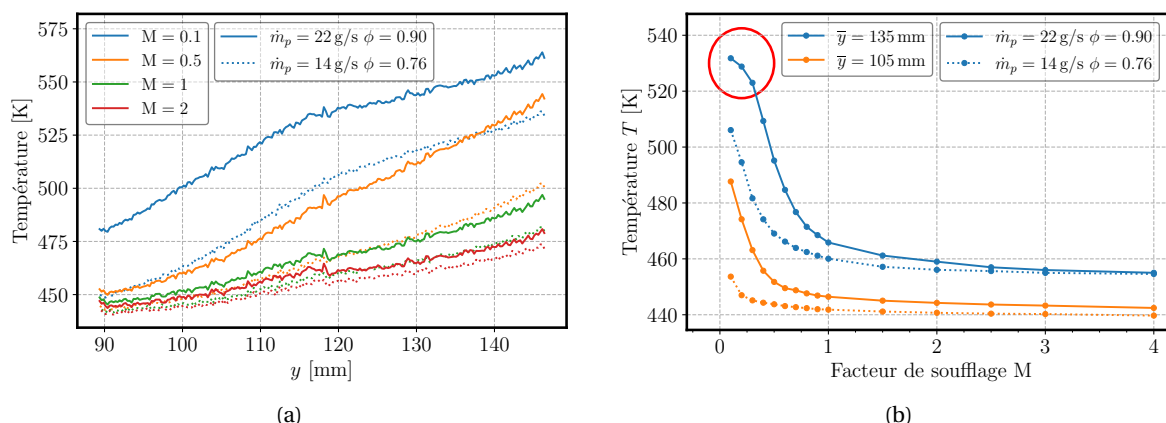


FIGURE 5.12 – (5.12a) Température de paroi suivant l'axe vertical  $y$  (moyennée suivant l'axe horizontal  $x$ ) pour différents taux de soufflage  $M$  et deux conditions de fonctionnement (ligne continue :  $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$  et  $\phi = 0,90$ ; ligne pointillée :  $\dot{m}_p = 14 \text{ g/s}$  et  $\phi = 0,76$ ). (b) Température de paroi moyennée sur deux zones (voir les carrés sur la figure 5.11) suivant le taux de soufflage. Les symboles indiquent les points de mesure, tandis que les lignes guident les yeux.

Un gradient de température suivant  $y$  existe pour l'ensemble des taux de soufflage. La température de paroi pour la condition de fonctionnement la plus puissante ( $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$  et  $\phi = 0,9$ ) est supérieure à la température de paroi de la condition la moins puissante ( $\dot{m}_p = 14 \text{ g/s}$  et  $\phi = 0,76$ ), cette observation étant valide quel que soit le taux de soufflage.

Pour le taux de soufflage le plus faible ( $M = 0,1$ ), un gradient de température similaire est observé pour les deux conditions expérimentales ( $\nabla T = 1,6 \text{ K.mm}^{-1}$ ). Pour  $M = 0,5$ , le gradient de température moyen atteint  $\nabla T = 1,65 \text{ K.mm}^{-1}$  pour  $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$  et  $\phi = 0,9$  contre  $\nabla T = 1,0 \text{ K.mm}^{-1}$  pour  $\dot{m}_p = 14 \text{ g/s}$  et  $\phi = 0,76$ . Pour des taux de soufflage plus importants, le gradient de température tend vers une valeur de  $\nabla T = 0,5 \text{ K.mm}^{-1}$  quelle que soit la condition de fonctionnement. La température de paroi devient indépendante pour les taux de soufflage les plus importants, avec un gain marginal en efficacité de refroidissement.



L'impact du taux de soufflage sur la température de paroi est illustré plus spécifiquement sur la figure 5.12b. La température moyenne sur deux zones d'intérêt à deux positions verticales différentes (représentées par les rectangles bleus sur la figure 5.11) est tracée en fonction du taux de soufflage pour les deux conditions de fonctionnement. La rapide décroissance de la température de paroi est particulièrement visible pour  $M < 1$ . À l'inverse, l'augmentation du taux de soufflage n'a qu'un impact limité pour  $1 < M < 3$  (diminution maximale de 10 K pour la position supérieure), et la température de paroi devient indépendante du taux de soufflage pour  $M \geq 3$ .

Pour  $M \leq 0,5$ , la température de paroi diminue fortement lorsque le taux de soufflage augmente. Cependant, ce comportement n'est pas observé pour le cas le plus riche ( $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$  et  $\phi = 0,90$ ) à la position la plus élevée, où une relative stagnation de la température de paroi est observée pour  $M \leq 0,3$  (zone repérée par le cercle rouge sur la figure 5.12b). Ce comportement s'explique à l'aide de la classification présentée dans la figure 5.9 (**Régime I** et du **Régime II**). La forte diminution de la température pour les faibles taux de soufflage s'explique par l'augmentation de la hauteur de maintien du film d'air le long de la paroi. Une faible augmentation du taux de soufflage induit un décalage de la flamme et une protection thermique de la paroi rapidement améliorée. Cette forte diminution de la température correspond à une transition entre le **Régime I** et le **Régime II** (établissement du film d'air le long de la paroi). En revanche, à la hauteur  $\bar{y} = 135 \text{ mm}$  pour la condition la plus riche, le faible impact du taux de soufflage sur la température de paroi est une manifestation du **Régime I**. La flamme est alors proche de la paroi dans une interaction de type FWI et la faible diminution de température provient du pilotage de la puissance de flamme par rapport à l'impulsion du film d'air.

La variation de la position des iso-contours de variable de progrès (figure 5.10) et de la température de paroi (figure) en fonction du taux de soufflage est en accord avec les évolutions suggérées par les régimes de FCAI proposés à travers la figure 5.9. Pour obtenir une information supplémentaire sur le développement du film d'air pariétal, des mesures de champ de vitesse en condition réactive ont été menées, permettant de visualiser simultanément la position du front de flamme et le champ de vitesse de l'écoulement. Seule la condition la plus riche sera analysée ( $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$  et  $\phi = 0,9$ ) via quatre taux de soufflage,  $M = 0,5$ ,  $M = 1$ ,  $M = 2$ , et  $M = 3$ , cette dernière condition présentant l'avantage d'illustrer plus complètement l'ensemble des régimes d'interaction.

### 5.3.4 Champs de vitesse et position du front de flamme

La probabilité spatiale de présence d'un front de flamme est présentée pour la condition  $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$  et  $\phi = 0,9$  sur la figure 5.13 pour différents taux de soufflage. Deux iso-probabilités sont extraites pour guider le lecteur à l'analyse de ces résultats. La position de ces fronts de flamme (FF) est estimée par PLIF-OH. Pour rappel, un front de flamme correspond à une interface de fluorescence de OH chimiquement active, tel que définie dans la section 3.3.4. L'analyse de la position du front de flamme apporte une information complémentaire par rapport à un iso-contour de variable d'avancement  $C_{OH}$ . Cette dernière information nous renseigne sur la démarcation moyenne entre les gaz frais et les gaz brûlés, que ce soit le front de flamme (FF, source de production de chaleur), ou l'interface entre des gaz brûlés chauds et de l'air de refroidissement (F-BGI).

L'analyse de la figure 5.13 est à rapprocher des mesures de chimiluminescence, intégrant spatialement et temporellement la position du front de flamme. Basé sur le contour d'iso-probabilité intermédiaire (ligne rouge sur la figure 5.13), la hauteur de flamme maximale est estimée entre  $y = 90 \text{ mm}$  et  $y = 110 \text{ mm}$ , soit des valeurs comparables à celles obtenues par chimiluminescence (figure 5.6). Cette hauteur est peu dépendante du taux de soufflage. La largeur de l'histogramme de position du front de flamme apporte des informations sur le battement du front de flamme ( $\Delta$ ). Cette amplitude de battement de flamme a également été estimée par l'analyse de l'iso-valeur de variable de progrès moyenne (figure 5.10d). Sur ces images, une diminution de  $\Delta$  avait été trouvée pour des hauteurs de  $y = 90 \text{ mm}$ . Ces valeurs sont similaires à celles observées sur l'histogramme de la position du front de flamme (figure 5.13). Sur ces histogrammes, la perturbation de la flamme due à la paroi et au film d'air est notable à partir de  $y = 60 \text{ mm}$  (figure 5.13), ce qui correspond au

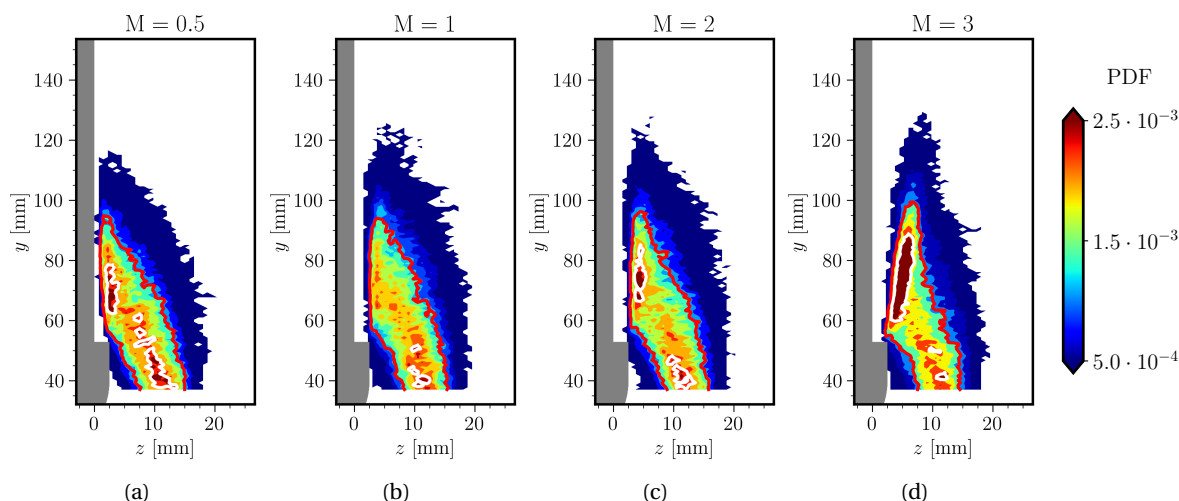


FIGURE 5.13 – Densité de probabilité spatiale de présence d'un front de flamme. Deux iso-probabilités sont extraites, à  $2,2 \times 10^{-3}$  (ligne rouge) et à  $1,1 \times 10^{-3}$  (ligne blanche), pour les taux de soufflage de (a)  $M = 0,5$ , (b)  $M = 1$ , (c)  $M = 2$ , et (d)  $M = 3$ . La condition de fonctionnement est  $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$  et  $\phi = 0,9$ .

début de la décroissance de  $\Delta$  observée sur la figure 5.10d.

La distance moyenne du front de flamme vis-à-vis de la paroi est significativement affectée par l'augmentation du taux de soufflage. Au plus près de la paroi pour  $M = 0,5$ , cette distance augmente progressivement pour  $M = 1$  et  $M = 2$ . L'ensemble du front de flamme s'éloigne de la paroi, sans modification de la forme de l'histogramme. La zone d'interaction proche-paroi de la flamme est comprise entre la sortie de la fente ( $y = 58 \text{ mm}$ ) et  $y = 100 \text{ mm}$ . À l'inverse, pour  $M = 3$ , le front de flamme interagissant avec le film d'air est fortement défléchi et s'éloigne de la paroi. Cette interaction modifie la forme de l'histogramme. Une zone de forte probabilité de présence de front de flamme est observable à l'extrémité de l'histogramme (iso-probabilité blanche) indiquant une faible variation de la position où l'interaction entre la flamme et le film d'air prend place.

Les deux iso-probabilités de présence du front de flamme sont également reportées sur les champs moyens de vitesse sur la figure 5.14, de même que l'iso-contour de variable de progrès à 25 %  $\langle C_{OH} \rangle_{0,25}$  (tiret rouge). La superposition entre les iso-probabilités de front de flamme (courbe noire) et l'iso-contour de variable de progrès permet d'illustrer la démarcation entre l'interface chimiquement (front de flamme) et l'interface entre les gaz brûlés et le film d'air, qui est localisée en aval.

La topologie de l'écoulement principal n'est que marginalement affectée par l'augmentation du taux de soufflage, avec un décalage horizontal des iso-valeurs de vitesse à l'opposé de la paroi quand le taux de soufflage augmente. À l'inverse, l'écoulement proche-paroi est fortement affecté par le taux de soufflage. L'écoulement moyen reste monodirectionnel et orienté suivant  $y$ . La composante  $\langle u_z \rangle$  est nulle quel que soit le taux de soufflage (non indiqué).

Pour  $M = 0,5$ , une zone de faible vitesse ( $\|u\| / u_b < 2$ ) est observable jusqu'à  $y = 80 - 90 \text{ mm}$  le long de la paroi, au dessus de la section de sortie de la fente. La convexité de l'iso-contour de variable de progrès  $\langle C_{OH} \rangle_{0,25}$  et sa localisation par rapport à la paroi ( $\approx z < 0,5 \text{ mm}$ ) indique que le film d'air ne se maintient pas au delà de  $y = 80 - 90 \text{ mm}$ , ce comportement aérodynamique étant assimilable au **Régime I**.

Pour  $M = 1$  et  $M = 2$  (figures 5.14b et 5.14b), l'iso-contour de variable de progrès  $\langle C_{OH} \rangle_{0,25}$  est aligné avec la position moyenne du front de flamme (iso-probabilités reportées en noir). Cet alignement indique la présence d'une interface réactive entre le film pariétal et l'écoulement principal. Cette constatation ne peut être faite pour le taux de soufflage  $M = 3$ , où pour  $80 \text{ mm} < y < 100 \text{ mm}$ , la variable de progrès n'est plus alignée avec les fronts de flamme instantanés. L'iso-probabilité de présence d'un front de flamme se trouve à une distance à la paroi supérieure de

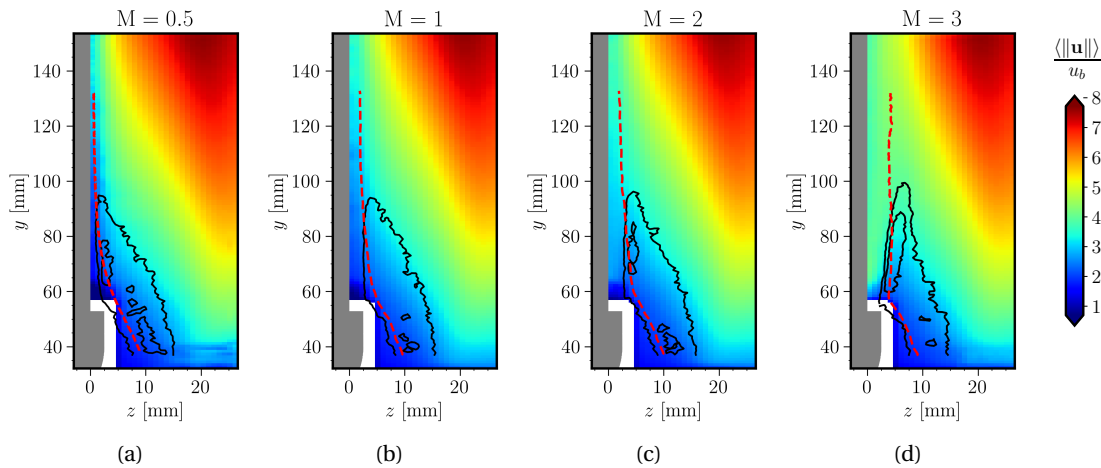


FIGURE 5.14 – Champs moyens de la norme de la vitesse normalisée  $\langle \|u\| \rangle / u_b$ . L'iso-contour de variable de progrès moyenne à 25 %  $\langle C_{OH} \rangle_{0.25}$  (tiret rouge) et deux iso-probabilités de position du front de flamme (contours rouge et vert sur la figure 5.13) sont également reportés. (a)  $M = 0,5$ , (b)  $M = 1$ , (c)  $M = 2$ , et (d)  $M = 3$ . La condition de fonctionnement est  $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$  et  $\phi = 0,9$ , soit une vitesse débitante d'écoulement principal en conditions non réactives de  $u_b = 2,85 \text{ m/s}$ .

l'iso-contour de variable de progrès  $\langle C_{OH} \rangle_{0.25}$ . Cet écart révèle une intermittence sur la définition de l'interface (FF / film d'air ou F-BGI / film d'air). L'interaction entre la flamme et le film d'air semble donc plus complexe pour les taux de soufflage élevés, avec une manifestation potentielle de phénomènes d'extinctions locales. L'illustration du changement de topologie d'interface ainsi que la compréhension de son origine requièrent une observation et une analyse de la structure instantanée du front de flamme.

Pour  $M = 1$  et  $M = 2$ , l'iso-contour de variable de progrès vient se positionner dans le prolongement de la lèvre de la fente, parallèlement à la paroi pour  $y > 100 \text{ mm}$ . La présence d'une faible vitesse par rapport à la vitesse des gaz brûlés ( $\|u\| / u_b \approx 2 - 3$ ) le long de la paroi indique la persistance d'un film d'air jusqu'au sommet du battement de flamme, associé à une interaction flamme - film d'air - paroi du **Régime II**.

Pour  $M = 3$ , l'iso-contour de variable de progrès est localisé à une distance à la paroi supérieure à la largeur de la fente ( $z \approx 3 \text{ mm}$ ). Ce contour est concave tandis qu'une zone de vitesse importante est observée le long de la paroi  $\|u\| / u_b \approx 4$  dès la sortie de la fente, indiquant la présence d'un film d'air établi le long de la paroi.

La vitesse moyenne dans le film d'air est montrée sur la figure 5.15 pour les différents taux de soufflage. Cette vitesse est estimée en moyennant le champ de vitesse suivant  $z$  pour  $z \leq 2,7 \text{ mm}$ . Cette définition est arbitraire, mais elle permet une comparaison quantitative des champs de vitesse en proche-paroi suivant le taux de soufflage, quel que soit l'écoulement considéré.

Des réflexions laser entraînent une incertitude importante sur la mesure de vitesse immédiatement en aval de la sortie de la fente. La vitesse pour  $y \leq 65 \text{ mm}$  n'est donc pas présentée et discutée. Pour  $y > 65 \text{ mm}$ , la vitesse du film est similaire pour  $M = 0,5$ ,  $M = 1$  et  $M = 2$ , montrant une augmentation suivant  $y$ . De plus, les niveaux de vitesse sont plus élevés que ceux prescrits par la définition de  $M$ . La similitude des vitesses pour  $M = 0,5$  et  $M = 1$  indique que l'écoulement pariétal est constitué principalement de gaz brûlés pour  $M = 0,5$  et d'un mélange film d'air - gaz brûlés pour  $M = 1$  ( $y \geq 80 \text{ mm}$ ). La proportion de gaz brûlés tend à diminuer à mesure que le taux de soufflage augmente. Pour  $M = 3$ , la vitesse du film est globalement constante suivant la hauteur  $y$ , indiquant un film principalement constitué d'air. Quel que soit le taux de soufflage considéré, la vitesse pariétale tend vers la même valeur de  $\langle \overline{u}_y \rangle / u_b \approx 4$ . Cette vitesse correspond à la vitesse des gaz brûlés en aval du front de flamme (voir les champs de vitesse sur la figure 5.14) et peut provenir de la présence d'une importante couche de cisaillement homogénéisant l'écoulement pariétal. L'accélération du film d'air pourrait ainsi provenir d'un effet de compression lié à la dilatation des

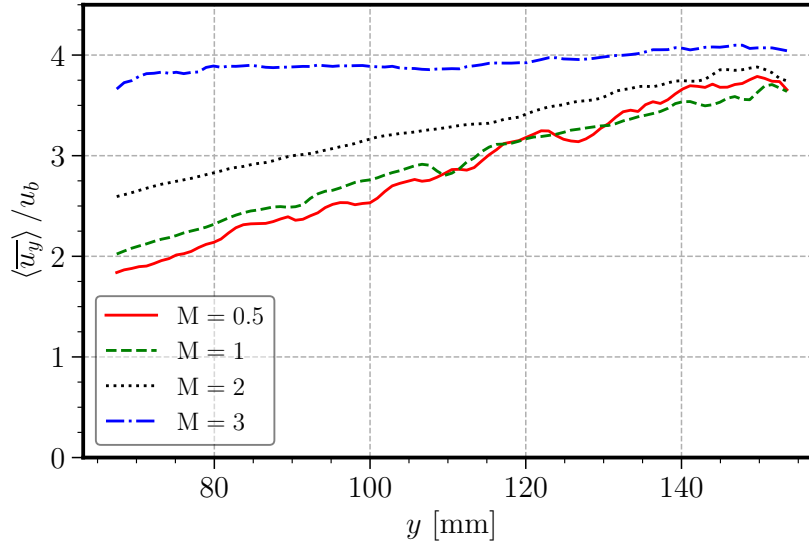


FIGURE 5.15 – Vitesse moyenne dans le film d'air suivant le taux de soufflage. La moyenne est temporelle et spatiale sur les trois premières mailles de PIV, soit jusqu'à  $z \leq 2,7$  mm. Les profils de vitesse correspondent à une condition de fonctionnement de  $\dot{m}_p = 22$  g/s et  $\phi = 0,9$ , soit une vitesse débitante d'écoulement principal en condition non réactive de  $u_b = 2,85$  m/s.

gaz chauds induisant une divergence de la vitesse des gaz brûlés (expansion thermique) vers la paroi et réduisant la section de passage effective offerte au film d'air.

## 5.4 Mécanismes locaux d'interaction

### 5.4.1 Topologie de champs instantanés de front de flamme

L'identification de structures typiques de front de flamme en lien avec le champ de vitesse instantané permet d'apporter des éléments de compréhension des mécanismes locaux d'interaction entre le film d'air et la flamme. La figure 5.16 présente ainsi un ensemble de champs instantanés pour les quatre taux de soufflage étudiés,  $M = 0,5$ ,  $M = 1$ ,  $M = 2$  et  $M = 3$ . Pour chaque taux de soufflage, deux champs instantanés (*i.e.* deux instants différents) sont reportés. Pour chaque instant, trois quantités sont présentées. Le premier instant présente  $u_z$  (vitesse normale à la paroi), un champ de fluorescence OH sur lequel le front de flamme est coloré par sa courbure  $\kappa_c$  et un champ de vorticité  $\omega$ . Le deuxième instant présente  $u_y$ , le front de flamme coloré par son élongation<sup>2</sup> (*strain*,  $\kappa_s$ ) et le champ de vorticité associé  $\omega$ . La vorticité est définie comme le rotationnel du vecteur vitesse, soit

$$\vec{\omega} = \vec{\nabla} \wedge \vec{u}. \quad (5.1)$$

Seul le terme de rotation autour de l'axe  $x$  peut être estimé à partir des mesures de PIV planaires, soit

$$\omega = \frac{\partial u_y}{\partial z} - \frac{\partial u_x}{\partial y}. \quad (5.2)$$

**Description macroscopique** Au niveau de la sortie de la fente  $y = 58$  mm, la position  $z < 2,5$  mm correspond au film d'air tandis que les distances à la paroi supérieures ( $z \geq 2,5$  mm) correspondent à l'écoulement principal (gaz frais ou gaz brûlés). Le film d'air et les gaz frais sont repérables par l'absence de fluorescence OH, tandis que la présence de fluorescence indiquera un front de flamme ou des gaz brûlés. Le film d'air et les gaz frais se situent au voisinage de la paroi, tandis que les gaz brûlés sont localisés au centre du brûleur. Le front de flamme est repéré par les

2. Le terme " tirement" est réservé pour traduire le concept de *stretch*,  $\kappa$

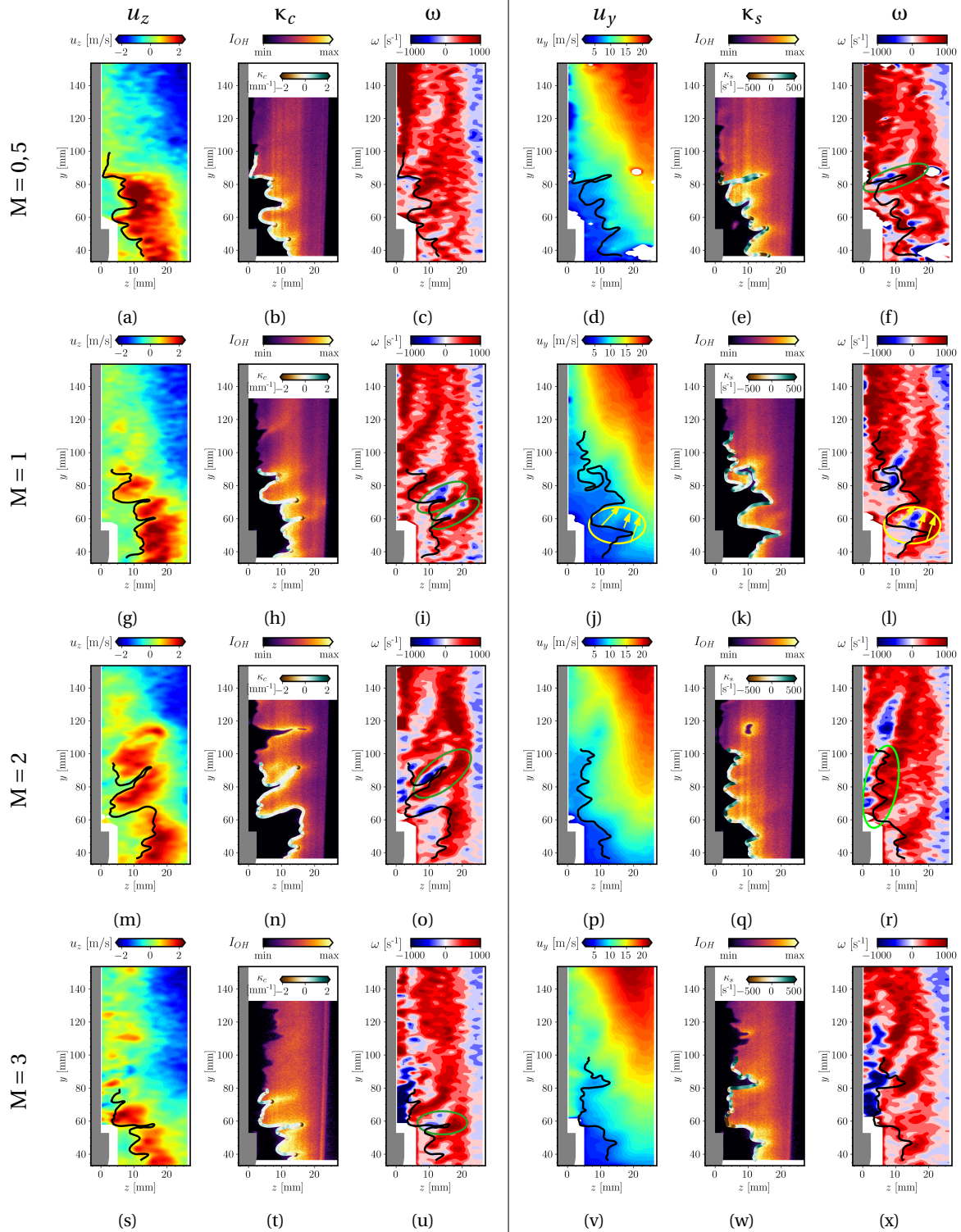


FIGURE 5.16 – Champs instantanés de vitesse, de position du front de flamme et de vorticité  $\omega$  suivant le taux de soufflage  $M$ . Les conditions de fonctionnement sont  $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$  et  $\phi = 0,9$ . Chaque ligne correspond à un taux de soufflage  $M$ , tel que (a-f)  $M = 0,5$ ; (g-l)  $M = 1$ ; (m-r)  $M = 2$ ; et (s-x)  $M = 3$ . Pour chaque ligne, les trois premières figures correspondent à un même instant et les trois suivantes à un autre instant. La première colonne correspond à la composante  $u_z$  de la vitesse. La seconde présente la fluorescence de OH sur laquelle le front de flamme est coloré par sa courbure  $\kappa_c$ . La troisième colonne correspond à la vorticité  $\omega$  de l'instant 1. La quatrième colonne correspond à la composante de vitesse suivant  $u_y$  de l'instant 2. La cinquième colonne indique le front de flamme coloré par son élongation  $\kappa_s$ , et enfin la sixième colonne correspond au champ de vorticité  $\omega$  de l'instant 2. La position du front de flamme est également reportée sur les champs de vitesse et de vorticité par la ligne épaisse noire.

courbes noires sur les champs de vitesse et de vorticité, et par la ligne colorée (vert-marron) sur les champs de fluorescence OH.

La première colonne sur la figure 5.16 présente la composante normale à la paroi de la vitesse  $u_z$ . Cette vitesse est majoritairement nulle dans le film d'air et dans les gaz frais. Dans les gaz brûlés en aval d'un front de flamme, la composante de vitesse  $u_z$  est positive ( coulement s'éloignant de la paroi). Cette variation de vitesse correspond au saut de température (ou saut de masse volumique)   la traversée du front de flamme. La présence d'une vitesse  $u_z$  en aval d'une interface de fluorescence OH est donc le marqueur de la présence d'un dégagement de chaleur, et donc d'une interface active. Sur les champs de vitesse  $u_z$ , une zone de vitesse  $u_z$  négative est visible pour  $z > 20$  mm et  $y > 80$  mm. Il s'agit du saut de vitesse généré par la seconde branche de la flamme en V (symétriquement opposée à la branche d'étude).

Les deuxième et cinquième colonnes de la figure 5.16 représentent des champs instantanés de fluorescence OH. L'allure de tels champs a été discutée dans les sections 3.3.4 et 5.1.3.1. On rappelle que cette interface peut être séparée en une interface réactive (front de flamme, FF) et une interface passive entre un film d'air et les gaz brûlés (F-BGI).

Les champs de vorticité sont présentés sur les troisième et sixième colonnes de la figure 5.16. Les zones bleues correspondent à des structures tourbillonnaires tournant dans le sens horaire ( $\omega < 0$ ), tandis que les zones rouges sont associées à des structures tournant dans le sens trigonométrique ( $\omega > 0$ ). La divergence de l'écoulement des gaz brûlés pour cette branche de la flamme en V entraîne une vorticité moyenne positive. Les zones de forte vorticité (tant négative que positive) indiquent la présence de structures tourbillonnaires.

La quatrième colonne représente la composante suivant  $y$  de la vitesse,  $u_y$ . Des vitesses proches de la vitesse débitante ( $u_y = 2 - 5$  m/s) correspondent aux gaz frais et au film d'air. De façon similaire à la vitesse  $u_z$ , le saut de densité à la traversée du front de flamme induit un saut de vitesse  $u_y$ . La valeur de la vitesse suivant  $y$  augmente progressivement dans les gaz brûlés à mesure que l'on s'éloigne du front de flamme, jusqu'à atteindre des valeurs de  $u_y \approx 20$  m/s. L'écoulement est majoritairement monodirectionnel. Les champs de vitesse  $u_y$  sont donc similaires aux champs moyens de la norme de la vitesse (voir la section 5.3.4 et la figure 5.14).

**Interface F-BGI** La présence d'une vitesse  $u_z$  positive en aval de l'interface de fluorescence indique la présence d'un taux de dégagement de chaleur, et donc d'un front de flamme. L'interface FF détectée à partir des images de fluorescence OH est reportée en noir sur les champs de vitesse  $u_z$  (figure 5.16). La présence d'une vitesse  $u_z$  en aval de ce front de flamme détecté valide convenablement le fonctionnement de la procédure décrite dans la section 3.3.4.

  l'inverse pour l'interface F-BGI, la correspondance avec les mesures de  $u_z$  montre une absence de dégagement de chaleur en aval de cette interface. La nature de cette interface via l'analyse des images de PLIF-OH est source d'interrogations. La topologie de l'interface, présentant une courbure et des structures similaires à celles pouvant être rencontrées dans le front de flamme, semble indiquer une séparation entre le film d'air le long de la paroi et des gaz brûlés. Le fort gradient de signal de OH suggère que les phénomènes de dépendance à la température de la fluorescence ou bien le processus de mélange sont peu probables. Pour les taux de soufflage les plus faibles, une importante vorticité  $\omega$  positive est observée à l'emplacement de cette interface ( $y = 100 - 120$  mm et  $z \approx 2$  mm sur les figures 5.16a-c ou sur les figures 5.16d-f).

**Langues de gaz frais et vorticité** Quel que soit le taux de soufflage considéré, des langues de gaz frais pénétrant dans les gaz brûlés sont observées, de façon similaire à la configuration FWI (section 5.1.3.1). Ces structures sont notamment observables sur les figures 5.16e ( $y = 80$  mm), 5.16n ( $y = 80$  mm) ou 5.16t ( $y = 60$  mm). Un point de courbure fortement négative est observé à l'extrémité de cette structure. L'analyse des champs de vorticité  $\omega$  indique la présence d'un tourbillon négatif au dessus de cette structure, et la présence d'un tourbillon positif localisé en dessous (voir les zones entourées sur les figures 5.16f, 5.16o et 5.16u). D'autre part, le tourbillon positif est loca-

lisé proche de l'extrémité de la langue tandis que le tourbillon négatif est proche de la paroi. Cette organisation spatiale est visible sur la figure 5.16u (zone entourée en vert). Le tourbillon positif a tendance à éloigner la flamme de la paroi, tandis que le tourbillon négatif repousse le front de flamme et les gaz brûlés en direction de la paroi [58].

Le champ de vorticité autour des zones de front de flamme courbées négativement se retrouve également autour de structures de dimensions inférieures, à l'exemple des deux zones mises en évidence sur la figure 5.16i. La répétition de ce motif semble indiquer l'existence d'un mécanisme aérodynamique induisant la courbure du front de flamme.

**Vorticité et courbure du front de flamme** L'effet des tourbillons suivant leur signe sur la dynamique du front de flamme est visible en observant conjointement le champ de vitesse  $u_y$  5.16j et le champ de vorticité 5.16l. Dans la zone repérée par le cercle jaune, le front de flamme est plan (figure 5.16k). Cependant, ce front de flamme n'est pas superposé avec un iso-contour de vitesse  $u_y$ . En effet, on repère une zone au centre du front de flamme (flèche jaune du milieu) où la vitesse  $u_y$  est inférieure à celle obtenue à la traversée du front de flamme ( $\approx 4 - 5$  m/s contre  $\approx 9 - 10$  m/s). L'observation du champ de vorticité  $\omega$  associé (figure 5.16l) montre la présence de deux tourbillons contra-rotatifs. La zone de faible vitesse  $u_y$  correspond à la présence d'un tourbillon négatif, tandis qu'un tourbillon positif est présent à l'extrémité de cette structure ( $z \approx 20$  mm). Cette répartition des structures tourbillonnaires suggère une mise en rotation progressive de cette structure de flamme. L'extrémité courbée négativement (flèche jaune de droite) est convectée par l'écoulement plus rapidement que le centre de la structure de flamme, entraînant un repliement progressif de la poche de gaz frais.

Une interaction entre la flamme et le film d'air peut être identifiée sur les figures 5.16p-r (zone identifiée en vert). Le champ de vitesse  $u_y$  permet d'identifier la présence d'un film d'air le long de la paroi. On note que le front de flamme est successivement courbé positivement et négativement (oscillations autour d'une position moyenne). Les structures de courbure positive pénètrent dans le film d'air alors que les structures de courbure négative sont dans l'écoulement principal. En observant le champ de vorticité, on remarque la présence de tourbillons négatifs à la même hauteur que les courbures négatives du front de flamme (voir par exemple  $y = 70$  mm). Ce motif de compression du film d'air par le front de flamme qui est courbé positivement puis de tourbillon négatif qui est associé à une courbure négative du front de flamme se répète ( $y = 80 - 90$  mm). La succession de ces tourbillons suggère un mécanisme de compression - relaxation du film d'air. Cette hypothèse de mécanisme sera discutée plus en détail dans les sections 5.4.3 et 5.4.4.

## 5.4.2 Plissement du front de flamme

L'observation de l'interface F-BGI pour le facteur de soufflage  $M = 3$  (figures 5.16t;t) fait apparaître des motifs plissés. L'interface semble plissée avec des structures de plus petites tailles que pour les taux de soufflage inférieurs. Cette analyse sur un nombre important d'images instantanées est cependant insuffisante. Une quantification plus rigoureuse du taux de plissement des interfaces F-BGI et FF est alors requis.

### 5.4.2.1 Facteur de plissement FF et F-BGI

Le taux de plissement de l'interface passe par une estimation et une comparaison de deux mesures de la longueur de l'interface,  $\mathfrak{D}$  et  $\mathcal{L}$ . Ces deux longueurs sont estimées séparément pour l'interface du front de flamme (FF) et l'interface des gaz brûlés (F-BGI). Chaque longueur est estimée entre deux points extrêmes de l'interface. Pour le front de flamme (FF), l'estimation du taux de plissement est réalisée entre la position du front de flamme à la sortie de la fente (début de la présence du film d'air,  $(z_\ell, y_\ell)$ ) et le sommet de la flamme  $(z_{\text{tip}}, y_{\text{tip}})$ . Cette limitation à  $y_\ell$  permet de n'étudier que la portion du front de flamme susceptible d'interagir avec le film d'air. Pour l'interface F-BGI, on considère le sommet du front de flamme  $(z_{\text{tip}}, y_{\text{tip}})$  et la position maximale de l'interface dans le champ de visualisation  $(z_{\text{top}}, y_{\text{top}})$ . Ces délimitations et le calcul des longueurs

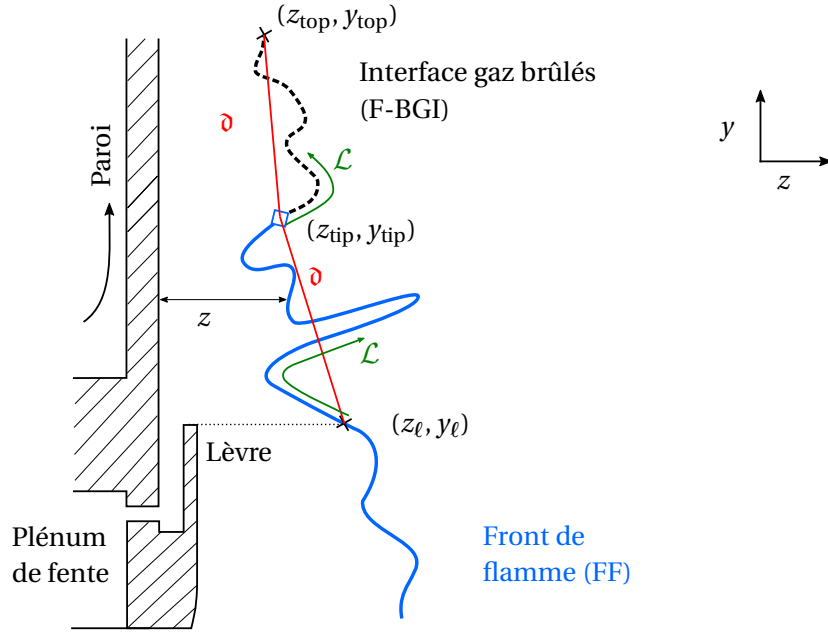


FIGURE 5.17 – Représentation schématique d'une interface type front de flamme (FF) et type gaz brûlés (F-BGI) où la méthode d'estimation des longueurs  $\delta$  et  $\mathcal{L}$  intervenant dans l'estimation du taux de plissement d'interface est représentée.

$\delta$  et  $\mathcal{L}$  sont précisés sur la figure 5.17. La longueur d'interface  $\delta$  est la distance euclidienne  $\|\cdot\|_2$  entre ces deux points :

$$\begin{aligned} \delta &= \sqrt{(z_{\text{tip}} - z_{\ell})^2 + (y_{\text{tip}} - y_{\ell})^2} && \text{(FF)} \\ \delta &= \sqrt{(z_{\text{top}} - z_{\text{tip}})^2 + (y_{\text{top}} - y_{\text{tip}})^2} && \text{(F-BGI)} \end{aligned} \quad (5.3)$$

La longueur  $\mathcal{L}$  rend compte de la longueur de l'interface. Elle est calculée comme la longueur curviligne le long de l'interface  $\gamma$

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \int_{(z_{\ell}, y_{\ell})}^{(z_{\text{tip}}, y_{\text{tip}})} \gamma(s) ds && \text{(FF)} \\ \mathcal{L} &= \int_{(z_{\text{tip}}, y_{\text{tip}})}^{(z_{\text{top}}, y_{\text{top}})} \gamma(s) ds && \text{(F-BGI)} \end{aligned} \quad (5.4)$$

$\mathcal{L}$  sera d'autant supérieure à  $\delta$  que l'interface est plissée entre ses deux extrémités. La comparaison directe de ces deux longueurs est proposée sur la figure 5.18 pour les différents taux de soufflage. L'interface du front de flamme (FF) est représentée par les points verts, et l'interface des gaz brûlés (F-BGI) par les croix oranges.

Tout d'abord, on remarque que quel que soit le taux de soufflage considéré et quelle que soit la nature de l'interface étudiée, une relation de proportionnalité existe entre  $\delta$  et  $\mathcal{L}$ . En effet, même si l'on observe une certaine dispersion des points, ceux-ci se distribuent de manière linéaire. La longueur curviligne  $\mathcal{L}$  du front de flamme FF est en moyenne 60 % supérieure à la longueur euclidienne  $\delta$  pour  $M \leq 2$  et 40 % supérieure pour  $M = 3$ . Concernant l'interface F-BGI,  $\mathcal{L}$  est supérieure de 25 % par rapport à  $\delta$  pour  $M \leq 2$  et supérieure de 35 % pour  $M = 3$ . L'importance de la longueur  $\mathcal{L}$  par rapport à  $\delta$  pour  $M \leq 2$  est attribuée à la présence de structures de grandes échelles spatiales, à l'exemple des langues de gaz frais observées sur la figure 5.16. Ces structures à grande échelle ne sont pas présentes dans l'interface F-BGI, expliquant le taux de plissement inférieur. On notera que la longueur totale du front de flamme n'est que marginalement affectée par le taux de soufflage ( $\mathcal{L}$  et  $\delta$  ont le même ordre de grandeur quel que soit le taux de soufflage). Cette observation corrobore les résultats présentés sur la figure 5.13.



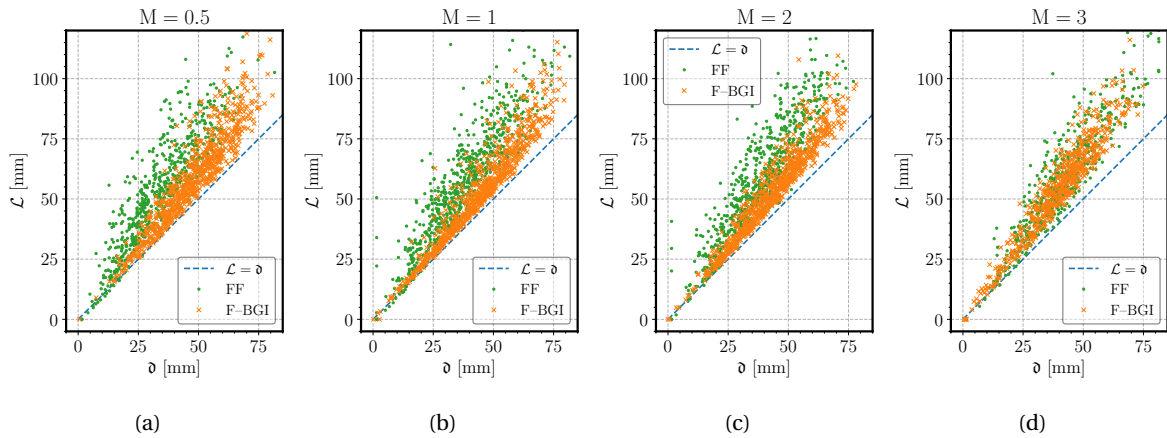


FIGURE 5.18 – Estimation du taux de plissement des interfaces : le front de flamme (FF) est représenté par les points verts et l'interface des gaz brûlés (F-BGI) par les croix oranges. La longueur curviligne  $\mathcal{L}$  est tracée suivant la longueur euclidienne de cette interface  $\vartheta$ . Chaque point correspond ainsi à une image instantanée de PLIF-OH. La ligne bleue représente l'égalité entre ces deux distances, ce qui signifie que le front de flamme présente un plissement nul. (a)  $M = 0,5$ , (b)  $M = 1$ , (c)  $M = 2$ , et (d)  $M = 3$ . La condition de fonctionnement est  $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$  et  $\phi = 0,9$ .

Pour  $M \leq 2$ , une distinction claire apparaît entre les interfaces FF et F-BGI (les nuages de points ne sont pas entièrement superposés). Cette distinction n'est plus observable pour le cas  $M = 3$ , où une réduction du plissement est observée pour l'interface FF et une augmentation de ce plissement pour l'interface F-BGI. Les deux interfaces présentent alors un taux de plissement quasi-similaire. En outre, la dispersion de la longueur des interfaces est réduite pour  $M = 3$  par rapport aux autres taux de soufflage étudiés.

L'analyse des taux de plissement indique que pour les taux de soufflage inférieurs à  $M \leq 2$ , la structure de l'interface FF est pilotée principalement par la flamme via l'interaction avec la turbulence, et de façon marginale via des instabilités hydrodynamiques (lignes de gaz frais [204] et Darrieus-Landau [217, 329]). En revanche, le taux de plissement de l'interface entre les gaz brûlés et le film d'air (F-BGI) s'explique par une absence de taux de dégagement de chaleur au niveau de l'interface qui modifie la turbulence (interaction flamme-turbulence [282]) et marginalement réduit l'apparition d'instabilités hydrodynamiques [204, 217]. Il faut aussi noter une quasi-relaminarisation de écoulements en aval du front de flamme. Cette relaminarisation a été observée numériquement [128, 241] et expérimentalement [282] par l'augmentation de la viscosité des fluides. Le blocage de la vitesse du film d'air (figure 5.15) laisse supposer un échauffement de ce dernier (diminution de la masse volumique), et donc une réduction du gradient thermique de part et d'autre de l'interface F-BGI par rapport à l'interface FF, contribuant à limiter le développement d'instabilités hydrodynamiques.

Pour  $M = 3$ , la convergence du plissement entre les deux types d'interface indique que le caractère réactif ou non de l'interface ne peut expliquer le plissement. Celui-ci provient de l'interaction forte avec la turbulence du film d'air qui pilote la couche de cisaillement se développant entre les deux écoulements.

#### 5.4.2.2 Courbure suivant la distance à la paroi

La répartition de la courbure du front de flamme (FF) suivant la paroi est une caractéristique du front de flamme. L'histogramme croisé de la courbure du front de flamme  $\kappa_c$  (équation 3.3) et la distance front de flamme - paroi  $\Delta z$  est ainsi tracé suivant les différents taux de soufflage sur la figure 5.19.

On notera tout d'abord l'allure similaire des histogrammes suivant  $M$ . La courbure moyenne est très légèrement négative ( $\kappa_c = -0,01 \text{ mm}^{-1}$ ) et se rapproche de zéro à mesure que le taux de soufflage augmente. L'augmentation du taux de soufflage se traduit par un décalage du front de

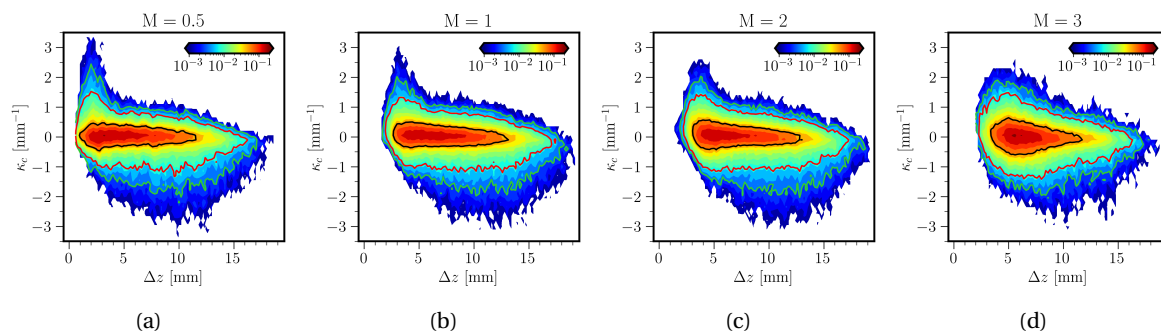


FIGURE 5.19 – PDFs jointes entre la courbure du front de flamme  $\kappa_c$  et la distance entre le front de flamme et la paroi  $\Delta z$  pour différents taux de soufflage (a)  $M = 0,5$ , (b)  $M = 1$ , (c)  $M = 2$  et (d)  $M = 3$ . Trois contours d'iso-probabilité sont mis en évidence via les lignes noires ( $3 \times 10^{-3}$ ), rouges ( $7 \times 10^{-3}$ ) et vertes ( $5 \times 10^{-2}$ ) pour guider le regard. La condition de fonctionnement est  $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$  et  $\phi = 0,9$ .

flamme de la paroi ( $\Delta z$  augmente).

Ces histogrammes sont à comparer avec les mêmes quantités enregistrées dans une configuration d'interaction flamme-paroi pure (sans présence de film d'air) sur la figure 5.5 (pour une condition de fonctionnement différente). Pour  $M \leq 2$ , on retrouve une zone proche-paroi ( $\Delta z < 3 - 5 \text{ mm}$ ) avec des courbures positives. Cette courbure positive correspond à l'effet de la paroi ou du film d'air sur la propagation du front de flamme [183]. En effet, la paroi et le film d'air limitent la propagation des structures de flamme courbées négativement vers la paroi. On note aussi la présence d'un front de flamme courbé négativement ( $\Delta z \geq 3 \text{ mm}$ ). Cette sur-représentation des courbures négatives est indépendante du taux de soufflage et s'explique majoritairement par la présence des langues de gaz frais.

L'augmentation de  $M$  ( $M = 0,5 - 2$ ) induit une réduction progressive de fronts de flamme courbés positivement. Le cas limite est observé pour  $M = 3$ , où cette occurrence est fortement atténuée. On observe pour  $M = 3$  une légère diminution de l'apparition de fronts de flamme fortement courbés négativement. Dans le même temps, la proportion des fronts de flamme courbés positivement augmente légèrement. L'histogramme tend à devenir symétrique vis-à-vis de  $\kappa_c$ . Dans la zone d'interaction avec le film d'air ( $z < 5 \text{ mm}$ ), l'histogramme est symétrique, démontrant une représentation similaire des fronts de flamme courbés positivement et négativement.

L'analyse de ces histogrammes confirme les mécanismes précédemment reportés. Pour les taux de soufflage  $M \leq 2$ , l'interaction entre la flamme et le film d'air est pilotée par la flamme, avec un caractère de type FWI. La persistance d'un film d'air le long de la paroi, avérée pour  $M = 1$  et  $M = 2$  (voir les figures 5.14b et 5.14c) ne modifie pas la forme des histogrammes de courbure. À l'inverse, pour  $M = 3$ , l'interaction est pilotée par le film d'air, créant une couche de mélange fortement turbulente, qui modifie la distribution de courbure.

### 5.4.3 Étirement aérodynamique du front de flamme

#### 5.4.3.1 Courbure et élongation du front de flamme

Dans le régime des flammelettes plissées, la flamme est considérée comme mince par rapport aux plus petites échelles tourbillonnaires. Le front de flamme peut ainsi être considéré comme une interface qui est plissée, étirée et courbée par la turbulence. Cette dernière s'exerce sur la topologie du front de flamme par deux effets majoritaires :

- les tourbillons présents dans l'écoulement des gaz frais peuvent venir courber le front de flamme (effet de courbure,  $\kappa_c$ )
- les tourbillons peuvent venir appliquer une contrainte d'élongation du front de flamme (*strain*), provoquant un amincissement de ce dernier et pouvant entraîner une extinction locale.

L'élongation du front de flamme est estimée à partir de la vitesse des gaz au niveau du front de flamme  $\vec{u}$  et du vecteur normal unitaire à celui-ci,  $\vec{n}$  [250, 282],

$$\kappa_s = \nabla_t \cdot \vec{u} = (\delta_{ij} - n_i n_j) \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \quad (5.5)$$

soit, en développant le produit

$$\kappa_s = n_y^2 \frac{\partial u_z}{\partial z} + n_z^2 \frac{\partial u_y}{\partial y} - \underbrace{n_z n_y \left( \frac{\partial u_z}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial z} \right)}_{\kappa_{s,sh}} \quad (5.6)$$

$\delta_{ij}$  est la notation de Kronecker, valant 0 and  $i \neq j$  et 1 pour  $i = j$ .  $\kappa_{s,sh}$  correspond au terme de cisaillement.

Ces mécanismes d'interactions croisées sont décrits en détail par Steinberg [282] grâce à des mesures de vitesse résolues temporellement permettant un suivi temporel du front de flamme et des tourbillons. Les deux effets - courbure induite du front de flamme et élongation de celui-ci - peuvent se combiner, ce qui conduit à étirer ( $\kappa$ , *stretch*) le front de flamme.

L'analyse des champs individuels colorés par  $\kappa_c$  et  $\kappa_s$  sur la figure 5.16 laisse supposer une modification de la répartition de l'élongation du front de flamme au niveau de l'interface avec le film d'air. Pour étudier plus en détail l'influence de cette élongation, des PDFs jointes de l'élongation ( $\kappa_s$ , *strain*) et de la courbure ( $\kappa_c$ ) du front de flamme suivant la distance du front de flamme à la paroi  $\Delta z$  sont représentées sur la figure 5.20 pour chacun des taux de soufflage étudiés.

Il convient de noter que les PDFs  $\kappa_s$ - $\kappa_c$  présentent une forme de croix, dirigée suivant les deux axes principaux, indiquant que l'étirement du front de flamme provient des effets individuels d'élongation (branche vertical,  $\kappa_s$ ) ou de courbure du front de flamme (branche horizontale,  $\kappa_c$ ).

Pour isoler l'effet du film d'air, les PDFs sont conditionnées par la distance à la paroi pour chaque taux de soufflage. Chaque classe de distance à la paroi correspond à une ligne sur la figure 5.20. Chaque colonne correspond à un taux de soufflage. Pour pouvoir aisément comparer ces PDFs, une iso-probabilité ( $5 \times 10^{-6}$ ) est extraite pour chaque classe de distance à la paroi et pour chaque taux de soufflage (figures 5.20q-t).

Pour une distance à la paroi  $\Delta z < 2,5$  mm (figures 5.20a-d et iso-contours en tiret rouge), le front de flamme est courbé positivement, en raison du confinement imposé par la paroi sur la propagation de la flamme (voir la section 5.4.2.2). Cette classe n'est peuplée que pour le taux de soufflage le plus faible car les taux de soufflage supérieurs décalent la flamme de la paroi via le film d'air. Pour  $M = 0,5$ , d'importants effets d'élongation du front de flamme ( $\kappa_s$ ) sont également perceptibles. Ils sont distribués symétriquement par rapport à une élongation nulle ( $\kappa_c = 0$ ). Cette élongation est attribuée au développement de la couche de cisaillement à la sortie de la fente et à l'interaction du front de flamme avec le cisaillement se développant à la paroi (amorce de couche limite cinématique le long de la paroi).

Pour  $2,5 \text{ mm} < \Delta z < 5 \text{ mm}$  (figures 5.20e-h et iso-contours en tirets verts), la sur-représentation des fronts de flamme courbés positivement est également observée pour  $M = 1$  et  $M = 2$ . Cette présence exclusive de courbures positives est un marqueur de confinement du front de flamme par le film d'air, ce dernier créant un blocage aérodynamique. L'élongation du front de flamme  $\kappa_s$  est modérée pour  $M = 1$  et  $M = 2$ , de part le gradient de vitesse modéré entre le film d'air et l'écoulement principal. Pour  $M = 0,5$ , la classe de distance à la paroi  $2,5 \text{ mm} < \Delta z < 5 \text{ mm}$  correspond à des fronts de flamme n'interagissant plus directement avec le film d'air. En conséquence, l'histogramme des courbures est symétrique (présence de fronts de flamme courbés négativement). Pour  $M = 0,5$ ,  $M = 1$  et  $M = 2$ , l'élongation du front de flamme provient principalement de l'interaction du front de flamme avec les structures tourbillonnaires présentes dans l'écoulement principal (par ex. les tourbillons contra-rotatifs repérés au niveau des langues de gaz frais, voir la section 5.4.1 et les figures 5.16d-f ou 5.16g-i). Pour  $M = 1$  et  $M = 2$ , l'élongation peut également

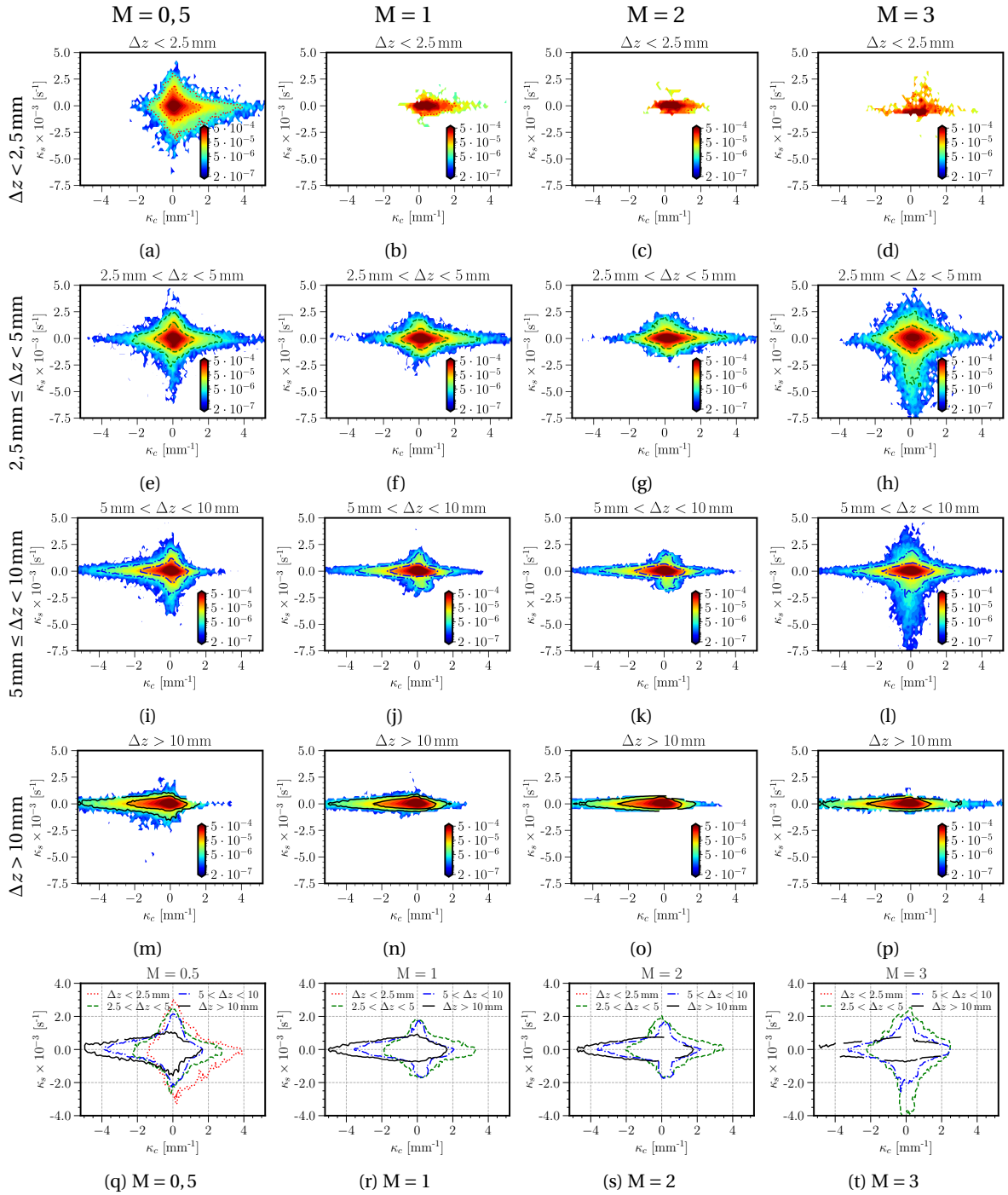


FIGURE 5.20 – PDFs jointes entre le taux d'élongation du front de flamme  $\kappa_s$  et la courbure du front de flamme  $\kappa_c$ . Les PDFs sont conditionnées par la distance du front de flamme à la paroi  $\Delta z$ , en quatre classes de distances (une ligne de figure correspondant à une classe de distance), (a-d)  $\Delta z < 2,5$  mm, (e-h)  $2,5 \text{ mm} < \Delta z < 5$  mm, (i-l)  $5 \text{ mm} < \Delta z < 10$  mm et (m-p)  $\Delta z > 10$  mm. Chaque colonne correspond à un taux de soufflage, tel que (a, e, i, m et q)  $M = 0,5$ , (b, f, j, n et r)  $M = 1$ , (c, g, k, o et s)  $M = 2$ , (d, h, l, p et t)  $M = 3$ . Deux iso-probabilités ( $5 \times 10^{-6}$  et  $5 \times 10^{-5}$ ) sont représentées sur chaque PDF pour guider les yeux et permettre une comparaison des différentes positions  $\Delta z$  pour chaque taux de soufflage via l'iso-probabilité  $5 \times 10^{-6}$  (figures q-t).

provenir de l'interaction entre le front de flamme et la couche de cisaillement se développant entre l'écoulement principal et le film d'air. Le différentiel de vitesse réduit cependant l'importance de l'élongation du front de flamme (voir les figures 5.16p-r). Pour  $M = 3$ , en revanche, la branche  $\kappa_s$  de l'histogramme (figure 5.20h) est fortement dissymétrique en faveur d'une élongation négative. L'analyse des différentes composantes de l'élongation (voir l'équation 5.6) montre que l'élongation du front de flamme provient majoritairement du terme de cisaillement ( $\kappa_{s,sh}$ , *shear*), qui est justifié à la vue de l'important cisaillement entre les réactifs et le film d'air. On note également la présence d'importantes structures tourbillonnaires dans cette couche de cisaillement (voir les figures 5.16s-x) alors que le front de flamme semble être localisé sur la partie externe (*i.e.* vers l'écoulement principal) de la couche de mélange.

Pour  $5\text{ mm} < \Delta z < 10\text{ mm}$  (figures 5.20i-l et iso-contour en traits bleus), on retrouve le même type d'histogrammes que pour  $2,5\text{ mm} < \Delta z < 5\text{ mm}$ . Pour  $M \leq 2$  (figures 5.20i-k), on note une faible réduction du taux d'élongation du front de flamme (l'interaction avec la couche de cisaillement est plus limitée à ces distances à la paroi). On remarque également une réduction de la branche de courbures positives au profit de courbures négatives. La prédominance de ces courbures négatives correspond aux poches de gaz frais (langues de gaz frais et structures de grandes échelles spatiales). Pour  $M = 3$ , un même comportement est observé comme pour la classe de distance  $2,5\text{ mm} < \Delta z < 5\text{ mm}$ , mais avec une augmentation de l'occurrence de fronts de flamme courbés négativement et une réduction du taux d'élongation. Les fronts de flamme présentant une élongation importante se rencontrent principalement pour  $y > 90\text{ mm}$  (non montré), lorsqu'ils interagissent avec la couche de cisaillement. De plus, pour  $M = 3$ , l'expansion du film d'air dans l'écoulement principal indique que seule une partie des fronts de flamme de cette classe de  $\Delta z$  interagissent avec la couche de cisaillement.

Pour  $\Delta z > 10\text{ mm}$  (figures 5.20m-p et iso-contour en traits noirs), aucun effet significatif d'élongation du front de flamme ( $\kappa_s$ ) n'est observable, et ce quel que soit le taux de soufflage. Ces points les plus éloignés de la paroi correspondent aux poches de gaz frais de dimensions importantes (langues de gaz frais), pour lesquelles des élongations modérées sont observables. L'étirement de flamme résulte donc en majorité de l'extrémité des structures courbées négativement. Ce comportement est classique pour une flamme en V confinée, et n'est pas un marqueur spécifique de l'interaction flamme - film d'air - paroi.

Pour de faibles taux de soufflage, la couche de cisaillement tend à se développer dans le film d'air, même si elle est limitée par la paroi, qui réduit alors le développement des structures tourbillonnaires positives.

Pour  $M = 3$ , le front de flamme interagit fortement avec la couche de cisaillement. Cette interaction intervient à des distances à la paroi  $\Delta z$  différentes suivant la hauteur  $y$ , indiquant une expansion du film d'air dans l'écoulement principal. Cette interaction induit d'importants niveaux d'élongation de flamme, de l'ordre de  $-2000\text{ s}^{-1}$ . Steinberg et al. [282] suggèrent que ces élongations négatives peuvent provenir de l'interaction du front de flamme avec une paire de tourbillons contra-rotatifs. Cette explication partielle du mécanisme, n'est cependant pas satisfaisante dans le cas présent, puisqu'elle conduirait à observer une sur-représentation d'éléments de flamme courbés positivement. Ces importants taux d'élongation de flamme peuvent aussi provenir de l'interaction entre le front de flamme et les tourbillons négatifs repérables dans le film d'air à la sortie de la fente (voir les figures 5.16u;x). Ces tourbillons induisent une forte contrainte de cisaillement dirigée dans le sens opposé à l'écoulement, pouvant aspirer le front de flamme vers la base de la couche de cisaillement (figures 5.16u;x ou 5.14d) ou induire un niveau d'élongation menant à des extinctions de flamme.

### 5.4.3.2 Pertes thermiques

Proche de la paroi, la flamme interagit avec le film d'air et la paroi, dont la température est significativement inférieure à la température de flamme. Des transferts thermiques apparaissent, se traduisant par une perte enthalpique au niveau de la zone de réaction du front de flamme. Le

taux de dégagement de chaleur est ainsi affecté localement par rapport à une flamme adiabatique. D'autre part, l'étirement du front de flamme induit une modification du taux de dégagement de chaleur [192, 250]. Pour des flammes dont le nombre de Lewis est supérieur ou égal à 1 (cas d'une flamme méthane/air pauvre), l'augmentation de l'étirement se traduit par un amincissement du front de flamme, réduisant le préchauffage des gaz frais, et le taux de dégagement de chaleur. Pour des flammes plus étirées, une extinction locale peut également apparaître. Cet étirement peut provenir des effets de courbure et des effets d'élongation du front de flamme [64]. Que ce soit par pertes enthalpiques pariétales, par pertes convectives ou par étirement du front de flamme, le taux de dégagement de chaleur (HRR) de la flamme interagissant avec le film d'air est réduit par rapport à une flamme plane adiabatique non étirée. La visualisation expérimentale directe du taux de réaction n'étant pas disponible, on s'attèle ici à mesurer un effet induit du taux de dégagement de chaleur à travers la dilatation de l'écoulement à la traversée du front de flamme. Le dégagement de chaleur induit un saut de masse volumique de part et d'autre du front de flamme. Ce gradient de masse volumique induit une dilatation des gaz brûlés. On définit  $\mathcal{D}$  (en  $s^{-1}$ ) comme

$$\mathcal{D} = \nabla \cdot \vec{u} = \frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{\partial u_y}{\partial y}. \quad (5.7)$$

La dilatation  $\mathcal{D}$  est calculée pour les quatre taux de soufflage étudiés. La PDF jointe entre la dilatation de l'écoulement à la traversée du front de flamme et la distance à la paroi  $\Delta z$  est reportée sur la figure 5.21. Cette dilatation est normalisée par le temps caractéristique de déplacement du front de flamme  $\delta_{th}/S_L^0$ .

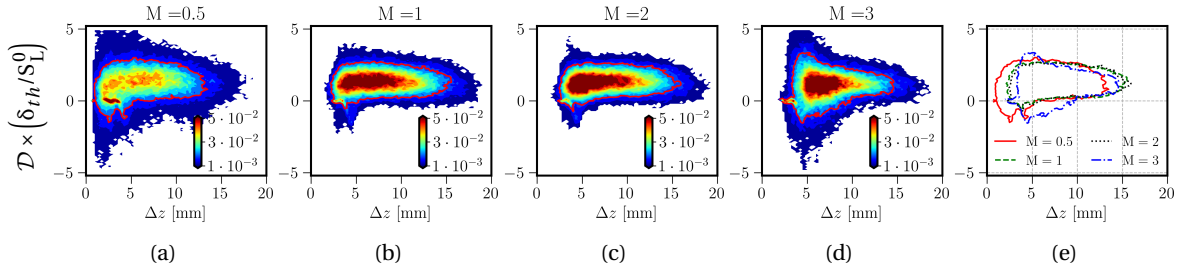


FIGURE 5.21 – PDF jointe entre la dilatation normalisée de l'écoulement à la traversée du front de flamme  $\mathcal{D}$  et la distance entre la flamme et la paroi  $\Delta z$ , pour les taux de soufflage (a)  $M = 0,5$ , (b)  $M = 1$ , (c)  $M = 2$ , et (d)  $M = 3$ . Pour chaque taux de soufflage, la courbe rouge indique un contour d'iso-probabilité à  $1 \times 10^{-3}$ , qui est reporté sur la figure e pour permettre une comparaison aisée des différents taux de soufflage.

La dilatation est positive en présence de combustion (saut important de masse volumique), tend vers 0 pour un écoulement incompressible et peut être négative en cas d'importantes pertes thermiques, notamment proche de la paroi. Zhao et al. [330] ont estimé  $\mathcal{D}$  pour une simulation DNS d'une flamme de prémélange interagissant avec une paroi isotherme dans une configuration de coincement frontale (HOQ). Ils mettent en avant une forte diminution de  $\mathcal{D}$  proche de la paroi, et indiquent que cette quantité est un indicateur fiable des pertes thermiques.

Pour une distance à la paroi  $\Delta z \geq 10$  mm, les quatre histogrammes se superposent et sont centrés autour de l'unité, correspondant au comportement d'une flamme non perturbée adiabatique [330]. La dispersion importante des histogrammes est corrélée à la dispersion des PDFs de courbure et d'élongation du front de flamme (figures 5.19 et 5.20).

Pour  $z \leq 10$  mm, on observe trois distributions de PDFs suivant  $M$  ( $M = 0,5$  d'un côté,  $M = 1-2$  d'un autre et  $M = 3$  d'autre part).

Pour  $M = 0,5$  (figure 5.21a),  $\mathcal{D}$  décroît à mesure que la distance à la paroi  $\Delta z$  diminue, pour tendre vers 0. Une dispersion importante est observée à la paroi, avec la présence de fronts de flamme pour lesquels  $\mathcal{D} < 0$ . Cette diminution de la dilatation normalisée est en partie liée aux pertes enthalpiques pariétales (transfert convecto-conductif), typiques d'une configuration d'interaction flamme-paroi canonique [330, 331]. De plus, la présence d'une couche de mélange provoque une dilution des gaz frais en proche-paroi, réduisant la richesse locale. Enfin, la présence

de fronts de flamme étirés (élongation, figures 5.20a:e et courbure positive, figure 5.19a) réduit le taux de dégagement de chaleur [183, 250]. Le mécanisme de coincement pariétal (voir la section 1.2.1) et les champs de température de paroi (figures 5.11 et 5.12b) laissent cependant supposer que les effets thermiques prédominent.

Pour  $M = 1 - 2$  (figures 5.21b;c), la dilatation  $\mathcal{D}$  est faiblement perturbée par le film d'air. Ceci indique un faible niveau de pertes thermiques entre la flamme et le film d'air et l'absence d'un important mélange des réactifs avec le film d'air.

Pour  $M = 3$  (figure 5.21d), la dilatation  $\mathcal{D}$  dévie fortement des cas  $M = 1 - 2$  pour  $z \leq 10$  mm. La présence de fronts de flamme pour lesquels  $\mathcal{D} \leq 0$  est repérable pour  $\Delta z \approx 5$  mm. Cette dilatation négative indique une diminution locale du taux de dégagement de chaleur HRR. Cette diminution du taux de dégagement de chaleur est à mettre en parallèle avec l'important taux d'élongation du front de flamme mesuré à la même position spatiale, alors que la structure du front de flamme (amincissement) semble affectée par l'interaction avec la couche de cisaillement.

#### 5.4.4 Régimes locaux d'interaction

L'analyse des mesures macroscopiques par chimiluminescence a permis de suggérer l'existence de trois régimes d'interaction flamme - film d'air - paroi. Ces derniers sont présentés sur la figure 5.9. L'analyse des champs locaux instantanés a permis d'affiner ces régimes. Les trois régimes locaux d'interactions sont résumés sur la figure 5.22

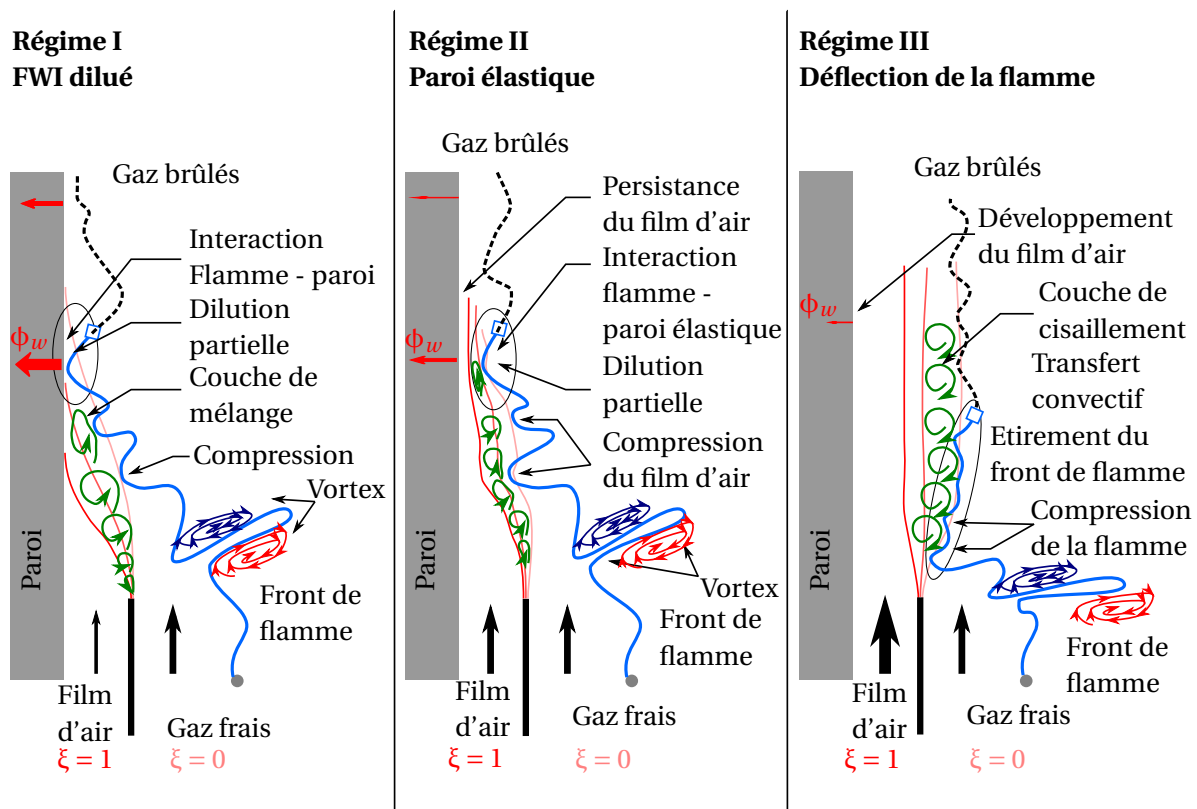


FIGURE 5.22 – Trois régimes d'interaction flamme - film d'air - paroi découlant de l'analyse statistique de l'interaction entre la flamme, le film d'air et la paroi. Les flèches vertes indiquent les tourbillons de la couche de cisaillement, orientés positivement (sens trigonométrique) ou négativement (sens horaire). Ce schéma complète la suggestion de mécanismes globaux présentés sur la figure 5.9.

##### 5.4.4.1 Régime I

Le **Régime I** intervient lorsque le taux de soufflage  $M$  est faible ( $M < 0,5$  pour  $\dot{m}_p = 22$  g/s et  $\phi = 0,9$ ). De plus, ce régime est valable pour un mélange de gaz frais proche de la stœchiomé-

trie. La présence d'une différence de vitesse entre le film d'air et l'écoulement principal conduit au développement d'une couche de cisaillement. Cette couche de cisaillement se développe en direction de la paroi du fait du signe du gradient de vitesse. La vorticité positive est plutôt dans le prolongement de la fente. La présence de la paroi contraint le développement de cette couche de cisaillement. Cette dernière donne lieu au développement d'une couche de mélange entre les deux écoulements, principalement via la présence de structures tourbillonnaires. La faible dimension de la fente et l'importance de la couche de cisaillement se traduit par la disparition du film d'air pur. Le mélange induit une stratification de la richesse proche de la paroi, mais l'abaissement reste dans la limite de flammabilité du mélange. La flamme interagit donc avec la paroi suivant un mécanisme d'interaction flamme-paroi classique (FWI). Le gradient de richesse proche-paroi se traduit par une réduction mineure du transfert thermique pariétal. La distribution de courbure du front de flamme, son plissement et sa topologie sont similaires à ceux observés pour une configuration de FWI usuelle.

L'augmentation du taux de soufflage se traduit par une augmentation du gradient de richesse en proche paroi. Au delà d'un certain débit, la richesse locale du mélange proche paroi peut être inférieure à la limite de la flammabilité du mélange et une fine épaisseur de gaz frais fortement dilués peut alors se maintenir le long de la paroi. En aval du point de coincement, une interface entre des gaz brûlés et un résiduel de gaz frais fortement dilués peut toujours être observé sur certaines images instantanées (figure 5.16e). L'interface nette de la fluorescence de OH semble indiquer un important gradient de température de part et d'autre de l'interface. Cette interface est cependant nettement moins courbée que le front de flamme, celle-ci étant liée à une réduction de l'intensité de turbulence en proche-paroi, et pouvant aller jusqu'à une relaminarisation de l'écoulement via l'augmentation de la viscosité. D'un point de vue thermique, ce régime est caractérisé par un important transfert thermique pariétal, avec des températures de paroi proches de celles obtenues dans une configuration FWI. L'extinction de la flamme est alors principalement attribuée à la perte enthalpique du front de flamme en proche-paroi.

L'analyse de la température de paroi suggère une transition progressive du **Régime I** vers le **Régime II** aux alentours d'un taux de soufflage de  $M \approx 0,5 - 0,7$  (pour  $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$  et  $\phi = 0,9$ ).

#### 5.4.4.2 Régime II

Le **Régime II** apparaît lorsque le taux de soufflage est proche de l'unité. Pour de telles conditions, l'amplitude de la couche de cisaillement est réduite. Cette faible couche de cisaillement indique que les processus de mélange sont réduits. Le film d'air peut se maintenir le long de la paroi sans être dilué par l'écoulement principal. La persistance de ce film d'air éloigne la flamme de la paroi, avec des distances flamme-paroi qui ne sont pas en adéquation avec un cas de FWI. La vitesse de ce film indique une rapide accélération du fluide en sortie de la fente, suivie d'une stabilisation. La faible épaisseur de la couche de mélange est également marquée par un fort gradient horizontal de richesse, qui empêche la pénétration de la flamme dans le film d'air. La flamme est alors localisée à l'extérieur (*i.e.* côté écoulement principal) de la couche de mélange. L'interaction entre le front de flamme et la turbulence courbe le front de flamme. Ces larges structures de courbure positive interagissent sur la couche de cisaillement et peuvent comprimer ou relaxer localement l'épaisseur du film d'air, produisant une interaction avec une pseudo-paroi déformable.

L'extinction de la flamme survient principalement par la consommation totale du combustible (  l'exception de celui présent dans la couche de mélange où la richesse locale est insuffisante). La distance importante entre la flamme et la paroi, ainsi que la hauteur à laquelle se produit l'extinction de la flamme indique que l'extinction par pertes enthalpiques est peu probable (**Régime I**).

Dans ce régime, une absence d'impact du taux de soufflage sur le taux de plissement indique que la structure du front de flamme reste pilotée par l'interaction classique entre la flamme et la turbulence. Cette turbulence peut provenir de l'écoulement principal mais également de la couche de cisaillement.



### 5.4.4.3 Régime III

Le **Régime III** est observé pour les taux de soufflage élevés ( $M = 3$ ). Il se caractérise par un contrôle aérodynamique de la topologie de l'interface via le film d'air. L'importante différence de vitesse entre le film d'air et l'écoulement principal induit le développement d'une couche de cisaillement, orientée vers l'écoulement principal. Cette couche de cisaillement est observée à travers la forte vorticité négative sur les champs instantanés 5.16u et 5.16x. La topologie de l'interface est alors pilotée par cette couche de cisaillement. La convergence entre le plissement du front de flamme (FF) et de l'interface des gaz brûlés (F-BGI) indique que le caractère réactif du front de flamme joue un rôle marginal. L'interaction entre la flamme et la couche de cisaillement induit un étirement important du front de flamme, spécifiquement avec la couche externe de la couche de cisaillement. L'étirement du front de flamme combiné avec la perte enthalpique (via la mesure de la dilatation  $\mathcal{D}$  suggère un mécanisme d'extinction locale du front de flamme plus complexe que pour le **Régime II**. Enfin, l'efficacité de refroidissement du film d'air est maximale et indépendante du taux de soufflage (figure 5.12b).

## 5.5 Perspectives

La confirmation de ces trois régimes nécessite d'obtenir des données expérimentales complémentaires.

La mesure du taux de mélange local entre l'écoulement du film d'air et l'écoulement des gaz frais,  $\xi$ , permettrait de quantifier la position et l'épaisseur de la couche de mélange. De plus, la mesure de  $\xi$  permettrait d'estimer une richesse locale et de mieux comprendre dans quelles conditions se produit l'extinction du front de flamme, soit par la couche de mélange (dilution) ou dans la couche de cisaillement (aérodynamique).

L'estimation des transferts thermiques locaux entre les deux écoulements passe par une mesure de la température locale du gaz dans un environnement où de forts gradients thermiques sont attendus (proximité de la paroi, présence de la flamme, ...). L'estimation du gradient de température des gaz frais au voisinage de la zone d'extinction du front de flamme permettrait d'estimer les transferts thermiques locaux, et de qualifier la prépondérance d'une extinction par des pertes thermiques. Une mesure du taux de dégagement de chaleur du front de flamme (par exemple en combinant la PLIF sur le formaldéhyde et sur OH, voir la figure 3.8) couplée avec des mesures d'étirement du front de flamme serait également une information précieuse pour quantifier le mécanisme d'extinction pour le **Régime III**.

Enfin, le suivi temporel de la structure du front de flamme et de l'écoulement permettrait de confirmer les mécanismes d'interaction entre la turbulence et le front de flamme (*i.e.* développement des langues de gaz frais). En revanche, il n'apparaît pas pertinent de chercher à augmenter la cadence des mesures de température de paroi. En effet, du fait de la thermalisation de la paroi d'étude par la circulation d'huile, et de part sa protection par un film d'air, la température de paroi ne varie pas temporellement. Pour la configuration étudiée (banc d'essai CENTOR), la connaissance de la température de paroi moyenne est suffisante.

Pour compléter la transition entre le **Régime I** et le **Régime II**, une étude académique (possiblement numérique) de l'interaction entre une flamme en V confinée et un écoulement de gaz frais stratifié en richesse le long de la paroi permettrait d'identifier l'impact de cette stratification sur la dynamique de flamme, sur la distance de coincement et sur le transfert thermique pariétal. Plusieurs études ont étudié l'effet de la stratification en richesse sur une flamme en V prémélangée turbulente. Par exemple, Vena et al. [305, 306] observent une modification du taux de dégagement de chaleur, une modification de la distribution de courbure et de l'épaisseur de flamme. Une augmentation du plissement de flamme peut aussi apparaître pour des niveaux de stratification élevés [307]. Sous certaines conditions, la stratification en richesse des gaz frais peut mener à une augmentation du taux global de dégagement de chaleur. Barlow et al. [31] suggèrent pour leur part que la stratification de l'écoulement prémélangée induit une modification de la structure

interne de la flamme. À la connaissance de l'auteur, aucune étude ne s'est encore intéressée à l'impact de la stratification en richesse de l'écoulement sur la structure de la flamme en proche-paroi. On citera néanmoins les travaux de Gruber et al. [127], portant sur les mécanismes d'apparition de retour de flamme (*flash back*) dans la couche limite. Ces travaux sont cependant spécifiques à l'hydrogène, dont les propriétés thermo-diffusives ( $Le < 1$ ) rendent le comportement du combustible particulier.

À moyen terme, des efforts peuvent être entrepris pour estimer les mécanismes de formation, d'oxydation et de transport des principales espèces polluantes (CO, NO<sub>x</sub>) au niveau du film d'air. Comme cela a été mentionné dans la section 1.1.4, la présence d'un film d'air à la paroi a une influence importante sur la concentration de ces espèces dans les gaz d'échappement (en aval de la chambre de combustion). L'estimation de la concentration locale de CO est également un marqueur de combustion incomplète, et permettrait d'affiner les modèles d'extinction de la flamme dans la zone d'interaction avec le film d'air. La connaissance simultanée de la température du gaz, de la concentration de CO et de la concentration de NO permettrait de comprendre les mécanismes de formation et d'oxydation de ces espèces vis-à-vis de la couche de mélange.

## Conclusion

L'étude expérimentale de l'interaction flamme - film d'air - paroi par des mesures couplées de PLIF-OH, PIV et PT a été présentée dans ce chapitre. Une première étape de caractérisation de l'interaction flamme-paroi sur le banc d'essai CENTOR a permis d'identifier des structures typiques de flamme. Ces mesures ont permis de repérer la présence de langues de gaz frais pénétrant dans les gaz brûlés, et également la répétition de structures cohérentes du front de flamme, l'origine de ces différentes structures restant toutefois à être déterminée. Le régime de coïncement à la paroi s'apparente à un mélange d'interaction de type HOQ et SWQ, de façon similaire à d'autres travaux présentés dans la littérature. Cette première étude de FWI a permis de déterminer une distribution jointe entre la courbure du front de flamme et la distance à la paroi. Ces distributions montrent la présence de courbures positives du front de flamme en proche-paroi, et de courbures négatives à plus grande distance, la modification de la température de paroi n'engendrant aucune modification dans la distribution de courbure.

L'effet d'un ajout d'un film d'air pariétal a ensuite été étudié de façon macroscopique par chimiluminescence OH\* (position moyenne du front de flamme) et par thermométrie de lumino-phores (PT) (température de paroi). Cette étude a permis de proposer une première classification macroscopique caractérisant la FCAI suivant le taux de soufflage. Trois régimes d'interaction sont proposés : (i) pour les taux de soufflage les plus faibles, on est en présence d'une configuration de FWI classique avec un écoulement stratifié en richesse le long de la paroi. (ii) L'augmentation progressive du taux de soufflage conduit à la persistance d'un film d'air en proche-paroi, induisant un refroidissement efficace de la paroi et une augmentation de la distance flamme-paroi. (iii) pour des forts taux de soufflage, un contrôle de l'interaction par le film d'air induit une modification de la topologie moyenne de flamme. Cette analyse macroscopique a permis de sélectionner une condition de fonctionnement et quatre taux de soufflage,  $M = 0,5$ ,  $M = 1$ ,  $M = 2$  et  $M = 3$  pour observer localement l'interaction flamme - film d'air - paroi par diagnostics optiques couplés. Cette analyse, via l'estimation du taux de plissement du front de flamme, sa courbure, son taux d'élongation et sur l'estimation de la dilatation de l'écoulement, permet d'affiner les trois régimes proposés. Le **Régime I** décrit la transition progressive d'une interaction de type FWI cano-nique vers une interaction FWI stratifiée en richesse. Le **Régime II** correspond au développement d'un film d'air en proche-paroi assimilable à une paroi déformable, que le front de flamme peut déformer et inversement. Le **Régime III** décrit une interaction pilotée par le film d'air, via l'interaction du front de flamme avec l'enveloppe externe de la couche de cisaillement se développant entre les deux interfaces.



# Conclusions et perspectives

L'épuisement des ressources primaires, l'absolue nécessité de réduire les émissions de gaz à effet de serre (GES) et l'importante croissance attendue du trafic aérien placent le secteur aéronautique devant un défi majeur pour opérer une transition énergétique afin d'atteindre une neutralité carbone à l'horizon 2050. De plus, cette transition est renforcée par des normes internationales de réduction des émissions de CO<sub>2</sub> et de polluants (NO<sub>x</sub>). Les industriels réfléchissent donc à de nouveaux concepts de motorisation et architectures de chambre de combustion. Plusieurs de ces solutions techniques envisagées conduisent à augmenter la densité énergétique de la chambre de combustion. Comme la température des gaz chauds est supérieure à la température de fusion des matériaux qui composent son enveloppe, les parois sont refroidies par injection d'un film d'air pariétal afin de garantir une bonne tenue thermomécanique. La flamme qui se développe dans la chambre de combustion peut alors interagir avec ce film d'air de refroidissement, et son efficacité de refroidissement dépend des mécanismes d'interaction entre la flamme, le film d'air et la paroi. Cette région est également connue pour être une source de formation de polluants, à l'image du CO et des NO<sub>x</sub>, et qui doivent être mieux compris via une compréhension accrue du couplage entre la dynamique de l'écoulement, la cinétique de la combustion et la thermique de la paroi. L'observation de ces phénomènes représente un défi expérimental au regard de l'interconnexion de ces processus et des petites échelles spatiales et temporelles mises en jeu. De fait, l'interaction flamme - film d'air - paroi (FCAI) n'a fait l'objet que de peu de travaux expérimentaux [34, 121, 260]. Cette thèse s'inscrit dans ce contexte et vise à initier une activité de compréhension des processus énergétiques en proche-paroi à travers une analyse expérimentale d'une configuration simplifiée de FCAI.

Les travaux de cette thèse sont divisés en quatre axes principaux :

- #1 Le premier axe a été dédié à concevoir, développer, mettre au point et caractériser un banc d'essai expérimental académique et modulaire pour observer les processus énergétiques en proche-paroi. Il s'agit du banc CENTOR (*Combustion test bench to observe near wall processes*). Ce banc présente un niveau de complexité, avec de larges accès optiques. Le banc d'essai, d'une puissance comprise entre 18 kW et 75 kW, permet de générer une flamme de prémélange turbulente en V méthane / air dont une branche vient interagir avec la paroi d'étude. Cette paroi d'étude est remplaçable, ce qui permet d'étudier l'aérothermie, l'interaction flamme-paroi (FWI) et l'interaction flamme - film d'air - paroi (FCAI). Ces deux derniers cas ont été étudiés pendant cette thèse via la fabrication de deux parois d'étude (CENTOR-P et CENTOR-F). La paroi CENTOR-F permet de générer un film d'air pariétal via l'emploi d'une fente de type *splash slot*. Cette géométrie permet de produire un film d'air statistiquement bi-dimensionnel. Le niveau de turbulence de l'écoulement, proche des 10 %, conduit à des interactions flamme-turbulence que l'on peut classer dans le domaine des flammellettes plissées.
- #2 Le second axe a visé à développer des méthodes de mesure optiques couplées sur le banc d'essai. L'implémentation de ces diagnostics optiques a nécessité de développer des outils de traitement numérique ainsi que de valider la reproductibilité des mesures. Pour caractériser macroscopiquement la FCAI, la position moyenne du taux de dégagement de chaleur

a été mesurée par chimiluminescence sur le radical OH\*. Ces mesures ont permis de sélectionner deux conditions expérimentales permettant l'étude locale des processus de FCAI. Ces mesures locales ont été réalisées avec trois diagnostics optiques simultanés. La position du front de flamme a été mesurée par imagerie de fluorescence induite par laser sur le radical OH (PLIF-OH). Les champs de vitesse ont été mesurés par vélocimétrie par imagerie de particules (PIV) en condition réactive et la mesure de température de paroi via la thermométrie de luminophores (PT).

- #3 Pour mesurer la température de la paroi d'étude et estimer l'efficacité de refroidissement, la thermométrie de luminophore (*phosphor thermometry*, PT) a été développée et implémentée. L'approche spectrale radiométrique de cette technique a été appliquée avec le luminophore  $\text{Mg}_4\text{FGeO}_6:\text{Mn}^{4+}$  (MFG) pour mesurer simultanément des champs de température de paroi, des mesures de PLIF-OH et de PIV. La caractérisation de la technique sur la plateforme PHOENICS (*Phosphor thermometry platform for non-intrusive optical measurements*) a démontré la capacité du diagnostic à mesurer des gradients spatiaux de température (jusqu'à 40 K/mm) ainsi que des gradients temporels (165 K/s). Pour chercher à réduire l'erreur sur la mesure des champs de température de paroi, une optimisation sur une gamme de température étendue de la sélection des bandes spectrales de collection a été réalisée avec une approche numérique. Les bandes spectrales sélectionnées permettent d'améliorer l'incertitude de température d'un facteur trois par rapport aux solutions proposées dans la littérature. L'optimisation de ces paramètres expérimentaux permet d'atteindre une incertitude moyenne de 2,9 %, principalement par l'augmentation de la sensibilité relative (0,36 %/K). Une comparaison de différentes stratégies de filtrage numérique des champs de température a également permis de mettre en avant le bénéfice de supprimer le bruit haute-fréquence dans l'espace fréquentiel. L'application d'un filtre de Butterworth d'ordre 5 dont la fréquence de coupure est légèrement supérieure à la résolution spatiale des images non filtrées permet alors d'obtenir un gain de 40 % de l'incertitude sur la mesure de température, sans dégradation de la résolution spatiale.
- #4 Ces différents diagnostics ont été appliqués sur le banc CENTOR. Une première étape de caractérisation de l'interaction flamme-paroi (FWI) a permis d'identifier la présence de poches de gaz frais (*finger-like structures*, ou *tongues*) résultant de l'interaction avec la turbulence, via un mécanisme hydrodynamique [204]. Ces poches de gaz frais contribuent à générer deux configurations usuelles de coincement pariétal, HOQ (coincement frontal) et SWQ (coincement latéral). L'analyse de la distribution de courbure du front de flamme montre une sur-représentation des fronts de flamme courbés positivement à la paroi. Lors de l'ajout d'un film d'air à la paroi, trois régimes d'interaction sont identifiés. Lorsque le taux de soufflage est faible, une couche de cisaillement dirigée vers la paroi se forme, entraînant un mélange entre les deux écoulements et une stratification en richesse de l'écoulement proche-paroi. La richesse minimale du mélange reste cependant supérieure à la limite de flammabilité, de sorte que l'interaction de la flamme avec la paroi est similaire à une configuration de FWI usuelle mais l'efficacité de refroidissement du film d'air reste faible. L'augmentation du taux de soufflage se traduit par la persistance du film d'air le long de la paroi, qui éloigne la flamme de la paroi et augmente significativement l'efficacité de refroidissement. Il ne modifie cependant pas la topologie de la flamme, dont la courbure en proche-paroi se rapproche de la courbure observée dans une configuration de FWI. Enfin, pour les taux de soufflage les plus importants ( $M \geq 3$ ), l'interaction est pilotée par le film d'air. Le front de flamme interagit avec la couche externe de la couche de cisaillement et modifie la topologie du front de flamme. Cette interaction provoque un étirement du front de flamme pouvant entraîner de l'extinction locale. Pour ce régime d'interaction, l'efficacité de refroidissement est indépendante du taux de soufflage.

Ces travaux soulèvent de nombreuses perspectives qu'il convient d'étudier, tant au niveau de la métrologie employée, de l'analyse de la FCAI ou des défis liés à des nouveaux concepts technologiques.

Le développement de la thermométrie de luminophores (PT) pourrait être poursuivi afin d'améliorer la précision et la justesse de la mesure des champs de température en obtenant la meilleure résolution spatiale. Le montage optique actuellement basé sur une approche ratiométrique de la thermométrie de luminophores nécessite l'utilisation d'un miroir dichroïque à travers lequel l'émission de phosphorescence est collectée (schéma 4.4). Néanmoins, ce miroir est responsable de la déformation des images de phosphorescence. La nécessité de la corriger avec l'introduction d'erreur (estimation de la déformation, interpolation, ...) peut alors modifier la précision et la justesse de la mesure. L'objectif serait donc de chercher à s'affranchir de cette optique, pour supprimer cette source d'incertitude. D'autre part, l'utilisation d'une caméra disposant d'un capteur avec une meilleure résolution devrait permettre d'améliorer la résolution spatiale des mesures. Enfin, l'emploi d'un autre luminophore ayant une meilleure sensibilité à la température pourrait améliorer la précision de la mesure. L'opportunité d'utiliser une combinaison de deux luminophores pourrait également permettre d'élargir la gamme de température tout en conservant une excellente sensibilité relative  $S_r$ . Pour cela, on pourra par exemple chercher à combiner un luminophore dont le spectre se décale vers le rouge à haute température et un autre dont le spectre se décale vers le bleu (voir la section 4.2.2).

L'étude de la FCAI nécessite d'obtenir des données complémentaires pour affiner les mécanismes mis en avant. Il conviendrait de qualifier la couche de mélange entre les deux écoulements. En effet, le mélange entre le film d'air et les gaz frais conditionne le régime d'interaction à la paroi, allant d'une FWI stratifiée vers une interaction dominée par le film d'air. Dans le premier cas, la richesse locale permet d'estimer le transfert thermique pariétal (équation 1.5). Dans le second cas, elle renseigne sur la distance entre la flamme et la paroi, et donc sur l'efficacité de refroidissement. De plus, il apparaît qu'une partie de l'air pariétal se mélange avec les gaz brûlés en aval du coincement de la flamme. Ce mélange progressif doit alors affecter l'efficacité de refroidissement offerte par le film d'air. D'autre part, l'ajout d'air dans les gaz chauds peut également contribuer à former des NOx.

Il serait intéressant de quantifier l'impact du film d'air sur la production de CO et d'imbrûlés (HC) (section 1.1.4). La concentration locale de CO doit permettre d'affiner la compréhension des mécanismes d'extinction en proche-paroi et au contact du film d'air. Son dosage en complément de la mesure de la température des gaz pourrait nous renseigner sur le taux de dégagement de chaleur local (combustion incomplète). Les importants gradients thermiques et de concentration d'espèces en proche-paroi et dans le film d'air rendent néanmoins l'application des diagnostics de fluorescence induite par laser complexe.

En parallèle de la mesure du CO et de la température de la phase gazeuse, des mesures à haute-cadence de PLIF-OH et de PIV sur un champ restreint permettraient de suivre l'évolution temporelle du front de flamme et d'estimer sa vitesse de déplacement  $S_d$ . Le suivi temporel de l'interaction du front de flamme avec des structures tourbillonnaires serait utile pour évaluer le taux d'étirement total du front de flamme  $\kappa$  (*stretch*) et comprendre son influence sur la topologie du front de flamme (taux de plissement), ainsi que sur sa distance à la paroi.

Le remplacement de la paroi thermalisée et de la fente par une paroi multi-perforée se rapprocherait d'une configuration industrielle. L'emploi de la thermométrie de luminophores devrait être mise en œuvre pour estimer la température de paroi de la plaque durant l'interaction de la flamme avec le film d'air. L'emploi d'une flamme en V prémélangée permettant de s'affranchir des effets de *swirl* de l'écoulement principal, et ainsi décorréler les effets de l'écoulement principal du film d'air en lui-même sur l'efficacité de refroidissement.

À plus long terme, l'utilisation d'hydrogène devrait être envisagée. Ce carburant est en effet au cœur des stratégies de décarbonation de l'aviation (section 1.1.5). Sa combustion dans un moteur

aéronautique soulève un certain nombre de questions. Par exemple, les propriétés diffusives de l'hydrogène peuvent significativement modifier la dynamique de la flamme lors de son interaction avec le film d'air. Sa gamme de flammabilité peut modifier les mécanismes de pénétration dans la couche de mélange, associés à des flux thermiques pariétaux plus importants. Ce comportement rend donc ce carburant plus susceptible d'engendrer des points chauds transitoires à la paroi, de part son interaction accrue avec le film d'air. Enfin, les mécanismes de production de NOx pour une flamme hydrogène semblent différents de ceux identifiés pour une combustion carbonée (section [1.1.5](#)).

# Références bibliographiques

- [1] F. Abou Nada, C. Knappe, M. Aldén, and M. Richter. Improved measurement precision in decay time-based phosphor thermometry. *Applied Physics B*, 122(170), 06 2016. doi:[10.1007/s00340-016-6446-4](https://doi.org/10.1007/s00340-016-6446-4). 98
- [2] C. Abram, B. Fond, and F. Beyrau. High-precision flow temperature imaging using ZnO thermographic phosphor tracer particles. *Optics Express*, 23(15) :19453–19468, Jul 2015. doi:[10.1364/OE.23.019453](https://doi.org/10.1364/OE.23.019453). 101, 120
- [3] C. Abram, B. Fond, A. L. Heyes, and F. Beyrau. High-speed planar thermometry and velocimetry using thermographic phosphor particles. *Applied Physics B*, 111 :155–160, Mar 2013. doi:[10.1007/s00340-013-5411-8](https://doi.org/10.1007/s00340-013-5411-8). 120
- [4] C. Abram, B. Fond, and F. Beyrau. Temperature measurement techniques for gas and liquid flows using thermographic phosphor tracer particles. *Progress in Energy and Combustion Science*, 64 :93 – 156, 2018. doi:[10.1016/j.pecs.2017.09.001](https://doi.org/10.1016/j.pecs.2017.09.001). 62, 63, 101, 111, 113, 120, 121, 126
- [5] C. Abram, I. W. Panjikaran, S. N. Ogugua, and B. Fond. ScVO<sub>4</sub>:Bi<sup>3+</sup> thermographic phosphor particles for fluid temperature imaging with sub-degree precision. *Optics Letters*, 45(14) :3893–3896, Jul 2020. doi:[10.1364/OL.392088](https://doi.org/10.1364/OL.392088). 101
- [6] C. Abram, M. Pougin, and F. Beyrau. Temperature field measurements in liquids using ZnO thermographic phosphor tracer particles. *Experiments in Fluids*, 57(7) :115, Jun 2016. doi:[10.1007/s00348-016-2200-2](https://doi.org/10.1007/s00348-016-2200-2). 123
- [7] S. Adachi. Photoluminescence properties of Mn<sup>4+</sup>-activated oxide phosphors for use in white-LED applications : A review. *Journal of Luminescence*, 202 :263–281, 2018. doi:[10.1016/j.jlumin.2018.05.053](https://doi.org/10.1016/j.jlumin.2018.05.053). 103, 106
- [8] S. Adachi. Review Mn<sup>4+</sup>-activated red and deep red-emitting phosphors. *ECS Journal of Solid State Science and Technology*, 9(1) :016001, Aug 2019. doi:[10.1149/2.0022001jss](https://doi.org/10.1149/2.0022001jss). 96, 103, 105
- [9] S. Ahmed, K. R. Ramakrishnan, S. Ekkad, P. Singh, F. Liberatore, and Y.-H. Ho. Overall cooling effectiveness of effusion cooled can combustor liner under reacting and non-reacting conditions. In *Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, volume Volume 7A : Heat Transfer, 09 2020. doi:[10.1115/GT2020-15221](https://doi.org/10.1115/GT2020-15221). V07AT11A008. 21
- [10] S. Ahmed, B. H. Wahls, S. Ekkad, H. Lee, and Y.-H. Ho. Effect of spanwise hole to hole spacing on overall cooling effectiveness of effusion cooled combustor liners for a swirl stabilized can combustor. In *Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, volume Volume 5A : Heat Transfer — Combustors; Film Cooling, 06 2021. doi:[10.1115/GT2021-59312](https://doi.org/10.1115/GT2021-59312). V05AT11A002. 21
- [11] U. Ahmed, N. Chakraborty, and M. Klein. Scalar gradient and strain rate statistics in oblique premixed flame–wall interaction within turbulent channel flows. *Flow, Turbulence and Combustion*, 106 :701–732, 02 2021. doi:[10.1007/s10494-020-00169-3](https://doi.org/10.1007/s10494-020-00169-3). 147



- [12] T. Aizawa and H. Kosaka. Laser-induced phosphorescence thermography of combustion chamber wall of diesel engine. *SAE International Journal of Fuels and Lubricants*, 1 :549–558, 04 2009. doi:[10.4271/2008-01-1069](https://doi.org/10.4271/2008-01-1069). 101
- [13] M. Aldén, A. Omrane, M. Richter, and G. Särner. Thermographic phosphors for thermometry : A survey of combustion applications. *Progress in Energy and Combustion Science*, 37(4) :422–461, 2011. doi:[10.1016/j.pecs.2010.07.001](https://doi.org/10.1016/j.pecs.2010.07.001). 91, 92, 93, 97, 99, 103, 113, 129, XVIII
- [14] A. Ali, L. M. Chepyga, L. S. Khanzada, A. Osvet, C. J. Brabec, and M. Batentschuk. Novel two-dimensional phosphor thermography by decay-time method using a low frame-rate CMOS camera. *Optics and Lasers in Engineering*, 128 :106010, 2020. doi:[10.1016/j.optlaseng.2020.106010](https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2020.106010). 103
- [15] S. W. Allison. On the role of excitation pulse duration on luminescence measurements. *Measurement Science and Technology*, 32(6) :064007, apr 2021. doi:[10.1088/1361-6501/abf178](https://doi.org/10.1088/1361-6501/abf178). 103
- [16] S. W. Allison and G. T. Gillies. Remote thermometry with thermographic phosphors : Instrumentation and applications. *Review of Scientific Instruments*, 68(7) :2615–2650, 1997. doi:[10.1063/1.1148174](https://doi.org/10.1063/1.1148174). 93
- [17] M. Alzuabi. *Imaging of temperature variations in the near-wall region of an optical reciprocating engine using laser-induced fluorescence*. Thèse de doctorat, University of Michigan, 2020. Thèse dirigée par Volker Sick. 62
- [18] R. Amirante, E. Distaso, P. Tamburrano, and R. D. Reitz. Laminar flame speed correlations for methane, ethane, propane and their mixtures, and natural gas and gasoline for spark-ignition engine simulations. *International Journal of Engine Research*, 18(9) :951–970, 2017. doi:[10.1177/1468087417720018](https://doi.org/10.1177/1468087417720018). 42, 47, 50, III
- [19] A. Andreini, R. Becchi, B. Facchini, A. Picchi, and A. Peschiulli. The effect of effusion holes inclination angle on the adiabatic film cooling effectiveness in a three-sector gas turbine combustor rig with a realistic swirling flow. *International Journal of Thermal Sciences*, 121 :75–88, 2017. doi:[10.1016/j.ijthermalsci.2017.07.003](https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2017.07.003). 18, 65, 93
- [20] A. Andreini, A. Ceccherini, B. Facchini, F. Turrini, and I. Vitale. Assessment of a set of numerical tools for the design of aero-engines combustors : Study of a tubular test rig. In *Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, volume Volume 2 : Combustion, Fuels and Emissions, pages 421–433, 06 2009. doi:[10.1115/GT2009-59539](https://doi.org/10.1115/GT2009-59539). 36
- [21] A. Andreini, B. Facchini, A. Picchi, L. Tarchi, and F. Turrini. Experimental and theoretical investigation of thermal effectiveness in multiperforated plates for combustor liner effusion cooling. *Journal of Turbomachinery*, 136(9), 03 2014. doi:[10.1115/1.4026846](https://doi.org/10.1115/1.4026846). 091003. 17, 18
- [22] G. E. Andrews and M. N. Kim. The Influence of Film Cooling on Emissions for a Low NO<sub>x</sub> Radial Swirler Gas Turbine Combustor. In ASME, editor, *Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, volume Volume 2 : Coal, Biomass and Alternative Fuels; Combustion and Fuels; Oil and Gas Applications; Cycle Innovations, 06 2001. doi:[10.1115/2001-GT-0071](https://doi.org/10.1115/2001-GT-0071). V002T02A038. 6, 7
- [23] C. M. Arndt, P. Nau, and W. Meier. Characterization of wall temperature distributions in a gas turbine model combustor measured by 2d phosphor thermometry. *Proceedings of the Combustion Institute*, 38(1) :1867–1875, 2021. doi:[10.1016/j.proci.2020.06.088](https://doi.org/10.1016/j.proci.2020.06.088). 104
- [24] M. Arulprakasajothi and K. v Rupesh. Surface temperature measurement of gas turbine combustor using temperature-indicating paint. *International Journal of Ambient Energy*, 0(0) :1–4, 2020. doi:[10.1080/01430750.2020.1731709](https://doi.org/10.1080/01430750.2020.1731709). 65, 92

- [25] B. Atakan and D. Roskosch. Thermographic phosphor thermometry in transient combustion : A theoretical study of heat transfer and accuracy. *Proceedings of the Combustion Institute*, 34(2) :3603–3610, 2013. doi:[10.1016/j.proci.2012.05.022](https://doi.org/10.1016/j.proci.2012.05.022). 104
- [26] P. W. Atkins, J. De Paula, J. Toullec, and J. Keeler. *Chimie physique*. De Boeck Supérieur, 5<sup>ème</sup> édition, 2021. 94, 95
- [27] G. Aviation. Ge aviation to develop new compact engine core with nasa hytec award. <https://www.geaviation.com/press-release/other-news-information/ge-aviation-develop-new-compact-engine-core-nasa-hytec-award>, 2021. 7
- [28] B. Ayoola, R. Balachandran, J. Frank, E. Mastorakos, and C. Kaminski. Spatially resolved heat release rate measurements in turbulent premixed flames. *Combustion and Flame*, 144(1) :1–16, 2006. doi:[10.1016/j.combustflame.2005.06.005](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2005.06.005). 64, 68
- [29] C. Bailly and G. Comte-Bellot. *Turbulence*. Springer International Publishing, 2015. doi:[10.1007/978-3-319-16160-0](https://doi.org/10.1007/978-3-319-16160-0). 32, 33, 49, 80
- [30] J. Ballester and T. García-Armingol. Diagnostic techniques for the monitoring and control of practical flames. *Progress in Energy and Combustion Science*, 36(4) :375–411, 2010. doi:[10.1016/j.pecs.2009.11.005](https://doi.org/10.1016/j.pecs.2009.11.005). 67, 68
- [31] R. S. Barlow, G. Wang, P. Anselmo-Filho, M. Sweeney, and S. Hochgreb. Application of Raman/Rayleigh/LIF diagnostics in turbulent stratified flames. *Proceedings of the Combustion Institute*, 32(1) :945–953, 2009. doi:[10.1016/j.proci.2008.06.070](https://doi.org/10.1016/j.proci.2008.06.070). 176
- [32] M. Baude, A. Colin, J. Duvernoy, and A. Foussard. Chiffres clés du climat france, europe et monde - édition 2021. Technical report, Ministère de la transition énergétique, Commissariat général au développement durable, 2021. 2
- [33] T. Behrendt and C. Hassa. A test rig for investigations of gas turbine combustor cooling concepts under realistic operating conditions. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G : Journal of Aerospace Engineering*, 222(2) :169–177, 2008. doi:[10.1243/09544100JAERO288](https://doi.org/10.1243/09544100JAERO288). 21, 65
- [34] T. Behrendt, T. Lengyel, C. Hassa, and M. Gerendàs. Characterization of advanced combustor cooling concepts under realistic operating conditions. In *Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, volume Volume 4 : Heat Transfer, Parts A and B, pages 1801–1814, 06 2008. doi:[10.1115/GT2008-51191](https://doi.org/10.1115/GT2008-51191). 20, 21, 92, 179
- [35] M. Bellenoue, T. Kageyama, S. Labuda, and J. Sotton. Direct measurement of laminar flame quenching distance in a closed vessel. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 27(3) :323–331, 2003. doi:[10.1016/S0894-1777\(02\)00304-7](https://doi.org/10.1016/S0894-1777(02)00304-7). 63
- [36] W. Bessler, H. Kronemayer, C. Schulz, T. Lee, J. Jeffries, and R. Hanson. Quantitative multi-line NO-LIF temperature imaging in flames over a wide pressure range. *Applied Physics B*, 2 :519–533, 02 2004. doi:[10.1007/s00340-004-1421-x](https://doi.org/10.1007/s00340-004-1421-x). 62
- [37] F. Beyrau. Laser thermometry techniques for combustion diagnostics. In *Renewable Energy and the Environment Optics and Photonics Congress*. Optica Publishing Group, 2012. doi:[10.1364/E2.2012.EM4C.4](https://doi.org/10.1364/E2.2012.EM4C.4). 62
- [38] R. Bizzari. *Modélisation aérodynamique et thermique des plaques multiperforées en LES*. Thèse de doctorat, Université Montpellier II, 2018. Thèse de doctorat dirigée par Thierry Poinot et Antoine Dauplain. 5, 8, 9, 17, 36
- [39] G. Blasse and B. C. Grabmaier. *Lamp Phosphors*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1994. doi:[10.1007/978-3-642-79017-1\\_6](https://doi.org/10.1007/978-3-642-79017-1_6). 96

- [40] D. G. Bogard and K. A. Thole. Gas turbine film cooling. *Journal of Propulsion and Power*, 22(2) :249–270, 2006. doi:[10.2514/1.18034](https://doi.org/10.2514/1.18034). 8, 15, 16, 17, 36
- [41] A. Bohlin, C. Jainski, B. D. Patterson, A. Dreizler, and C. J. Kliewer. Multiparameter spatio-thermochemical probing of flame-wall interactions advanced with coherent Raman imaging. *Proceedings of the Combustion Institute*, 36(3) :4557–4564, 2017. doi:[10.1016/j.proci.2016.07.062](https://doi.org/10.1016/j.proci.2016.07.062). 29, 62, 64, XXVII
- [42] A. Bohlin, M. Mann, B. D. Patterson, A. Dreizler, and C. J. Kliewer. Development of two-beam femtosecond/picosecond one-dimensional rotational coherent anti-stokes raman spectroscopy : Time-resolved probing of flame wall interactions. *Proceedings of the Combustion Institute*, 35(3) :3723–3730, 2015. doi:[10.1016/j.proci.2014.05.124](https://doi.org/10.1016/j.proci.2014.05.124). 62
- [43] A. Bohlin, B. Patterson, C. Kliewer, C. Jainski, and A. Dreizler. Ultrabroadband coherent raman imaging developed for multiparameter spatio-thermochemical probing of flame-wall interactions. SAND2016-7281C, 2016. 62
- [44] B. Boust, J. Sotton, and M. Bellenoue. Experimental study by high-speed particle image velocimetry of unsteady flame-wall interaction in turbulent combustion. *13th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, pages 26–29, 2006. 14, 63
- [45] A. Boutier. *Métrie laser pour la mécanique des fluides (granulométrie et techniques spectroscopiques)*. Lavoisier, 2012. 64, 71, 72
- [46] A. Boutier. *Vélocimétrie laser pour la mécanique des fluides*. Lavoisier, 2012. 53, 80, 84
- [47] G. Boutin. *Mélange et micro-mélange dans un réacteur à multiples jets cisailés*. Thèse de doctorat, Université de Rouen, 2010. Thèse de doctorat dirigée par Renou, Bruno et Danaila, Luminita. 82, 121
- [48] A. L. Bovik. *The essential guide of Image processing*. Academic Press, 2009. 120, 124, 127, 128, 133, VI, XI
- [49] J. W. Bozzelli and A. M. Dean. O + NNH : A possible new route for NO<sub>x</sub> formation in flames. *International Journal of Chemical Kinetics*, 27(11) :1097–1109, 1995. doi:[10.1002/kin.550271107](https://doi.org/10.1002/kin.550271107). 8
- [50] S. Bres, J.-M. Jolion, and F. Lebourgeois. *Traitement et analyse des images numériques*. Hermes Science Publications, July 2003. 123, 124, 125, 128, 129
- [51] A. Bresson. *Techniques d'imagerie quantitatives : fluorescence induite par laser appliquée aux écoulements et aux combustions*. Thèse de doctorat, Université de Rouen, 2000. Thèse dirigée par Pierre Vervisch. 71, 73
- [52] M. G. Brik, S. J. Camardello, and A. M. Srivastava. Influence of Covalency on the Mn<sup>4+</sup> <sup>2</sup>E<sub>g</sub> → <sup>4</sup>A<sub>2g</sub> Emission Energy in Crystals. *ECS Journal of Solid State Science and Technology*, 4(3) :R39–R43, dec 2014. doi:[10.1149/2.0031503jss](https://doi.org/10.1149/2.0031503jss). 96, 103, 105
- [53] J. Brübach, A. Dreizler, and J. Janicka. Gas compositional and pressure effects on thermographic phosphor thermometry. *Measurement Science and Technology*, 18(3) :764–770, 2007. doi:[10.1088/0957-0233/18/3/028](https://doi.org/10.1088/0957-0233/18/3/028). 103
- [54] J. Brübach, J. P. Feist, and A. Dreizler. Characterization of manganese-activated magnesium fluorogermanate with regards to thermographic phosphor thermometry. *Measurement Science and Technology*, 19(2), 2008. doi:[10.1088/0957-0233/19/2/025602](https://doi.org/10.1088/0957-0233/19/2/025602). 98, 99, 103, 104

- [55] J. Brübach, M. Hage, J. Janicka, and A. Dreizler. Simultaneous phosphor and CARS thermometry at the wall–gas interface within a combustor. *Proceedings of the Combustion Institute*, 32(1) :855–861, 2009. doi:[10.1016/j.proci.2008.05.017](https://doi.org/10.1016/j.proci.2008.05.017). 62
- [56] J. Brübach, C. Pflitsch, A. Dreizler, and B. Atakan. On surface temperature measurements with thermographic phosphors : A review. *Progress in Energy and Combustion Science*, 39(1) :37–60, 2013. doi:[10.1016/j.pecs.2012.06.001](https://doi.org/10.1016/j.pecs.2012.06.001). 92, 93, 97, 98, 99, 100, 107, 113, 129, IX, XVIII
- [57] J. Brübach, J. Zetterberg, A. Omrane, Z. Li, M. Aldén, and A. Dreizler. Determination of surface normal temperature gradients using thermographic phosphors and filtered Rayleigh scattering. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 84 :537–541, 09 2006. doi:[10.1007/s00340-006-2243-9](https://doi.org/10.1007/s00340-006-2243-9). 62
- [58] G. Bruneaux, K. Akselvoll, T. Poinso, and J. H. Ferziger. Flame-wall interaction simulation in a turbulent channel flow. *Combustion and Flame*, 107(1) :27–44, 1996. doi:[10.1016/0010-2180\(95\)00263-4](https://doi.org/10.1016/0010-2180(95)00263-4). 145, 166
- [59] R. S. Bunker. A Review of Shaped Hole Turbine Film-Cooling Technology. *Journal of Heat Transfer*, 127(4) :441, 2005. doi:[10.1115/1.1860562](https://doi.org/10.1115/1.1860562). 8, 36, 37
- [60] G. Cacioli, B. Facchini, A. Picchi, and L. Tarchi. Comparison between PSP and TLC steady state techniques for adiabatic effectiveness measurement on a multiperforated plate. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 48 :122–133, 2013. doi:[10.1016/j.expthermflusci.2013.02.015](https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2013.02.015). 65, 93
- [61] T. Cai, D. Kim, M. Kim, Y. Z. Liu, and K. C. Kim. Two-dimensional thermographic phosphor thermometry in a cryogenic environment. *Measurement Science and Technology*, 28(1) :015201, nov 2016. doi:[10.1088/1361-6501/28/1/015201](https://doi.org/10.1088/1361-6501/28/1/015201). 103
- [62] T. Cai, Y. Li, S. Guo, D. Peng, X. Zhao, and Y. Liu. Pressure effect on phosphor thermometry using  $\text{Mg}_4\text{FGeO}_6:\text{Mn}^{4+}$ . *Measurement Science and Technology*, 30(2), jan 2019. doi:[10.1088/1361-6501/aaf618](https://doi.org/10.1088/1361-6501/aaf618). 101, 103
- [63] T. Cai, Y. Park, S. Mohammadshahi, and K. C. Kim. Rise time-based phosphor thermometry using  $\text{Mg}_4\text{FGeO}_6:\text{Mn}^{4+}$ . *Measurement Science and Technology*, 32(1) :015201, oct 2020. doi:[10.1088/1361-6501/abac8a](https://doi.org/10.1088/1361-6501/abac8a). 97, 98, 99, 105
- [64] S. Candel and T. Poinso. Flame stretch and the balance equation for the flame area. *Combustion Science and Technology*, 70(1-3) :1–15, 1990. doi:[10.1080/00102209008951608](https://doi.org/10.1080/00102209008951608). 173
- [65] J. Canny. A computational approach to edge detection. *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, PAMI-8(6) :679–698, 1986. doi:[10.1109/TPAMI.1986.4767851](https://doi.org/10.1109/TPAMI.1986.4767851). 75
- [66] Y. Cao, G. Koutsourakis, G. J. M. Sutton, J. W. E. Kneller, S. Wood, J. C. Blakesley, and F. A. Castro. In situ contactless thermal characterisation and imaging of encapsulated photovoltaic devices using phosphor thermometry. *Progress in Photovoltaics : Research and Applications*, 27(8) :673–681, 2019. doi:[10.1002/pip.3142](https://doi.org/10.1002/pip.3142). 101, 120
- [67] A. Cappelletti and F. Martelli. Investigation of a pure hydrogen fueled gas turbine burner. *International Journal of Hydrogen Energy*, 42(15) :10513–10523, 2017. doi:[10.1016/j.ijhydene.2017.02.104](https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2017.02.104). 8
- [68] C. Cardin. *Etude expérimentale des phénomènes physico-chimiques de l’allumage dans des écoulements laminaires et turbulents*. Thèse de doctorat, INSA de Rouen, November 2013. Thèse dirigée par Bruno Renou, Gilles Cabot et Mourad Boukhalfa. 32, 33, I

- [69] M. R. Cates, D. L. Beshears, S. W. Allison, and C. M. Simmons. Phosphor thermometry at cryogenic temperatures. *Review of Scientific Instruments*, 68(6) :2412–2417, 1997. doi:[10.1063/1.1148125](https://doi.org/10.1063/1.1148125). [93](#), [101](#), [106](#)
- [70] CFM International. <https://www.cfmaeroengines.com>, 2022. [4](#)
- [71] J. L. Champion and B. Deshaies. Experimental investigation of the wall flow and cooling of combustion chamber walls. In AIAA, editor, *31st Joint Propulsion Conference and Exhibit*, 1995. doi:[10.2514/6.1995-2498](https://doi.org/10.2514/6.1995-2498). [95-2498](#). [21](#)
- [72] T.-S. Cheng, C.-Y. Wu, Y.-H. Li, and Y.-C. Chao. Chemiluminescence measurements of local equivalent ratio in a partially premixed flame. *Combustion Science and Technology*, 178(10-11) :1821–1841, 2006. doi:[10.1080/00102200600790755](https://doi.org/10.1080/00102200600790755). [68](#)
- [73] T.-C. Chi, G. Zhai, S. Kook, Q. N. Chan, and E. R. Hawkes. Application of LED-based thermographic phosphorescent technique to diesel combustion chamber walls in a pre-burn-type optical constant-volume vessel. *Experiments in Fluids*, 60(2) :34, 2019. doi:[10.1007/s00348-019-2684-7](https://doi.org/10.1007/s00348-019-2684-7). [100](#)
- [74] P. R. N. Childs, J. Greenwood, and C. A. Long. Review of temperature measurement. *Review of Scientific Instruments*, 71(8) :2959–2978, 2000. doi:[10.1063/1.1305516](https://doi.org/10.1063/1.1305516). [91](#), [92](#)
- [75] A. Clarke and G. Hargrave. Measurements of laminar premixed methane—air flame thickness at ambient conditions. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C : Journal of Mechanical Engineering Science*, 223(8) :1969–1973, 2009. doi:[10.1243/09544062JMES1259](https://doi.org/10.1243/09544062JMES1259). [XL](#)
- [76] D. R. Clarke, M. Oechsner, and N. P. Padture. Thermal-barrier coatings for more efficient gas-turbine engines. *MRS Bulletin*, 37(10) :891–898, 2012. doi:[10.1557/mrs.2012.232](https://doi.org/10.1557/mrs.2012.232). [5](#)
- [77] C. W. Clendening, W. Shackleford, and R. Hilyard. Raman scattering measurements in a side-wall quench layer. *Symposium (International) on Combustion*, 18(1) :1583–1590, 1981. doi:[10.1016/S0082-0784\(81\)80161-0](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(81)80161-0). Eighteenth Symposium (International) on Combustion. [62](#)
- [78] E. Commission, D.-G. for Mobility, Transport, D.-G. for Research, and I. (ACARE), editors. *Flightpath 2050 : Europe's vision for aviation : maintaining global leadership and serving society's needs*. Publications Office, 2012. doi:[doi/10.2777/15458](https://doi.org/10.2777/15458). [3](#)
- [79] J. C. Corde. SNECMA M88 Engine Development Status. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 113(1) :20–24, 01 1991. doi:[10.1115/1.2906526](https://doi.org/10.1115/1.2906526). [36](#), [37](#)
- [80] Corning. *Corning HPFS 7979, 7980, 8655 Fused Silica*. [34](#)
- [81] S. M. Correa. Carbon monoxide emissions in lean premixed combustion. *Journal of Propulsion and Power*, 8(6) :1144–1151, 1992. doi:[10.2514/3.11455](https://doi.org/10.2514/3.11455). [6](#), [7](#)
- [82] S. M. Correa. A review of NO<sub>x</sub> formation under gas-turbine combustion conditions. *Combustion Science and Technology*, 87(1-6) :329–362, 1993. doi:[10.1080/00102209208947221](https://doi.org/10.1080/00102209208947221). [6](#), [7](#)
- [83] H. F. Coward and G. W. Jones. Limits of flammability of gases and vapors. Technical report, Bureau of Mines, 1952. [1](#)
- [84] P. Davidson. *Turbulence : An Introduction for Scientists and Engineers*. OUP Oxford, 2004. [33](#), [49](#)

- [85] L. Delannoy, P.-Y. Longaretti, D. J. Murphy, and E. Prados. Peak oil and the low-carbon energy transition : A net-energy perspective. *Applied Energy*, 304 :117843, 2021. doi:[10.1016/j.apenergy.2021.117843](https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2021.117843). 2
- [86] E. L. Dereniak and D. G. Crowe. *Optical radiation detectors*. Wiley, 1984. 108
- [87] C.-P. Ding, R. Honza, B. Böhm, and A. Dreizler. Simultaneous measurement of flame impingement and piston surface temperatures in an optically accessible spark ignition engine. *Applied Physics B*, 123, 03 2017. doi:[10.1007/s00340-017-6694-y](https://doi.org/10.1007/s00340-017-6694-y). 75, 76
- [88] A. Distanto and C. Distanto. *Handbook of Image processing and Computer Vision*, volume Volume 2 : From Image to Pattern. Springer, 2020. 76
- [89] A. Distanto and C. Distanto. *Handbook of Image processing and Computer Vision*, volume Volume 1 : From Energy to Image. Springer, 2020. 120, 123, 128, 129, 133
- [90] I. Dobrosz-Gómez, M. Ángel Gómez-García, J. Bojarska, M. Kozanecki, and J. M. Rynkowski. Combustion synthesis and properties of nanocrystalline zirconium oxide. *Comptes Rendus Chimie*, 18(10) :1094–1105, 2015. doi:[10.1016/j.crci.2015.02.007](https://doi.org/10.1016/j.crci.2015.02.007). 83
- [91] N. Docquier, S. Belhafaoui, F. Lacas, N. Darabiha, and C. Rolon. Experimental and numerical study of chemiluminescence in methane/air high-pressure flames for active control applications. *Proceedings of the Combustion Institute*, 28(2) :1765–1774, 2000. doi:[10.1016/S0082-0784\(00\)80578-0](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(00)80578-0). 67
- [92] P. Dragomirov, A. Mendieta, C. Abram, B. Fond, and F. Beyrau. Planar measurements of spray-induced wall cooling using phosphor thermometry. *Experiments in Fluids*, 59(3) :1–13, 2018. doi:[10.1007/s00348-017-2480-1](https://doi.org/10.1007/s00348-017-2480-1). 101, 107, 120
- [93] M. Dramićanin. *Luminescence thermometry : methods, materials, and applications*. Woodhead Publishing series in electronic and optical materials. Woodhead Publishing, 2018. 92, 94, 95, 97, 100, 108, 120
- [94] M. D. Dramićanin. Trends in luminescence thermometry. *Journal of Applied Physics*, 128(4) :040902, 2020. doi:[10.1063/5.0014825](https://doi.org/10.1063/5.0014825). 92, 98, 100
- [95] A. Dreizler and B. Böhm. Advanced laser diagnostics for an improved understanding of premixed flame-wall interactions. *Proceedings of the Combustion Institute*, 35(1) :37–64, 2015. doi:[10.1016/j.proci.2014.08.014](https://doi.org/10.1016/j.proci.2014.08.014). 5, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 52, 62, 72, 92, 148, 150
- [96] S. V. Ekkad and P. Singh. Liquid crystal thermography in gas turbine heat transfer : A review on measurement techniques and recent investigations. *Crystals*, 11(11), 2021. doi:[10.3390/cryst11111332](https://doi.org/10.3390/cryst11111332). 93
- [97] M. Emmerich and A. Deutz. A tutorial on multiobjective optimization : fundamentals and evolutionary methods. *Natural Computing*, 17 :585–609, 09 2018. doi:[10.1007/s11047-018-9685-y](https://doi.org/10.1007/s11047-018-9685-y). 110
- [98] D. Escofet-Martin, A. O. Ojo, N. T. Mecker, M. A. Linne, and B. Peterson. Simultaneous 1D hybrid fs/ps rotational CARS, phosphor thermometry, and CH\* imaging to study transient near-wall heat transfer processes. *Proceedings of the Combustion Institute*, 38(1) :1579–1587, 2021. doi:[10.1016/j.proci.2020.06.097](https://doi.org/10.1016/j.proci.2020.06.097). 62
- [99] M. Euler, R. Zhou, S. Hochgreb, and A. Dreizler. Temperature measurements of the bluff body surface of a swirl burner using phosphor thermometry. *Combustion and Flame*, 161(11) :2842–2848, 2014. doi:[10.1016/j.combustflame.2014.05.006](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2014.05.006). 103

- [100] M. J. Evans, J. A. Sidey, J. Ye, P. R. Medwell, B. B. Dally, and E. Mastorakos. Temperature and reaction zone imaging in turbulent swirling dual-fuel flames. *Proceedings of the Combustion Institute*, 37(2) :2159–2166, 2019. doi:[10.1016/j.proci.2018.07.076](https://doi.org/10.1016/j.proci.2018.07.076). 73
- [101] J. P. Feist, A. L. Heyes, and S. Seefelt. Thermographic phosphor thermometry for film cooling studies in gas turbine combustors. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A : Journal of Power and Energy*, 217(2) :193–200, 2003. doi:[10.1243/09576500360611227](https://doi.org/10.1243/09576500360611227). 21, 65, 91, 92
- [102] A. S. Feitelberg and M. A. Lacey. The GE Rich-Quench-Lean gas turbine combustor. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 120(3) :502–508, 07 1998. doi:[10.1115/1.2818173](https://doi.org/10.1115/1.2818173). 5
- [103] U. Fey, M. König, and H. Eckelmann. A new Strouhal–Reynolds-number relationship for the circular cylinder in the range  $47 < Re < 2 \times 10^5$ . *Physics of Fluids*, 10(7) :1547–1549, 1998. doi:[10.1063/1.869675](https://doi.org/10.1063/1.869675). 146
- [104] B. Fond, C. Abram, A. L. Heyes, A. M. Kempf, and F. Beyrau. Simultaneous temperature, mixture fraction and velocity imaging in turbulent flows using thermographic phosphor tracer particles. *Optics Express*, 20(20) :22118–22133, Sep 2012. doi:[10.1364/OE.20.022118](https://doi.org/10.1364/OE.20.022118). 120
- [105] B. Fond, C. Abram, M. Pougin, and F. Beyrau. Characterisation of dispersed phosphor particles for quantitative photoluminescence measurements. *Optical Materials*, 89 :615–622, 2019. doi:[10.1016/j.optmat.2019.01.011](https://doi.org/10.1016/j.optmat.2019.01.011). 101
- [106] B. Fond, C. Abrams, and F. Beyrau. Characterisation of the luminescence properties of BAM:Eu<sup>2+</sup> particles as a tracer for thermographic particle image velocimetry. *Applied Physics B*, 121 :495–509, 2015. doi:[10.1007/s00340-015-6261-3](https://doi.org/10.1007/s00340-015-6261-3). 99, 101, 109, 123
- [107] V. Frattina. *Development and application of simultaneous 2D flow velocity and gas temperature measurements using thermographic phosphors under engine-relevant conditions*. Thèse de doctorat, Université Paris-Saclay, 2009. Thèse dirigée par Gilles Bruneaux et Christof Schulz. 107, 120
- [108] F. Fuest, R. S. Barlow, J.-Y. Chen, and A. Dreizler. Raman/Rayleigh scattering and CO-LIF measurements in laminar and turbulent jet flames of dimethyl ether. *Combustion and Flame*, 159(8) :2533–2562, 2012. doi:[10.1016/j.combustflame.2011.11.001](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2011.11.001). Special Issue on Turbulent Combustion. 62, 64
- [109] N. Fuhrmann, J. Brübach, and A. Dreizler. Phosphor thermometry : A comparison of the luminescence lifetime and the intensity ratio approach. *Proceedings of the Combustion Institute*, 34(2) :3611–3618, 2013. doi:[10.1016/j.proci.2012.06.084](https://doi.org/10.1016/j.proci.2012.06.084). 98, 100, 103, 109, 111, 113, XVIII
- [110] 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. *Experiments in Fluids*, 49(4) :783–795, 2010. doi:[10.1007/s00348-010-0917-x](https://doi.org/10.1007/s00348-010-0917-x). 62, 63, 64
- [111] C. Galizzi and D. Escudié. Experimental analysis of an oblique turbulent flame front propagating in a stratified flow. *Combustion and Flame*, 157(12) :2277–2285, 2010. doi:[10.1016/j.combustflame.2010.07.008](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2010.07.008). 28, 34, 43
- [112] S. Ganter, A. Heinrich, T. Meier, G. Kuenne, C. Jainiski, M. C. Rißmann, A. Dreizler, and J. Janicka. Numerical analysis of laminar methane–air side-wall-quenching. *Combustion and Flame*, 186 :299–310, 2017. doi:[10.1016/j.combustflame.2017.08.017](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2017.08.017). 29, 146

- [113] B. Ge, Y. Ji, Z. Chi, and S. Zang. Effusion cooling characteristics of a model combustor liner at non-reacting/reacting flow conditions. *Applied Thermal Engineering*, 113 :902–911, 2017. doi:[10.1016/j.applthermaleng.2016.11.049](https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2016.11.049). 11, 22, 65, 92
- [114] M. K. Geikie, C. Engelmann, A. Morales, R. Schale, and K. Ahmed. Turbulence-flame interaction in the wrinkled and corrugated flamelet regimes. In *55th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, 2017. doi:[10.2514/6.2017-1784](https://doi.org/10.2514/6.2017-1784). 51
- [115] D. Giassi, S. Cao, B. A. V. Bennett, D. P. Stocker, F. Takahashi, M. D. Smooke, and M. B. Long. Analysis of CH\* concentration and flame heat release rate in laminar coflow diffusion flames under microgravity and normal gravity. *Combustion and Flame*, 167 :198–206, 2016. doi:[10.1016/j.combustflame.2016.02.012](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2016.02.012). 67
- [116] R. C. Gonzalez and R. E. Woods. *Digital image processing*. Prentice Hall, Upper Saddle River, N.J., 2008. 120, 123, XI
- [117] D. G. Goodwin, R. L. Speth, H. K. Moffat, and B. W. Weber. Cantera : An object-oriented software toolkit for chemical kinetics, thermodynamics, and transport processes, 2021. Version 2.5.1. 76
- [118] P. Gosselin, A. De Champlain, and D. Kretschmer. Prediction of wall heat transfer for a gas turbine combustor. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A : Journal of Power and Energy*, 213(3) :169–180, 1999. doi:[10.1243/0957650991537527](https://doi.org/10.1243/0957650991537527). 36
- [119] S. Gössling and A. Humpe. The global scale, distribution and growth of aviation : Implications for climate change. *Global Environmental Change*, 65 :102194, 2020. doi:[10.1016/j.gloenvcha.2020.102194](https://doi.org/10.1016/j.gloenvcha.2020.102194). 2, 3
- [120] G. S. Grasso, K. R. Snyder, and B. M. Cetegen. Application of planar laser Rayleigh scattering for measurement of gas temperature distributions in effusion jet cooled panels exposed to high temperatures. *Journal of Heat Transfer*, 144(1), 11 2021. doi:[10.1115/1.4052509](https://doi.org/10.1115/1.4052509). 012301. 62
- [121] M. Greifenstein and A. Dreizler. Influence of effusion cooling air on the thermochemical state of combustion in a pressurized model single sector gas turbine combustor. *Combustion and Flame*, 226 :455–466, 2021. doi:[10.1016/j.combustflame.2020.12.031](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2020.12.031). 7, 20, 22, 30, 62, 65, 179
- [122] M. Greifenstein, J. Hermann, B. Böhm, and A. Dreizler. Flame-cooling air interaction in an effusion-cooled model gas turbine combustor at elevated pressure. *Experiments in Fluids*, 60(1) :10, 2019. doi:[10.1007/s00348-018-2656-3](https://doi.org/10.1007/s00348-018-2656-3). 11, 24, 30, 64, 65
- [123] M. Greifenstein and A. Dreizler. Investigation of mixing processes of effusion cooling air and main flow in a single sector model gas turbine combustor at elevated pressure. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 88 :108768, 2021. doi:[10.1016/j.ijheatfluidflow.2020.108768](https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2020.108768). 22, 23, 24, 65
- [124] F. Grisch and M. Orain. Role of Planar Laser-Induced Fluorescence in Combustion Research. *Aerospace Lab*, pages p. 1–14, December 2009. 63, 75
- [125] F. Grisch, M. C. Thurber, and R. K. Hanson. Acetone fluorescence for temperature measurement. In *1995 Fall Meeting of the Western States Section of the Combustion Institute*. Stanford, California, October 1995. 72, 96, 108
- [126] A. T. A. Group. Waypoint 2050. balancing growth in connectivity with a comprehensive global air transport response to the climate emergency : a vision of net-zero aviation by mid-century. Technical report, ATAG, Sept 2021. 2, 3



- [127] A. Gruber, E. S. Richardson, K. Aditya, and J. H. Chen. Direct numerical simulations of premixed and stratified flame propagation in turbulent channel flow. *Phys. Rev. Fluids*, 3 :110507, Nov 2018. doi:[10.1103/PhysRevFluids.3.110507](https://doi.org/10.1103/PhysRevFluids.3.110507). 177
- [128] A. Gruber, R. Sankaran, E. Hawkes, and J. H. Chen. Turbulent flame-wall interaction : A direct numerical simulation study. *Journal of Fluid Mechanics*, 658(September) :5–32, 2010. doi:[10.1017/S0022112010001278](https://doi.org/10.1017/S0022112010001278). 15, 146, 168
- [129] K. M. B. Gustafsson and T. G. Johansson. An experimental study of surface temperature distribution on effusion-cooled plates. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 123(2) :308–316, 01 2001. doi:[10.1115/1.1364496](https://doi.org/10.1115/1.1364496). 17, 65
- [130] T. Häber and R. Suntz. Effect of different wall materials and thermal-barrier coatings on the flame-wall interaction of laminar premixed methane and propane flames. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 69 :95–105, 2018. doi:[10.1016/j.ijheatfluidflow.2017.12.004](https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2017.12.004). 29, 63, XXVII, XXVIII
- [131] Y. Harada, K. Uchida, T. Tanaka, K. Sato, Q. Zhu, H. Fujimoto, H. Yamashita, and M. Tanahashi. Wall heat transfer of unsteady near-wall flow in internal combustion engines. *International Journal of Engine Research*, 20(7) :817–833, 2019. doi:[10.1177/1468087419853432](https://doi.org/10.1177/1468087419853432). 91
- [132] Y. Hardalupas and M. Orain. Local measurements of the time-dependent heat release rate and equivalence ratio using chemiluminescent emission from a flame. *Combustion and Flame*, 139(3) :188–207, 2004. doi:[10.1016/j.combustflame.2004.08.003](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2004.08.003). 68
- [133] 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. *Physics of Fluids*, 20(3) :035110, 2008. doi:[10.1063/1.2896285](https://doi.org/10.1063/1.2896285). 75, 76, VII
- [134] L. He, Q. Guo, Y. Gong, F. Wang, and G. Yu. Investigation of OH\* chemiluminescence and heat release in laminar methane–oxygen co-flow diffusion flames. *Combustion and Flame*, 201 :12–22, 2019. doi:[10.1016/j.combustflame.2018.12.009](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2018.12.009). 67, 68
- [135] 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, Turbulence and Combustion*, 100, 03 2018. doi:[10.1007/s10494-017-9851-9](https://doi.org/10.1007/s10494-017-9851-9). 13, 14, 29
- [136] A. Heinrich, F. Ries, G. Kuenne, S. Ganter, C. Hasse, A. Sadiki, and J. Janicka. Large Eddy Simulation with tabulated chemistry of an experimental sidewall quenching burner. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 71(April) :95–110, 2018. doi:[10.1016/j.ijheatfluidflow.2018.03.011](https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2018.03.011). 29, 147
- [137] J. Hermann, M. Greifenstein, B. Böhm, and A. Dreizler. Experimental investigation of global combustion characteristics in an effusion cooled single sector model gas turbine combustor. *Flow, Turbulence and Combustion*, 102(4) :1025–1052, Apr 2019. doi:[10.1007/s10494-018-9999-y](https://doi.org/10.1007/s10494-018-9999-y). 22, 30, 65, 75, 76
- [138] B. Higgins, M. Q. McQuay, F. Lacas, J. Rolon, N. Darabiha, and S. Candel. Systematic measurements of OH chemiluminescence for fuel-lean, high-pressure, premixed, laminar flames. *Fuel*, 80(1) :67–74, 2001. doi:[10.1016/S0016-2361\(00\)00069-7](https://doi.org/10.1016/S0016-2361(00)00069-7). 67
- [139] S. Hönic, F. Süß, N. Jain, R. Jemmali, T. Behrendt, B. Mainzer, and D. Koch. Evaluation of preparation and combustion rig tests of an effusive cooled SiC/SiCN panel. *International Journal of Applied Ceramic Technology*, 17(4) :1562–1573, 2020. doi:[10.1111/ijac.13501](https://doi.org/10.1111/ijac.13501). 21

- [140] N. E. Holgate, P. T. Ireland, and E. Romero. An experimental-numerical method for transient infrared measurement of film cooling effectiveness and heat transfer coefficient in a single test. *The Aeronautical Journal*, 123(1270) :1982–1998, 2019. doi:[10.1017/aer.2019.26](https://doi.org/10.1017/aer.2019.26). 92
- [141] L. hong Qu, J. zhou Zhang, and X. ming Tan. Improvement on film cooling effectiveness by a combined slot-effusion scheme. *Applied Thermal Engineering*, 126 :379–392, 2017. doi:[10.1016/j.applthermaleng.2017.07.188](https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2017.07.188). 17, 92
- [142] P. S. Hsu, N. Jiang, D. Lauriola, S. W. Grib, S. A. Schumaker, A. W. Caswell, and S. Roy. 10 kHz 2D thermometry in turbulent reacting flows using two-color OH planar laser-induced fluorescence. *Applied Optics*, 60(15) :C1–C7, May 2021. doi:[10.1364/AO.419330](https://doi.org/10.1364/AO.419330). 62, 73, 76, 149, VII
- [143] I. Hughes and T. Hase. *Measurements and their Uncertainties : A practical guide to modern error analysis*. OUP Oxford, 2010. 101
- [144] C. International. Airbus et cfm international s’associent pour préparer la combustion à hydrogène. <https://www.safran-group.com/>, 2022. consulté en février 2022. 8
- [145] The sixth assessment report, base 1, the physical science basis, chapter 3 : Human influence on the climate system, 2022. 2
- [146] N. Ishiwada, E. Fujii, and T. Yokomori. Evaluation of Dy-doped phosphors (YAG:Dy, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:Dy, and Y<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub>:Dy) as thermographic phosphors. *Journal of Luminescence*, 196 :492–497, 2018. doi:[10.1016/j.jlumin.2017.11.045](https://doi.org/10.1016/j.jlumin.2017.11.045). 101, 109
- [147] T. Jackowski, A. Schulz, H.-J. Bauer, M. Gerendás, and T. Behrendt. Effusion cooled combustor liner tiles with modern cooling concepts : A comparative experimental study. In ASME, editor, *Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, volume Volume 5B : Heat Transfer, 06 2016. doi:[10.1115/GT2016-56598](https://doi.org/10.1115/GT2016-56598). V05BT17A007. 17, 65
- [148] I. J. Jahn, A. Grjasnow, H. John, K. Weber, J. Popp, and W. Hauswald. Noise sources and requirements for confocal raman spectrometers in biosensor applications. *Sensors*, 21(15), 2021. doi:[10.3390/s21155067](https://doi.org/10.3390/s21155067). 108
- [149] A. K. Jain. *Fundamentals of Digital Image Processing*. Prentice-Hall, Inc., USA, 1989. 123, 124
- [150] C. Jainski, M. Reißmann, B. Böhm, and A. Dreizler. Experimental investigation of flame surface density and mean reaction rate during flame-wall interaction. *Proceedings of the Combustion Institute*, 36(2) :1827–1834, 2017. doi:[10.1016/j.proci.2016.07.113](https://doi.org/10.1016/j.proci.2016.07.113). 15, 29, 73, 75, 76
- [151] C. Jainski, M. Reißmann, B. Böhm, J. Janicka, and A. Dreizler. Sidewall quenching of atmospheric laminar premixed flames studied by laser-based diagnostics. *Combustion and Flame*, 183 :271–282, 2017. doi:[10.1016/j.combustflame.2017.05.020](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2017.05.020). 14, 29, 34, 62, 63, 64, 73, 76, 146, XXVII
- [152] C. Jainski, M. Reißmann, S. Jakirlic, B. Böhm, and A. Dreizler. Quenching of premixed flames at cold walls : Effects on the local flow field. *Flow, Turbulence and Combustion*, 100(1) :177–196, 2018. doi:[10.1007/s10494-017-9836-8](https://doi.org/10.1007/s10494-017-9836-8). 29, 63, 75
- [153] T. P. Jenkins, C. F. Hess, S. W. Allison, and J. I. Eldridge. Measurements of turbine blade temperature in an operating aero engine using thermographic phosphors. *Measurement Science and Technology*, 31(4) :044003, jan 2020. doi:[10.1088/1361-6501/ab4c20](https://doi.org/10.1088/1361-6501/ab4c20). 96
- [154] Y. Ji, B. Ge, Z. Chi, and S. Zang. Overall cooling effectiveness of effusion cooled annular combustor liner at reacting flow conditions. *Applied Thermal Engineering*, 130 :877–888, 2018. doi:[10.1016/j.applthermaleng.2017.11.074](https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2017.11.074). 21, 92

- [155] Y. Ji, L. Zhang, M. Jin, B. Ge, S. Zang, J. Xin, W. Wu, M. Li, and W. Xu. Experimental study on overall cooling effectiveness of swirl-stabilized model combustor with effusion cooling. In *Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, volume Volume 5A : Heat Transfer, 06 2019. doi:[10.1115/GT2019-91080](https://doi.org/10.1115/GT2019-91080). V05AT10A005. [18](#), [19](#), [20](#), [92](#)
- [156] B. Jiang, R. L. Gordon, and M. Talei. Head-on quenching of laminar premixed methane flames diluted with hot combustion products. *Proceedings of the Combustion Institute*, 37(4) :5095–5103, 2019. doi:[10.1016/j.proci.2018.07.120](https://doi.org/10.1016/j.proci.2018.07.120). [13](#), [14](#), [72](#)
- [157] S. Jiménez. Relevance of heat conduction in the correction and interpretation of high temperature, fine wire thermocouple measurements. *Combustion and Flame*, 240 :112022, 2022. doi:[10.1016/j.combustflame.2022.112022](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2022.112022). [91](#)
- [158] H. Jin, X. Jiang, Z. Sun, and R. Gui. Phosphorescence-based ratiometric probes : Design, preparation and applications in sensing, imaging and biomedicine therapy. *Coordination Chemistry Reviews*, 431 :213694, 2021. doi:[10.1016/j.ccr.2020.213694](https://doi.org/10.1016/j.ccr.2020.213694). [101](#)
- [159] P. Johe, F. Zentgraf, M. Greifenstein, M. Steinhausen, C. Hasse, and A. Dreizler. Characterization of flow field and combustion dynamics in a novel pressurized side-wall quenching burner using high-speed PIV/OH-PLIF measurements. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 94 :108921, 2022. doi:[10.1016/j.ijheatfluidflow.2021.108921](https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2021.108921). [29](#), [52](#), [73](#), [76](#), [146](#), [148](#), [150](#)
- [160] S. Kacker and J. Whitelaw. An experimental investigation of the influence of slot-lip-thickness on the impervious-wall effectiveness of the uniform-density, two-dimensional wall jet. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 12(9) :1196–1201, 1969. doi:[10.1016/0017-9310\(69\)90129-X](https://doi.org/10.1016/0017-9310(69)90129-X). [37](#)
- [161] P. Kalghatgi and S. Acharya. Modal analysis of inclined film cooling jet flow. *Journal of Turbomachinery*, 136(8), 01 2014. doi:[10.1115/1.4026374](https://doi.org/10.1115/1.4026374). 081007. [16](#)
- [162] M. M. Kamal. Two-line (CH\*/CO2\*) chemiluminescence technique for equivalence ratio mapping in turbulent stratified flames. *Energy*, 192 :116485, 2020. doi:[10.1016/j.energy.2019.116485](https://doi.org/10.1016/j.energy.2019.116485). [66](#), [67](#)
- [163] T. Kathrotia, U. Riedel, A. Seipel, K. Moshhammer, and A. Brockhinke. Experimental and numerical study of chemiluminescent species in low-pressure flames. *Applied Physics B*, 107 :571–584, 2012. doi:[10.1007/s00340-012-5002-0](https://doi.org/10.1007/s00340-012-5002-0). [66](#), [67](#), [68](#)
- [164] S. P. Kearney. Hybrid fs/ps rotational CARS temperature and oxygen measurements in the product gases of canonical flat flames. *Combustion and Flame*, 162(5) :1748–1758, 2015. doi:[10.1016/j.combustflame.2014.11.036](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2014.11.036). [62](#)
- [165] G. Kemeny and C. H. Haake. Activator center in magnesium fluorogermanate phosphors. *Journal of Chemical Physics*, 33(3) :783–789, 1960. doi:[10.1063/1.1731262](https://doi.org/10.1063/1.1731262). [96](#), [103](#), [105](#), [106](#)
- [166] A. R. Kerstein. Linear-eddy modeling of turbulent transport. II : Application to shear layer mixing. *Combustion and Flame*, 75(3) :397–413, 1989. doi:[10.1016/0010-2180\(89\)90051-5](https://doi.org/10.1016/0010-2180(89)90051-5). [49](#)
- [167] A. H. Khalid and K. Kontis. 2D surface thermal imaging using rise-time analysis from laser-induced luminescence phosphor thermometry. *Measurement Science and Technology*, 20(2) :025305, jan 2009. doi:[10.1088/0957-0233/20/2/025305](https://doi.org/10.1088/0957-0233/20/2/025305). [98](#)
- [168] A. H. Khalid and K. Kontis. Thermographic phosphors for high temperature measurements : principles, current state of the art and recent applications. *Sensors*, 8(9) :5673–5744, 2008. [93](#), [94](#), [98](#)

- [169] S. Kheirkhah and Ö. L. Gülder. Turbulent premixed combustion in V-shaped flames : Characteristics of flame front. *Physics of Fluids*, 25(5) :055107, 2013. [34](#), [43](#), [146](#), [149](#), [153](#), [VIII](#)
- [170] S. Kheirkhah and O. Gülder. Topology and brush thickness of turbulent premixed V-shaped flames. *Flow, Turbulence and Combustion*, 93 :439–459, 10 2014. doi:[10.1007/s10494-014-9563-3](#). [153](#)
- [171] S. Kheirkhah, Ömer L. Gülder, G. Maurice, F. Halter, and I. Gökalp. On periodic behavior of weakly turbulent premixed flame corrugations. *Combustion and Flame*, 168 :147–165, 2016. doi:[10.1016/j.combustflame.2016.03.013](#). [34](#), [147](#)
- [172] A. Khodayari, S. C. Olsen, and D. J. Wuebbles. Evaluation of aviation nox-induced radiative forcings for 2005 and 2050. *Atmospheric Environment*, 91 :95–103, 2014. doi:[10.1016/j.atmosenv.2014.03.044](#). [6](#)
- [173] E. Kianpour, N. A. C. Sidik, and I. Golshokouh. Film cooling effectiveness in a gas turbine engine : A review. *Jurnal Teknologi*, 71(2) :25–35, 2014. doi:[10.11113/jt.v71.3717](#). [8](#)
- [174] D. Kim, M. Kim, and K. C. Kim. Effect of frost on phosphorescence for thermographic phosphor thermometry. *Measurement Science and Technology*, 28(12) :125202, nov 2017. doi:[10.1088/1361-6501/aa8894](#). [103](#)
- [175] K. T. Kim, D. H. Lee, and S. Kwon. Effects of thermal and chemical surface-flame interaction on flame quenching. *Combustion and Flame*, 146(1-2) :19–28, 2006. doi:[10.1016/j.combustflame.2006.04.012](#). [15](#)
- [176] N. Klarmann, B. T. Zoller, and T. Sattelmayer. Numerical modeling of CO-emissions for gas turbine combustors operating at part-load conditions. *Journal of the Global Power and Propulsion Society*, 2 :376–387, 2018. doi:[10.22261/JGPPS.C3N5OA](#). [7](#)
- [177] C. Knappe, M. Algotsson, P. Andersson, M. Richter, M. Tunér, B. Johansson, and M. Aldén. Thickness dependent variations in surface phosphor thermometry during transient combustion in an HCCI engine. *Combustion and Flame*, 160(8) :1466 – 1475, 2013. doi:[10.1016/j.combustflame.2013.02.023](#). [104](#)
- [178] A. Kopf, M. Bardi, E. Kohler, T. Endres, G. Bruneaux, and C. Schulz. Survivability of the thermographic phosphors YAG:Pr and SMP:Sn in a premixed flame. *Measurement Science and Technology*, 32(7) :074001, apr 2021. doi:[10.1088/1361-6501/abf57b](#). [62](#), [63](#)
- [179] S. Koranne. Hierarchical data format 5 : Hdf5. In *Handbook of Open Source Tools*, pages 191–200. Springer, 2011. [119](#), [VIII](#), [XVII](#)
- [180] H. Kosaka. *Experimental Investigation of Flame-Wall Interaction by Laser-based Diagnostics*. Thèse de doctorat, TU-Darmstadt, 2019. Thèse dirigée par Andreas Dreizler. [11](#), [12](#)
- [181] H. Kosaka, F. Zentgraf, A. Scholtissek, L. Bischoff, T. Häber, R. Suntz, B. Albert, C. Hasse, and A. Dreizler. Wall heat fluxes and CO formation/oxidation during laminar and turbulent side-wall quenching of methane and DME flames. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 70(January) :181–192, 2018. doi:[10.1016/j.ijheatfluidflow.2018.01.009](#). [14](#), [29](#), [62](#), [63](#), [64](#), [XXVII](#)
- [182] H. Kosaka, F. Zentgraf, A. Scholtissek, L. Bischoff, T. Häber, R. Suntz, B. Albert, C. Hasse, and A. Dreizler. Wall heat fluxes and CO formation/oxidation during laminar and turbulent side-wall quenching of methane and DME flames. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 70 :181–192, 2018. doi:[10.1016/j.ijheatfluidflow.2018.01.009](#). [XXVII](#)

- [183] H. Kosaka, F. Zentgraf, A. Scholtissek, C. Hasse, and A. Dreizler. Effect of flame-wall interaction on local heat release of methane and DME combustion in a side-wall quenching geometry. *Flow, Turbulence and Combustion*, 104 :1029–1046, 2020. doi:[10.1007/s10494-019-00090-4](https://doi.org/10.1007/s10494-019-00090-4). [15](#), [29](#), [73](#), [75](#), [149](#), [150](#), [169](#), [174](#)
- [184] R. Krewinkel. A review of gas turbine effusion cooling studies. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 66 :706–722, 2013. doi:[10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.07.071](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.07.071). [8](#)
- [185] K. R. Y. Kumar, A. Qayoum, S. Saleem, and F. Qayoum. Effusion cooling in gas turbine combustion chambers - a comprehensive review. *IOP Conference Series : Materials Science and Engineering*, 804(1) :012003, apr 2020. doi:[10.1088/1757-899x/804/1/012003](https://doi.org/10.1088/1757-899x/804/1/012003). [8](#), [36](#)
- [186] M. Labarrère, J.-P. Krief, and B. Gimonet. *Le filtrage et ses applications*. Cepadues, 1993. [124](#)
- [187] T. Lachaux. *Etude des effets de la haute pression sur la structure et la dynamique des flammes turbulentes de prémélange pauvre de méthane-air*. Thèse de doctorat, Université d’Orléans, 2004. [VII](#)
- [188] D. Lahbib. *Modélisation aérodynamique et thermique des multi-perforations en LES*. Thèse de doctorat, Université de Montpellier, 2015. Thèse de doctorat dirigée par Franck Nicoud et Antoine Dauplain. [18](#)
- [189] L. Lange, J. Heinze, M. Schroll, C. Willert, and T. Behrendt. Combination of planar laser optical measurement techniques for the investigation of pre-mixed lean combustion. In *16th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, number 223 in Conference Proceedings online, pages 1–12, July 2012. [22](#), [24](#)
- [190] M. Lauer and T. Sattelmayer. On the utilization of OH\* chemiluminescence as a measure for local heat release in turbulent flames. Unpublished Document, 06 2011. [63](#), [66](#), [67](#), [68](#)
- [191] M. Lauer, M. Zellhuber, T. Sattelmayer, and C. J. Aul. Determination of the heat release distribution in turbulent flames by a model based correction of OH\* chemiluminescence. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 133(12), 09 2011. doi:[10.1115/1.4004124](https://doi.org/10.1115/1.4004124). 121501. [68](#)
- [192] C. K. Law. *Combustion Physics*. Cambridge University Press, 2006. [11](#), [173](#), [VII](#)
- [193] M. Lawrence, H. Zhao, and L. Ganippa. Gas phase thermometry of hot turbulent jets using laser induced phosphorescence. *Optics Express*, 21(10) :12260–12281, May 2013. doi:[10.1364/OE.21.012260](https://doi.org/10.1364/OE.21.012260). [101](#), [107](#)
- [194] D. S. Lee, D. Fahey, A. Skowron, M. Allen, U. Burkhardt, Q. Chen, S. Doherty, S. Freeman, P. Forster, J. Fuglestedt, A. Gettelman, R. De León, L. Lim, M. Lund, R. Millar, B. Owen, J. Penner, G. Pitari, M. Prather, R. Sausen, and L. Wilcox. The contribution of global aviation to anthropogenic climate forcing for 2000 to 2018. *Atmospheric Environment*, 244 :117834, 2021. doi:[10.1016/j.atmosenv.2020.117834](https://doi.org/10.1016/j.atmosenv.2020.117834). [2](#), [6](#)
- [195] H. Lee, B. Böhm, A. Sadiki, and A. Dreizler. Turbulent heat flux measurement in a non-reacting round jet, using BAM:Eu<sup>2+</sup> phosphor thermography and particle image velocimetry. *Applied Physics B*, 122 :1–13, 2016. doi:[10.1007/s00340-016-6484-y](https://doi.org/10.1007/s00340-016-6484-y). [96](#), [101](#), [109](#), [116](#)
- [196] A. Lefebvre. *Analyses théorique, numérique et expérimentale de la détermination de la vitesse de combustion laminaire à partir de flammes en expansion sphériques*. Theses, INSA de Rouen, 2016. Thèse dirigée par Bruno Renou et Fabien Haltier. [41](#)
- [197] A. H. Lefebvre and D. R. Ballal. *Gas turbine combustion : alternative fuels and emissions*. CRC press, 2010. [5](#), [6](#), [7](#), [36](#), [37](#)

- [198] B. Leger, P. Miron, and J. Émile Emidio. Geometric and aero-thermal influences on multi-holed plate temperature : application on combustor wall. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46(7) :1215–1222, 2003. doi:[10.1016/S0017-9310\(02\)00396-4](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(02)00396-4). 17
- [199] H. Lei and B. Khandelwal. Chapter 10 - hydrogen fuel for aviation. In B. Khandelwal, editor, *Aviation Fuels*, pages 237–270. Academic Press, 2021. doi:[10.1016/B978-0-12-818314-4.00007-8](https://doi.org/10.1016/B978-0-12-818314-4.00007-8). 8
- [200] C. Lempereur, R. Andral, and J.-Y. Prudhomme. Surface temperature measurement on engine components by means of irreversible thermal coatings. *Measurement Science and Technology*, 19(10) :105501, 2008. doi:[10.1088/0957-0233/19/10/105501](https://doi.org/10.1088/0957-0233/19/10/105501). 92
- [201] X. Li, S. Xie, J. Zhang, D. Zhao, and X. Wang. Experimental and numerical study on the quenching limits and mechanism of small-scale H<sub>2</sub> diffusion flames. *International Journal of Hydrogen Energy*, 45(58) :34281–34291, 2020. doi:[10.1016/j.ijhydene.2020.09.124](https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2020.09.124). 73
- [202] J. Lindén, C. Knappe, M. Richter, and M. Aldén. Limitations of ICCD detectors and optimized 2D phosphor thermometry. *Measurement Science and Technology*, 23(3), 2012. doi:[10.1088/0957-0233/23/3/035201](https://doi.org/10.1088/0957-0233/23/3/035201). 107
- [203] J. Lindén, C. Knappe, M. Richter, and M. Aldén. Precision in 2D temperature measurements using the thermographic phosphor BAM. *Measurement Science and Technology*, 23 :082205, 2012. doi:[10.1088/0957-0233/23/8/085205](https://doi.org/10.1088/0957-0233/23/8/085205). 120
- [204] A. N. Lipatnikov, J. Chomiak, V. A. Sabelnikov, S. Nishiki, and T. Hasegawa. Unburned mixture fingers in premixed turbulent flames. *Proceedings of the Combustion Institute*, 35(2) :1401–1408, 2015. doi:[10.1016/j.proci.2014.06.081](https://doi.org/10.1016/j.proci.2014.06.081). 146, 149, 168, 180
- [205] T. Liu and J. P. Sullivan. *Pressure and Temperature Sensitive Paints*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1 edition, 2005. doi:[10.1007/b137841](https://doi.org/10.1007/b137841). 17, 65, 93
- [206] W. E. Lorensen and H. E. Cline. Marching cubes : A high resolution 3D surface construction algorithm. In *Proceedings of the 14th Annual Conference on Computer Graphics and Interactive Techniques*, SIGGRAPH '87, page 163–169. Association for Computing Machinery, 1987. doi:[10.1145/37401.37422](https://doi.org/10.1145/37401.37422). 76, VI
- [207] A. Lorenzon. *Liquid crystal thermography for the thermal analysis of gas turbine blades internal cooling systems*. Thèse de doctorat, Université de Udine, 2020. Thèse dirigée par Luca Casarsa. 93
- [208] M. Luo and D. Liu. Pollutants emissions of CO and soot from flame-wall interactions in fundamental and practical energy conversion systems : A review. *ES Energy & Environment*, 3 :4–24, 2019. doi:[10.30919/eseec8c218](https://doi.org/10.30919/eseec8c218). 6, 62, 64
- [209] Y. Luo, C. Strassacker, X. Wen, Z. Sun, U. Maas, and C. Hasse. Strain rate effects on head-on quenching of laminar premixed methane-air flames. *Flow, Turbulence and Combustion*, 106 :631–647, 02 2021. doi:[10.1007/s10494-020-00179-1](https://doi.org/10.1007/s10494-020-00179-1). 13, 14
- [210] J. Luque and D. R. Crosley. Lifbase : Database and spectral simulation program (version 1.5). *SRI international report MP*, 99(009), 1999. 67, 73
- [211] D. G. MacManus and J. A. Eaton. Flow physics of discrete boundary layer suction – measurements and predictions. *Journal of Fluid Mechanics*, 417 :47–75, 2000. doi:[10.1017/S0022112000001026](https://doi.org/10.1017/S0022112000001026). 9
- [212] P. 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*. Thèse de doctorat, INSA Rouen, 2017. Thèse dirigée par Bruno Renou et Frédéric Grisch. 73, 78, VIII

- [213] M. Mann, C. Jainski, M. Euler, B. Böhm, and A. Dreizler. Transient flame-wall interactions : Experimental analysis using spectroscopic temperature and CO concentration measurements. *Combustion and Flame*, 161(9) :2371–2386, 2014. doi:[10.1016/j.combustflame.2014.02.008](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2014.02.008). 15, 63, XXVII
- [214] L. Marciniak and K. Trejgis. Luminescence lifetime thermometry with Mn<sup>3+</sup>–Mn<sup>4+</sup> co-doped nanocrystals. *J. Mater. Chem. C*, 6 :7092–7100, 2018. doi:[10.1039/C8TC01981A](https://doi.org/10.1039/C8TC01981A). 106
- [215] R. L. Marler and A. J. S. Survey of multi-objective optimization methods for engineering. *Structural and Multidisciplinary Optimization*, 26 :369–395, 2004. doi:[10.1007/s00158-003-0368-6](https://doi.org/10.1007/s00158-003-0368-6). 110
- [216] T. Marler and J. Arora. The weighted sum method for multi-objective optimization : new insights. *Structural and Multidisciplinary Optimization volume*, 4(1) :853–862, 2010. doi:[10.1007/s00158-009-0460-7](https://doi.org/10.1007/s00158-009-0460-7). 110, 112
- [217] M. Matalon. The Darrieus–Landau instability of premixed flames. *Fluid Dynamics Research*, 50(5) :051412, aug 2018. doi:[10.1088/1873-7005/aab510](https://doi.org/10.1088/1873-7005/aab510). 146, 168
- [218] M. Matrecano, P. Memmolo, L. Miccio, A. Persano, F. Quaranta, P. Siciliano, and P. Ferraro. Improving holographic reconstruction by automatic Butterworth filtering for microelectromechanical systems characterization. *Applied optics*, 54(11) :3428–3432, 2015. doi:[10.1364/AO.54.003428](https://doi.org/10.1364/AO.54.003428). 120, 124, 125
- [219] N. Mazellier, L. Danaila, and B. Renou. Multi-scale energy injection : a new tool to generate intense homogeneous and isotropic turbulence for premixed combustion. *Journal of Turbulence*, 11 :N43, 2010. doi:[10.1080/14685248.2010.519708](https://doi.org/10.1080/14685248.2010.519708). 32, 33, 34, 51, 52
- [220] J. J. McGuirk. The aerodynamic challenges of aeroengine gas-turbine combustion systems. *The Aeronautical Journal (1968)*, 118(1204) :557–599, 2014. doi:[10.1017/S0001924000009386](https://doi.org/10.1017/S0001924000009386). 5, 6
- [221] M. Meinshausen, Z. R. J. Nicholls, J. Lewis, M. J. Gidden, E. Vogel, M. Freund, U. Beyerle, C. Gessner, A. Nauels, N. Bauer, J. G. Canadell, J. S. Daniel, A. John, P. B. Krummel, G. Luderer, N. Meinshausen, S. A. Montzka, P. J. Rayner, S. Reimann, S. J. Smith, M. van den Berg, G. J. M. Velders, M. K. Vollmer, and R. H. J. Wang. The shared socio-economic pathway (SSP) greenhouse gas concentrations and their extensions to 2500. *Geoscientific Model Development*, 13(8) :3571–3605, 2020. doi:[10.5194/gmd-13-3571-2020](https://doi.org/10.5194/gmd-13-3571-2020). 2
- [222] D. Mejia, M. Bauerheim, P. Xavier, B. Ferret, L. Selle, and T. Poinsot. Stabilization of a premixed laminar flame on a rotating cylinder. *Proceedings of the Combustion Institute*, 36(1) :1447–1455, 2017. doi:[10.1016/j.proci.2016.06.138](https://doi.org/10.1016/j.proci.2016.06.138). 34
- [223] S. Mendez. *Simulation numérique et modélisation de l'écoulement autour des parois multi-perforées*. Thèse de doctorat, Université Montpellier II, 2007. Thèse de doctorat dirigée par Franck Nicoud. 36
- [224] S. Mendez and F. Nicoud. Large-eddy simulation of a bi-periodic turbulent flow with effusion. *Journal of Fluid Mechanics*, 598 :27–65, 2008. doi:[10.1017/S0022112007009664](https://doi.org/10.1017/S0022112007009664). 17, 36
- [225] A. Mendieta, B. Fond, P. Dragomirov, and F. Beyrau. A delayed gating approach for interference-free ratio-based phosphor thermometry. *Measurement Science and Technology*, 30(7), 2019. doi:[10.1088/1361-6501/ab1b0c](https://doi.org/10.1088/1361-6501/ab1b0c). 120

- [226] R. Mercier, T. 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. *Combustion and Flame*, 171 :42–58, 2016. doi:[10.1016/j.combustflame.2016.05.006](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2016.05.006). 103
- [227] G. Meyers, J. V. der Geest, J. Sanborn, and F. Davis. Comparison of advanced cooling concepts using color thermography. In AIAA, editor, *21st Joint Propulsion Conference*, 1985. doi:[10.2514/6.1985-1289](https://doi.org/10.2514/6.1985-1289). 85-1289. 21
- [228] P. Miron, C. Bérat, and V. Sabelnikov. Effect of blowing rate on the film cooling coverage on a multi-holed plate : application on combustor walls. *Eighth International Conference on Heat Transfer. Lisbon, Portugal*, 2004. doi:[10.1006/fsim.2001.0410](https://doi.org/10.1006/fsim.2001.0410). 17
- [229] A. Mokhov, A. Nefedov, B. Rogov, V. Sinel'shchikov, A. Usachev, A. Zobnin, and H. Levinsky. CO behavior in laminar boundary layer of combustion product flow. *Combustion and Flame*, 119(1-2) :161 – 173, 1999. doi:[10.1016/S0010-2180\(99\)00039-5](https://doi.org/10.1016/S0010-2180(99)00039-5). 62
- [230] F. Mokhtarian and A. Mackworth. Scale-based description and recognition of planar curves and two-dimensional shapes. *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, PAMI-8(1) :34–43, 1986. doi:[10.1109/TPAMI.1986.4767750](https://doi.org/10.1109/TPAMI.1986.4767750). VII
- [231] Y. Moriya and A. Navrotsky. High-temperature calorimetry of zirconia : Heat capacity and thermodynamics of the monoclinic–tetragonal phase transition. *The Journal of Chemical Thermodynamics*, 38(3) :211–223, 2006. doi:[10.1016/j.jct.2005.05.002](https://doi.org/10.1016/j.jct.2005.05.002). 83
- [232] S. Naik. Basic aspects of gas turbine heat transfer. In S. M. S. Murshed and M. M. Lopes, editors, *Heat Exchangers*, chapter 6. IntechOpen, Rijeka, 2017. doi:[10.5772/67323](https://doi.org/10.5772/67323). 5, 92
- [233] K. V. L. Narayana Rao, B. V. S. S. S. Prasad, C. Kanna Babu, and G. K. Degaonkar. Numerical and Experimental Investigations on Liner Heat Transfer in an Aero Engine Combustion Chamber. In ASME, editor, *Gas Turbine India Conference*, volume Volume 1 : Compressors, Fans and Pumps; Turbines; Heat Transfer; Combustion, Fuels and Emissions, 12 2017. doi:[10.1115/GTINDIA2017-4776](https://doi.org/10.1115/GTINDIA2017-4776). 91
- [234] H. Nasibov, A. Kholmatov, B. Akselli, A. Nasibov, and S. Baytaroglu. Performance analysis of the CCD pixel binning option in particle-image velocimetry measurements. *IEEE/ASME Transactions on Mechatronics*, 15(4) :527–540, 2010. doi:[10.1109/TMECH.2010.2051678](https://doi.org/10.1109/TMECH.2010.2051678). 123
- [235] P. Nau, Z. Yin, O. Lammel, and W. Meier. Wall temperature measurements in gas turbine combustors with thermographic phosphors. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 141(4), 12 2018. doi:[10.1115/1.4040716](https://doi.org/10.1115/1.4040716). 120
- [236] M. N. R. Nina and J. H. Whitelaw. The effectiveness of film cooling with three-dimensional slot geometries. *Journal of Engineering for Power*, 93(4) :425–430, 10 1971. doi:[10.1115/1.3445602](https://doi.org/10.1115/1.3445602). 36, 37
- [237] E. Nygren, K. Aleklett, and M. Höök. Aviation fuel and future oil production scenarios. *Energy Policy*, 37(10) :4003–4010, 2009. doi:[10.1016/j.enpol.2009.04.048](https://doi.org/10.1016/j.enpol.2009.04.048). Carbon in Motion : Fuel Economy, Vehicle Use, and Other Factors affecting CO2 Emissions From Transport. 2
- [238] A. O. Ojo, B. Fond, C. Abram, B. G. M. V. Wachem, A. L. Heyes, and F. Beyrau. Thermographic laser doppler velocimetry using the phase-shifted luminescence of BAM:Eu<sup>2+</sup> phosphor particles for thermometry. *Opt. Express*, 25(10) :11833–11843, May 2017. doi:[10.1364/OE.25.011833](https://doi.org/10.1364/OE.25.011833). 99
- [239] A. Omrane, F. Ossler, and M. Aldén. Temperature measurements of combustible and non-combustible surfaces using laser induced phosphorescence. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 28(7) :669–676, 2004. doi:[10.1016/j.expthermflusci.2003.12.003](https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2003.12.003). 98



- [240] C. Ouyang, S. Shi, and M. Lei. Jahn–Teller distortion and electronic structure of  $\text{LiMn}_2\text{O}_4$ . *Journal of Alloys and Compounds*, 474(1) :370–374, 2009. doi:[10.1016/j.jallcom.2008.06.123](https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2008.06.123). [106](#)
- [241] R. Palulli, D. Brouzet, M. Talei, and R. Gordon. A comparative study of flame-wall interaction and flame-cooling air interaction. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 92 :108888, 2021. doi:[10.1016/j.ijheatfluidflow.2021.108888](https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2021.108888). [7](#), [23](#), [24](#), [146](#), [159](#), [168](#)
- [242] R. Palulli, M. Talei, and R. Gordon. Analysis of near-wall CO due to unsteady flame-cooling air interaction. *Flow, Turbulence and Combustion*, 107 :1–23, 08 2021. doi:[10.1007/s10494-020-00233-y](https://doi.org/10.1007/s10494-020-00233-y). [7](#)
- [243] C. S. Panoutsos, Y. Hardalupas, and A. Taylor. Numerical evaluation of equivalence ratio measurement using  $\text{OH}^*$  and  $\text{CH}^*$  chemiluminescence in premixed and non-premixed methane–air flames. *Combustion and Flame*, 156(2) :273–291, 2009. doi:[10.1016/j.combustflame.2008.11.008](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2008.11.008). [66](#), [67](#), [68](#)
- [244] J. Pareja, H. J. Burbano, and Y. Ogami. Measurements of the laminar burning velocity of hydrogen–air premixed flames. *International Journal of Hydrogen Energy*, 35(4) :1812–1818, 2010. doi:[10.1016/j.ijhydene.2009.12.031](https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2009.12.031). [8](#)
- [245] N. Peters. Laminar flamelet concepts in turbulent combustion. *Symposium (International) on Combustion*, 21(1) :1231–1250, 1988. doi:[10.1016/S0082-0784\(88\)80355-2](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(88)80355-2). Twenty-First Symposium (International on Combustion). [15](#), [51](#)
- [246] N. Peters. The turbulent burning velocity for large-scale and small-scale turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 384 :107–132, 1999. doi:[10.1017/S0022112098004212](https://doi.org/10.1017/S0022112098004212). [52](#)
- [247] G. E. Peterson and P. M. Bridenbaugh. Direct observation of rise of fluorescence in  $\text{Tb}^{3+}$  following a short burst of ultraviolet excitation. *Journal of the Optical Society of America*, 52(9) :1079–1080, Sep 1962. doi:[10.1364/JOSA.52.001079](https://doi.org/10.1364/JOSA.52.001079). [98](#)
- [248] S. Pfadler, F. Beyrau, and A. Leipertz. Flame front detection and characterization using conditioned particle image velocimetry (CPIV). *Opt. Express*, 15(23) :15444–15456, Nov 2007. doi:[10.1364/OE.15.015444](https://doi.org/10.1364/OE.15.015444). [VII](#)
- [249] T. Poinso, D. C. Haworth, and G. Bruneaux. Direct simulation and modeling of flame-wall interaction for premixed turbulent combustion. *Combustion and Flame*, 95(1-2) :118–132, 1993. doi:[10.1016/0010-2180\(93\)90056-9](https://doi.org/10.1016/0010-2180(93)90056-9). [11](#), [12](#), [13](#)
- [250] T. Poinso and D. Veynante. *Theoretical and Numerical Combustion*. Thierry Poinso, Denis Veynante, 3 edition, 2011. [10](#), [11](#), [12](#), [41](#), [42](#), [51](#), [52](#), [170](#), [173](#), [174](#), [VII](#)
- [251] J. Pouplin, A. Collin, Z. Acem, G. Parent, P. Boulet, P. Vena, C. Galizzi, M. Kühni, F. André, and D. Escudié. Study of a V-shape flame based on IR spectroscopy and IR imaging. *Journal of Physics : Conference Series*, 676 :012018, jan 2016. doi:[10.1088/1742-6596/676/1/012018](https://doi.org/10.1088/1742-6596/676/1/012018). [28](#)
- [252] S. Prahl. Rhodamine 6g, 2017. Consulté le 2022/02/03. [74](#)
- [253] Premixed turbulent combustion : The regim diagram. Institut für Technische Verbrennung. [52](#)
- [254] W. H. Press and S. A. Teukolsky. Savitzky-golay smoothing filters. *Computers in Physics*, 4(6) :669–672, 1990. doi:[10.1063/1.4822961](https://doi.org/10.1063/1.4822961). [VII](#)
- [255] B. Renou. Advanced optical diagnostics in reactive flows. CORIA. [71](#), [72](#)

- [256] R. F. G. Ribeiro and P. T. Lacava. Effects of component size and cooling air flows on the performance, weight and dimensions of high and ultra-high bypass ratio turbofan engines. In *22nd SAE Brasil International Congress and Display*, number 2013-36-0511 in SAE Technical Paper, 2013. doi:[10.4271/2013-36-0511](https://doi.org/10.4271/2013-36-0511). 7
- [257] M. Rissmann, C. Jainski, M. Mann, and A. Dreizler. Flame-flow interaction in premixed turbulent flames during transient head-on quenching. *Flow Turbulence and Combustion*, 98 :1–14, 06 2017. doi:[10.1007/s10494-016-9795-5](https://doi.org/10.1007/s10494-016-9795-5). 15
- [258] J. E. Rivera. *An experimental study of flame-wall interaction and exhaust CO Emissions*. Thèse de doctorat, The University of Melbourne, 2019. Thèse dirigée par Robert Gordon. [11](#), [14](#), [22](#)
- [259] J. E. Rivera, R. L. Gordon, D. Brouzet, and M. Talei. Exhaust CO emissions of a laminar premixed propane–air flame interacting with cold gas jets. *Combustion and Flame*, 210 :374–388, 2019. doi:[10.1016/j.combustflame.2019.09.001](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2019.09.001). 7, [11](#)
- [260] J. E. Rivera, R. L. Gordon, and M. Talei. Flame-wall interaction of a forced laminar premixed propane flame : Flame dynamics and exhaust CO emissions. *Proceedings of the Combustion Institute*, 37(4) :5385–5392, 2019. doi:[10.1016/j.proci.2018.07.030](https://doi.org/10.1016/j.proci.2018.07.030). [6](#), [7](#), [20](#), [22](#), [63](#), [179](#), [XXVII](#)
- [261] Rolls-Royce. *The jet engine*. Wiley, Chichester, West Sussex, 5<sup>th</sup> edition, 2015. [4](#), [37](#)
- [262] K. P. L. Rupesh, M. Arul Prakasajothi, U. Chandrasekhar, R. Mycherla, and M. Bhanu Teja. Study on temperature indicating paint for surface temperature measurement—a review. In U. Chandrasekhar, L.-J. Yang, and S. Gowthaman, editors, *Innovative Design, Analysis and Development Practices in Aerospace and Automotive Engineering (I-DAD 2018)*, pages 223–231, Singapore, 2019. Springer Singapore. doi:[10.1007/978-981-13-2697-4\\_25](https://doi.org/10.1007/978-981-13-2697-4_25). [65](#), [92](#)
- [263] Y. Saiki, Y. Fan, and Y. Suzuki. Radical quenching of metal wall surface in a methane-air premixed flame. *Combustion and Flame*, 162(10) :4036–4045, 2015. doi:[10.1016/j.combustflame.2015.07.043](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2015.07.043). 15
- [264] A. Savitzky and M. J. E. Golay. Smoothing and differentiation of data by simplified least squares procedures. *Analytical Chemistry*, 36(8) :1627–1639, 1964. doi:[10.1021/ac60214a047](https://doi.org/10.1021/ac60214a047). [70](#), [VII](#)
- [265] I. Sayed and S. Ismail. Comparison of low-pass filters for spect imaging. *International journal of biomedical imaging*, 2020. doi:[10.1155/2020/9239753](https://doi.org/10.1155/2020/9239753). [120](#), [124](#), [125](#)
- [266] M.-T. Scharl. *Experimental and Numerical Studies of Laminar Counter-flow Diffusion Flames using biomass-based Gaseous Fuels*. Thèse de doctorat, TU Berlin, 2021. Thèse dirigée par Franck Behrendt, Douglas Greenhalgh et Alba Dieguez Alonso. [67](#)
- [267] P. Schley, M. Beck, M. Uhrig, S. M. Sarge, J. Rauch, F. Haloua, J.-R. Filtz, B. Hay, M. Yakoubi, J. Escande, A. Benito, and P. L. Cremonesi. Measurements of the calorific value of methane with the new gerg reference calorimeter. *International Journal of Thermophysics*, 31 :665–679, 2010. doi:[10.1007/s10765-010-0714-z](https://doi.org/10.1007/s10765-010-0714-z). [XXXVI](#)
- [268] P. Schreivogel, C. Abram, B. Fond, M. Straußwald, F. Beyrau, and M. Pfitzner. Simultaneous kHz-rate temperature and velocity field measurements in the flow emanating from angled and trenched film cooling holes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 103(x) :390–400, 2016. doi:[10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.06.092](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.06.092). 17
- [269] P. Schreivogel and M. Pfitzner. Optical convective heat transfer measurements using infrared thermography and frequency domain phosphor thermometry. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 82 :299–308, 2015. doi:[10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.11.025](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.11.025). [99](#)

- [270] J. Scrittore. *Experimental Study of the Effect of Dilution Jets on Film Cooling Flow in a Gas Turbine Combustor*. Thèse de doctorat, Virginia Polytechnic Institute and State University, 2008. Thèse dirigée par Karen Thole. [64](#)
- [271] J. J. Scrittore, K. A. Thole, and S. W. Burd. Experimental characterization of film-cooling effectiveness near combustor dilution holes. In *Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, volume Volume 3 : Turbo Expo 2005, Parts A and B, pages 1339–1347, 06 2005. doi:[10.1115/GT2005-68704](#). [17](#)
- [272] R. G. Sellar and G. D. Boreman. Comparison of relative signal-to-noise ratios of different classes of imaging spectrometer. *Appl. Opt.*, 44(9) :1614–1624, Mar 2005. doi:[10.1364/AO.44.001614](#). [108](#)
- [273] H. Seyfried, G. Särner, A. Omrane, M. Richter, H. Schmidt, and M. Aldén. Optical diagnostics for characterization of a full-size fighter-jet afterburner. In ASME, editor, *Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, volume Volume 1 : Turbo Expo 2005, pages 813–819, 06 2005. doi:[10.1115/GT2005-69058](#). [101](#), [107](#)
- [274] C. Shekhar. On simplified application of multidimensional savitzky-golay filters and differentiators. *AIP Conference Proceedings*, 1705(1) :020014, 2016. doi:[10.1063/1.4940262](#). [70](#), [VII](#)
- [275] S. Shionoya, W. M. Yen, and H. Yamamoto, editors. *Phosphor Handbook*. CRC Press, 2 edition, 2007. doi:[10.1201/9781315222066](#). [95](#), [96](#), [103](#), [105](#), [106](#)
- [276] A. Singh, M. Mann, T. Kissel, J. Brübach, and A. Dreizler. Simultaneous measurements of temperature and CO concentration in stagnation stabilized flames. *Flow, Turbulence and Combustion*, 90(4) :723–739, 2013. doi:[10.1007/s10494-011-9384-6](#). [62](#), [63](#), [64](#)
- [277] S. Sivasegaram and J. H. Whitelaw. Film cooling slots : The importance of lip thickness and injection angle. *Journal of Mechanical Engineering Science*, 11(1) :22–27, 1969. doi:[10.1243/jmes\\_jour\\_1969\\_011\\_005\\_02](#). [37](#)
- [278] S. Sorrell, J. Speirs, R. Bentley, A. Brandt, and R. Miller. Global oil depletion : A review of the evidence. *Energy Policy*, 38(9) :5290–5295, 2010. doi:[10.1016/j.enpol.2010.04.046](#). Special section on carbon emissions and carbon management in cities with regular papers. [2](#)
- [279] A. Sposito, E. Heaps, G. Sutton, G. Machin, R. Bernard, and S. Clarke. Phosphor thermometry for nuclear decommissioning and waste storage. *Nuclear Engineering and Design*, 375 :111091, 2021. doi:[10.1016/j.nucengdes.2021.111091](#). [103](#), [109](#), [111](#), [113](#), [XVIII](#)
- [280] A. Stagni, Y. Luo, M. Steinhausen, A. Dreizler, and C. Hasse. Chemistry effects in the wall quenching of laminar premixed DME flames. *Combustion and Flame*, 232 :111529, 2021. doi:[10.1016/j.combustflame.2021.111529](#). [13](#), [72](#)
- [281] A. Steinberg, J. Driscoll, and S. Ceccio. Three-dimensional temporally resolved measurements of turbulence–flame interactions using orthogonal-plane cinema-stereoscopic PIV. *Experiments in Fluids*, 47 :527–547, 09 2009. doi:[10.1007/s00348-009-0677-7](#). [146](#)
- [282] A. M. Steinberg and J. F. Driscoll. Straining and wrinkling processes during turbulence–premixed flame interaction measured using temporally-resolved diagnostics. *Combustion and Flame*, 156(12) :2285–2306, 2009. doi:[10.1016/j.combustflame.2009.06.024](#). [145](#), [159](#), [168](#), [170](#), [172](#)
- [283] M. Steinhausen, Y. Luo, S. Popp, C. Strassacker, T. Zirwes, H. Kosaka, F. Zentgraf, U. Maas, A. Sadiki, A. Dreizler, and C. Hasse. Numerical investigation of local heat-release rates and thermo-chemical states in side-wall quenching of laminar methane and dimethyl ether

- flames. *Flow, Turbulence and Combustion*, 106, 02 2021. doi:[10.1007/s10494-020-00146-w](https://doi.org/10.1007/s10494-020-00146-w). 29
- [284] M. Steinhausen, T. Zirwes, F. Ferraro, S. Popp, F. Zhang, H. Bockhorn, and C. Hasse. Turbulent flame-wall interaction of premixed flames using quadrature-based moment methods (QbMM) and tabulated chemistry : An a priori analysis. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 93 :108913, 2022. doi:[10.1016/j.ijheatfluidflow.2021.108913](https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2021.108913). 147
- [285] M. Stephan, F. Zentgraf, E. Berrocal, B. Albert, B. Böhm, and A. Dreizler. Multiple scattering reduction in instantaneous gas phase phosphor thermometry : applications with dispersed seeding. *Measurement Science and Technology*, 30(5) :054003, apr 2019. doi:[10.1088/1361-6501/ab0abc](https://doi.org/10.1088/1361-6501/ab0abc). 120, 124, 125
- [286] M. Straußwald, C. Abram, T. Sander, F. Beyrau, and M. Pfitzner. Time-resolved temperature and velocity field measurements in gas turbine film cooling flows with mainstream turbulence. *Experiments in Fluids*, 62, 01 2021. doi:[10.1007/s00348-020-03087-2](https://doi.org/10.1007/s00348-020-03087-2). 17, 120
- [287] P. A. Strizhak, R. S. Volkov, D. V. Antonov, G. Castanet, and S. S. Sazhin. Application of the laser induced phosphorescence method to the analysis of temperature distribution in heated and evaporating droplets. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 163 :120421, 2020. doi:[10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120421](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120421). 101, 120
- [288] G. Sutton, A. Greenen, B. Roebuck, and G. MacHin. Imaging phosphor thermometry from T = 20°C to 450°C using the time-domain intensity ratio technique. *Measurement Science and Technology*, 30(4), 2019. doi:[10.1088/1361-6501/ab04ea](https://doi.org/10.1088/1361-6501/ab04ea). 123
- [289] G. Sutton, S. Korniliou, A. Andreu, and D. Wilson. Imaging luminescence thermometry to 750°C for the heat treatment of common engineering alloys and comparison with thermal imaging. *International Journal of Thermophysics*, 43, 03 2022. doi:[10.1007/s10765-021-02963-1](https://doi.org/10.1007/s10765-021-02963-1). 103, 111, 120, 123
- [290] B. Tayebi, C. Galizzi, H. Guo, and D. Escudié. An experimental study of flame-wall interaction : temperature analysis near the wall. In *The 19th International Symposium on Transport Phenomena*, 08 2008. 28
- [291] B. Tayebi, C. Galizzi, J.-F. Leone, and D. Escudié. Topology structure and flame surface density in flame-wall interaction. In *5th European Thermal-Sciences Conference*, 05 2008. 28
- [292] A. Taylor, editor. *Instrumentation for flows with combustion*. Academic Press Inc, 1993. 75, 108
- [293] E. Terrenoire, D. A. Hauglustaine, T. Gasser, and O. Penanhoat. The contribution of carbon dioxide emissions from the aviation sector to future climate change. *Environmental Research Letters*, 14(8) :084019, jul 2019. doi:[10.1088/1748-9326/ab3086](https://doi.org/10.1088/1748-9326/ab3086). 2, 3
- [294] P. Therkelsen, T. Werts, V. McDonell, and S. Samuelsen. Analysis of NOx Formation in a Hydrogen-Fueled Gas Turbine Engine. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 131(3), 02 2009. doi:[10.1115/1.3028232](https://doi.org/10.1115/1.3028232). 031507. 8
- [295] L. Thorington. Temperature dependance of the emission of an improved manganese-activated magnesium germanate phosphor. *Journal of the optical society of America*, 40(9) :579–583, 1950. doi:[10.1364/JOSA.40.000579](https://doi.org/10.1364/JOSA.40.000579). 103
- [296] C. Tropea, A. Yarin, and J. Foss. *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*, chapter Part B : Velocity, Vorticity, and Mach Number. Springer, 01 2007. doi:[10.1007/978-3-540-30299-5](https://doi.org/10.1007/978-3-540-30299-5). 38, 53, 71, 74, 80, 82, 84

- [297] K. Tsuchiya, K. Sako, N. Ishiwada, and T. Yokomori. Precision evaluation of phosphors for the lifetime method in phosphor thermometry. *Measurement Science and Technology*, 31(6) :065005, mar 2020. doi:[10.1088/1361-6501/ab7165](https://doi.org/10.1088/1361-6501/ab7165). 98, 99, 101
- [298] J. Tyacke, V. Rao, W. Trojak, R. Watson, Y. Ma, and P. Tucker. Turbomachinery simulation challenges and the future. *Progress in Aerospace Sciences*, page 100554, 08 2019. doi:[10.1016/j.paerosci.2019.100554](https://doi.org/10.1016/j.paerosci.2019.100554). 9
- [299] A. Tyagi, I. G. Boxx, S. J. Peluso, R. Shupp, and J. O'Connor. Structure of flames in flame interaction zones. In *2018 AIAA Aerospace Sciences Meeting*, 2018. doi:[10.2514/6.2018-0161.VII](https://doi.org/10.2514/6.2018-0161.VII)
- [300] N. Uchida. A review of thermal barrier coatings for improvement in thermal efficiency of both gasoline and diesel reciprocating engines. *International Journal of Engine Research*, 23(1) :3–19, 2022. doi:[10.1177/1468087420978016](https://doi.org/10.1177/1468087420978016). 83
- [301] K. A. V G and P. K M. Thermal barrier coated surface modifications for gas turbine film cooling : a review. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, 146 :545–580, 07 2021. doi:[10.1007/s10973-020-10032-2](https://doi.org/10.1007/s10973-020-10032-2). 5, 7
- [302] F Van den Schoor, R. T. Hermanns, J. A. van Oijen, F. Verplaetsen, and P. H. de Goey. Comparison and evaluation of methods for the determination of flammability limits, applied to methane/hydrogen/air mixtures. *Journal of Hazardous Materials*, 150(3) :573–581, 2008. doi:[10.1016/j.jhazmat.2007.05.006](https://doi.org/10.1016/j.jhazmat.2007.05.006). I
- [303] S. van der Walt, J. L. Schönberger, J. Nunez-Iglesias, F. Boulogne, J. D. Warner, N. Yager, E. Goullart, T. Yu, and the scikit-image contributors. scikit-image : image processing in Python. *PeerJ*, 2 :e453, 6 2014. doi:[10.7717/peerj.453](https://doi.org/10.7717/peerj.453). XIII
- [304] P. Vena, C. Galizzi, F. André, M. Kuhni, and D. Escudié. Experimental study of flame-wall interaction : Focus on the propagation of a premixed front near a wall. In *23rd International Symposium on Transport Phenomena*, 11 2012. 14, 28, 43
- [305] P. C. Vena, B. Deschamps, H. Guo, and M. R. Johnson. Effects of stratification on locally lean, near-stoichiometric, and rich iso-octane/air turbulent V-flames. *Combustion and Flame*, 162(11) :4231–4240, 2015. doi:[10.1016/j.combustflame.2015.07.047](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2015.07.047). 176
- [306] P. C. Vena, B. Deschamps, H. Guo, G. J. Smallwood, and M. R. Johnson. Heat release rate variations in a globally stoichiometric, stratified iso-octane/air turbulent V-flame. *Combustion and Flame*, 162(4) :944–959, 2015. doi:[10.1016/j.combustflame.2014.09.019](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2014.09.019). 176
- [307] P. Vena, B. Deschamps, G. Smallwood, and M. Johnson. Equivalence ratio gradient effects on flame front topology in a stratified iso-octane/air turbulent V-flame. *Proceedings of the Combustion Institute*, 33(1) :1551–1558, 2011. doi:[10.1016/j.proci.2010.06.041](https://doi.org/10.1016/j.proci.2010.06.041). 176
- [308] P. Versailles, A. Durocher, G. Bourque, and J. M. Bergthorson. Nitric oxide formation in lean, methane-air stagnation flames at supra-atmospheric pressures. *Proceedings of the Combustion Institute*, 37(1) :711–718, 2019. doi:[10.1016/j.proci.2018.05.060](https://doi.org/10.1016/j.proci.2018.05.060). 64
- [309] K. R. Vinton, S. Nahang-Toudeshki, L. M. Wright, and A. Carter. Full coverage film cooling performance for combustor cooling manufactured using DMLS. In *Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, volume Volume 5B : Heat Transfer, 06 2016. doi:[10.1115/GT2016-56504.V05BT17A005](https://doi.org/10.1115/GT2016-56504.V05BT17A005). 17
- [310] P. Virtanen, R. Gommers, T. E. Oliphant, M. Haberland, T. Reddy, D. Cournapeau, E. Burrowski, P. Peterson, W. Weckesser, J. Bright, S. J. van der Walt, M. Brett, J. Wilson, K. Jarrod

- Millman, N. Mayorov, and S. . . Contributors. SciPy 1.0 : Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python. *Nature Methods*, 17 :261–272, 2020. doi:[10.1038/s41592-019-0686-2](https://doi.org/10.1038/s41592-019-0686-2). 123, XIII
- [311] J. Wang, K. Tian, J. Luo, and B. Sundén. Effect of hole configurations on film cooling performance. *Numerical Heat Transfer, Part A : Applications*, 75(11) :725–738, 2019. doi:[10.1080/10407782.2019.1608762](https://doi.org/10.1080/10407782.2019.1608762). 17
- [312] T. Wei, S. Yang, J. C. Moore, P. Shi, X. Cui, Q. Duan, B. Xu, Y. Dai, W. Yuan, X. Wei, Z. Yang, T. Wen, F. Teng, Y. Gao, J. Chou, X. Yan, Z. Wei, Y. Guo, Y. Jiang, X. Gao, K. Wang, X. Zheng, F. Ren, S. Lv, Y. Yu, B. Liu, Y. Luo, W. Li, D. Ji, J. Feng, Q. Wu, H. Cheng, J. He, C. Fu, D. Ye, G. Xu, and W. Dong. Developed and developing world responsibilities for historical climate change and CO<sub>2</sub> mitigation. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 109(32) :12911–12915, 2012. doi:[10.1073/pnas.1203282109](https://doi.org/10.1073/pnas.1203282109). 2
- [313] Z. Wei, H. Liu, Z. Chen, Z. Liu, and H. Zhen. Quenching distance, wall heat flux and CO/NO thermochemical states in the wall vicinity of laminar premixed biogas-hydrogen impinging flame. *Fuel*, 307 :121849, 2022. doi:[10.1016/j.fuel.2021.121849](https://doi.org/10.1016/j.fuel.2021.121849). 72
- [314] C. K. Westbrook, A. A. Adamczyk, and G. A. Lavoie. A numerical study of laminar flame wall quenching. *Combustion and Flame*, 40 :81–99, 1981. doi:[10.1016/0010-2180\(81\)90112-7](https://doi.org/10.1016/0010-2180(81)90112-7). 13, 72
- [315] Y. Wu, V. Modica, X. Yu, and F. Grisch. Experimental investigation of laminar flame speed measurement for kerosene fuels : Jet A-1, surrogate fuel, and its pure components. *Energy & Fuels*, 32(2) :2332–2343, 2018. doi:[10.1021/acs.energyfuels.7b02731](https://doi.org/10.1021/acs.energyfuels.7b02731). 8
- [316] D. J. Wuebbles and K. Hayhoe. Atmospheric methane and global change. *Earth-Science Reviews*, 57(3) :177–210, 2002. doi:[10.1016/S0012-8252\(01\)00062-9](https://doi.org/10.1016/S0012-8252(01)00062-9). 6
- [317] B. Wurm, A. Schulz, and H. J. Bauer. A New Test Facility for Investigating the Interaction Between Swirl Flow and Wall Cooling Films in Combustors. In *Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, volume Volume 3 : Heat Transfer, Parts A and B, pages 1397–1408, 06 2009. doi:[10.1115/GT2009-59961](https://doi.org/10.1115/GT2009-59961). 18
- [318] B. Wurm, A. Schulz, H.-J. Bauer, and M. Gerendas. Impact of swirl flow on the penetration behaviour and cooling performance of a starter cooling film in modern lean operating combustion chambers. In *Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, volume Volume 5C : Heat Transfer, 06 2014. doi:[10.1115/GT2014-25520](https://doi.org/10.1115/GT2014-25520). V05CT18A007. 18
- [319] P. Xavier, L. Selle, G. Oztarlik, and T. Poinso. Phosphor thermometry on a rotating flame holder for combustion applications. *Experiments in Fluids*, 59(2) :33, Jan 2018. doi:[10.1007/s00348-018-2491-6](https://doi.org/10.1007/s00348-018-2491-6). 103, 104
- [320] T. Xiao-ming, Z. Jing-zhou, and X. Hua-sheng. Experimental investigation on impingement/effusion cooling with short normal injection holes. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 69 :1–10, 2015. doi:[10.1016/j.icheatmasstransfer.2015.09.005](https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2015.09.005). 17
- [321] C. Xiouris, T. Ye, J. Jayachandran, and F. N. Egolfopoulos. Laminar flame speeds under engine-relevant conditions : Uncertainty quantification and minimization in spherically expanding flame experiments. *Combustion and Flame*, 163 :270–283, 2016. doi:[10.1016/j.combustflame.2015.10.003](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2015.10.003). 41
- [322] K. Yamamoto, M. Ozeki, N. Hayashi, and H. Yamashita. Burning velocity and oh concentration in premixed combustion. *Proceedings of the Combustion Institute*, 32(1) :1227–1235, 2009. doi:[10.1016/j.proci.2008.06.077](https://doi.org/10.1016/j.proci.2008.06.077). 75, 76

- [323] H. Yang, Y. Feng, X. Wang, L. Jiang, D. Zhao, N. Hayashi, and H. Yamashita. OH-PLIF investigation of wall effects on the flame quenching in a slit burner. *Proceedings of the Combustion Institute*, 34(2) :3379–3386, 2013. doi:[10.1016/j.proci.2012.07.038](https://doi.org/10.1016/j.proci.2012.07.038). 73
- [324] Z. Yin, B. Fond, G. Eckel, C. Abram, W. Meier, I. Boxx, and F. Beyrau. Investigation of BAM:Eu<sup>2+</sup> particles as a tracer for temperature imaging in flames. *Combustion and Flame*, 184 :249–251, 2017. doi:[10.1016/j.combustflame.2017.06.005](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2017.06.005). 62
- [325] Z. Yin, P. Nau, and W. Meier. Responses of combustor surface temperature to flame shape transitions in a turbulent bi-stable swirl flame. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 82 :50 – 57, 2017. doi:[10.1016/j.expthermflusci.2016.11.004](https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2016.11.004). 103, 104
- [326] F. Zentgraf, P. Johe, A. D. Cutler, R. S. Barlow, B. Böhm, and A. Dreizler. Classification of flame prehistory and quenching topology in a side-wall quenching burner at low-intensity turbulence by correlating transport effects with CO<sub>2</sub>, CO and temperature. *Combustion and Flame*, page 111681, 2021. doi:[10.1016/j.combustflame.2021.111681](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2021.111681). 29, 146, 147, 148, 150
- [327] F. Zentgraf, P. Johe, M. Steinhausen, C. Hasse, M. Greifenstein, A. Cutler, R. Barlow, and A. Dreizler. Detailed assessment of the thermochemistry in a side-wall quenching burner by simultaneous quantitative measurement of CO<sub>2</sub>, CO and temperature using laser diagnostics. *Combustion and Flame*, 235 :111707, 09 2021. doi:[10.1016/j.combustflame.2021.111707](https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2021.111707). 29, 63, 64, 73, 76, XXVII, XXVIII
- [328] F. Zentgraf, M. Stephan, E. Berrocal, B. Albert, B. Böhm, and A. Dreizler. Application of structured illumination to gas phase thermometry using thermographic phosphor particles : a study for averaged imaging. *Experiments in Fluids*, 58(82), 2017. doi:[10.1007/s00348-017-2364-4](https://doi.org/10.1007/s00348-017-2364-4). 120, 124
- [329] M. Zhang, A. Patyal, J. Wang, and Z. Huang. Darrieus-Landau instability effect on the flame topology and brush thickness for premixed turbulent flames. *Applied Thermal Engineering*, 158 :113603, 2019. doi:[10.1016/j.applthermaleng.2019.04.013](https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2019.04.013). 168
- [330] P. Zhao, L. Wang, and N. Chakraborty. Analysis of the flame-wall interaction in premixed turbulent combustion. *Journal of Fluid Mechanics*, 848 :193–218, 2018. doi:[10.1017/jfm.2018.356](https://doi.org/10.1017/jfm.2018.356). 173
- [331] P. Zhao, L. Wang, and N. Chakraborty. Strain rate and flame orientation statistics in the near-wall region for turbulent flame-wall interaction. *Combustion Theory and Modelling*, 22(5) :921–938, 2018. doi:[10.1080/13647830.2018.1465598](https://doi.org/10.1080/13647830.2018.1465598). 173
- [332] W. Zhou, D. Peng, Y. Liu, and H. Hu. Assessment of film cooling’s surface quantities using pressure- and temperature-sensitive paint : Comparisons between shaped and sand-dune inspired holes. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 101 :16–26, 2019. doi:[10.1016/j.expthermflusci.2018.10.005](https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2018.10.005). 15, 17
- [333] R. Zhu, G. Xie, S. Li, and J. Lei. Experimental investigation and numerical analysis on effects of swirling coolant on flow characteristics and film cooling performance. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 135 :106112, 2022. doi:[10.1016/j.icheatmasstransfer.2022.106112](https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2022.106112). 17, 65
- [334] T. Zirwes, T. Häber, F. Zhang, H. Kosaka, A. Dreizler, M. Steinhausen, C. Hasse, A. Stagni, D. Trimis, R. Suntz, and H. Bockhorn. Numerical study of quenching distances for side-wall quenching using detailed diffusion and chemistry. *Flow Turbulence and Combustion*, 106, 02 2021. doi:[10.1007/s10494-020-00215-0](https://doi.org/10.1007/s10494-020-00215-0). 13, 29
- [335] G. Zubal and G. Wisniewski. Understanding fourier space and filter selection. *Journal of nuclear cardiology*, 4 :234–243, 1997. doi:[10.1016/s1071-3581\(97\)90084-2](https://doi.org/10.1016/s1071-3581(97)90084-2). 124, 125

## Annexe A

# Annexes : compléments et précisions algorithmiques

### A.1 Caractérisation du banc CENTOR : documentation complémentaire

#### A.1.1 Cartes d'allumage

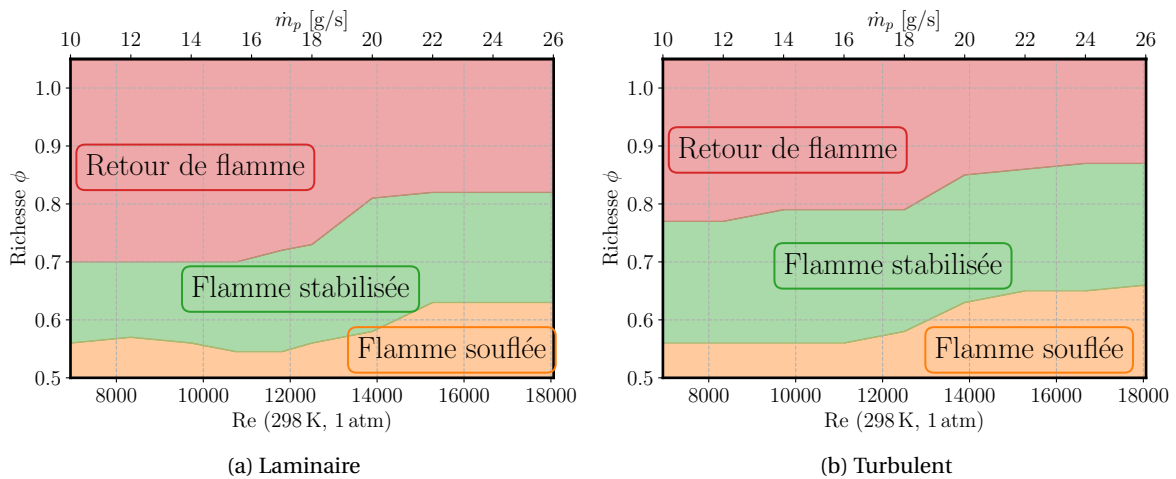


FIGURE A.1 – Diagramme d’allumage du brûleur CENTOR. (a) Configuration laminaire du brûleur, (b) configuration turbulente du brûleur (module MuSTI). Zone jaune : soufflage de flamme. Zone rouge : retour de flamme. La zone verte correspond à la présence d’une flamme stabilisée sur le barreau accroche-flamme. Le diagramme est réalisé en imposant une température des gaz frais de 298 K, une température de thermalisation de paroi  $Tw_b = 323$  K et un débit d’air dans la fente de  $\dot{m}_f = 0,5$  g/s.

L’allumage du brûleur est réalisé au moyen d’une bougie plate à arc placée à la base du module optique, sous la plaque d’étude. Les électrodes de la bougie sont alignées avec la paroi de la veine d’air. Cette contrainte géométrique permet de limiter la perturbation de l’écoulement. L’arc électrique généré entre les bornes des électrodes conduit à créer un noyau réactif dans le prémélange qui est convecté par l’écoulement [68]. Un allumage est considéré comme un succès si une flamme stable en V accrochée au barreau est obtenue à la fin du processus.

Le domaine dans lequel l’allumage est possible est reporté en vert sur la figure A.1. Cette zone délimite une gamme de richesse et débit pour laquelle une flamme se stabilisera sur le barreau accroche-flamme. La figure A.1a est établie pour un écoulement laminaire (absence du module de turbulence MuSTI), et la figure A.1b pour un écoulement turbulent. La limite basse est peu affectée par la nature de l’écoulement (laminaire ou turbulent). Elle est supérieure à la limite basse de flammabilité du méthane ( $\phi \approx 0,46$  [83, 302]). En revanche la gamme d’allumage est étendue vers la stœchiométrie dans le cas turbulent.



Il est à noter que l'allure des diagrammes d'allumage est similaire au diagramme de stabilité de flamme (figure 2.10). La limite supérieure est cependant nettement plus élevée pour ce dernier.

Le fonctionnement du banc CENTOR aux conditions les plus riches impose donc un allumage à un point inférieur en richesse pour obtenir une flamme stable.

### A.1.2 Champs de vitesse : composante suivant z

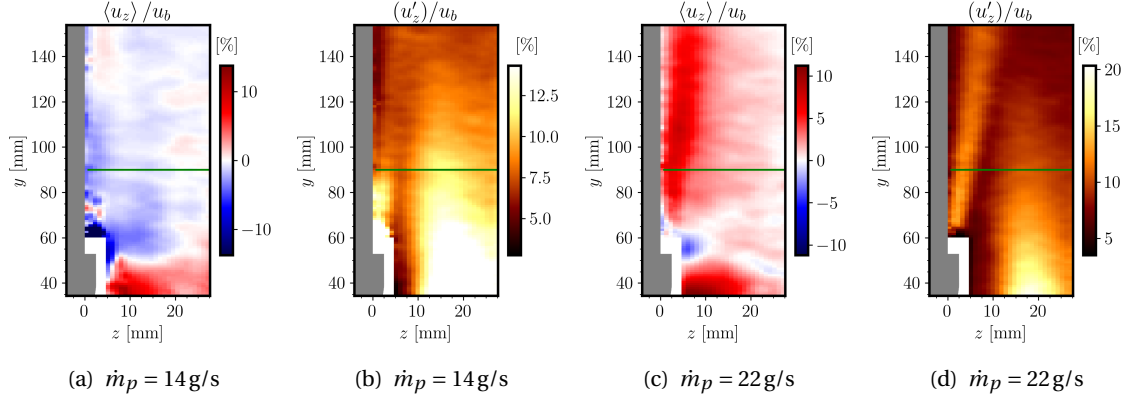


FIGURE A.2 – (a) et (c) : Champs moyens de vitesse  $\langle u_z \rangle$  en condition non réactive, (b) et (d) : intensité de turbulence suivant  $z$   $(u'_z) / \langle u_z \rangle$  pour les deux points de fonctionnement : (a-b)  $\dot{m}_p = 14$  g/s ( $u_b = 1,82$  m/s) et (c-d)  $\dot{m}_p = 22$  g/s ( $u_b = 2,85$  m/s). Les figures correspondent à un taux de soufflage  $M = 2$ . Les lignes horizontales correspondent à la position des profils de vitesse extraits et tracés sur les figures A.3 et 2.14.

En complément des champs de vitesse suivant  $y$  présentés dans la section 2.6.1.2, la figure A.2 présente le même ensemble de données pour la composante horizontale de la vitesse  $u_z$ . La composante  $u_z$  reste majoritairement inférieure à 5 % de la vitesse débitante, signifiant que l'écoulement est majoritairement monodirectionnel et dirigé suivant  $y$ .

Les zones de vitesse horizontale significatives se trouvent au niveau du décroché de la fente ( $y \approx 40$  mm), qui induit une légère déviation de l'écoulement. De même, une zone de vitesse horizontales de l'ordre de 5 à 10 % est observable au niveau de la couche de cisaillement entre l'écoulement principal et le film d'air. Enfin, le niveau de fluctuation de vitesse de la composante  $u_z$  est de l'ordre de 5 à 10 %, soit un niveau similaire à celui de la composante  $u_y$  (figure A.2). Ce point confirme le fait que la turbulence peut être assimilée à une turbulence isotrope.

### A.1.3 Profils de vitesse horizontaux

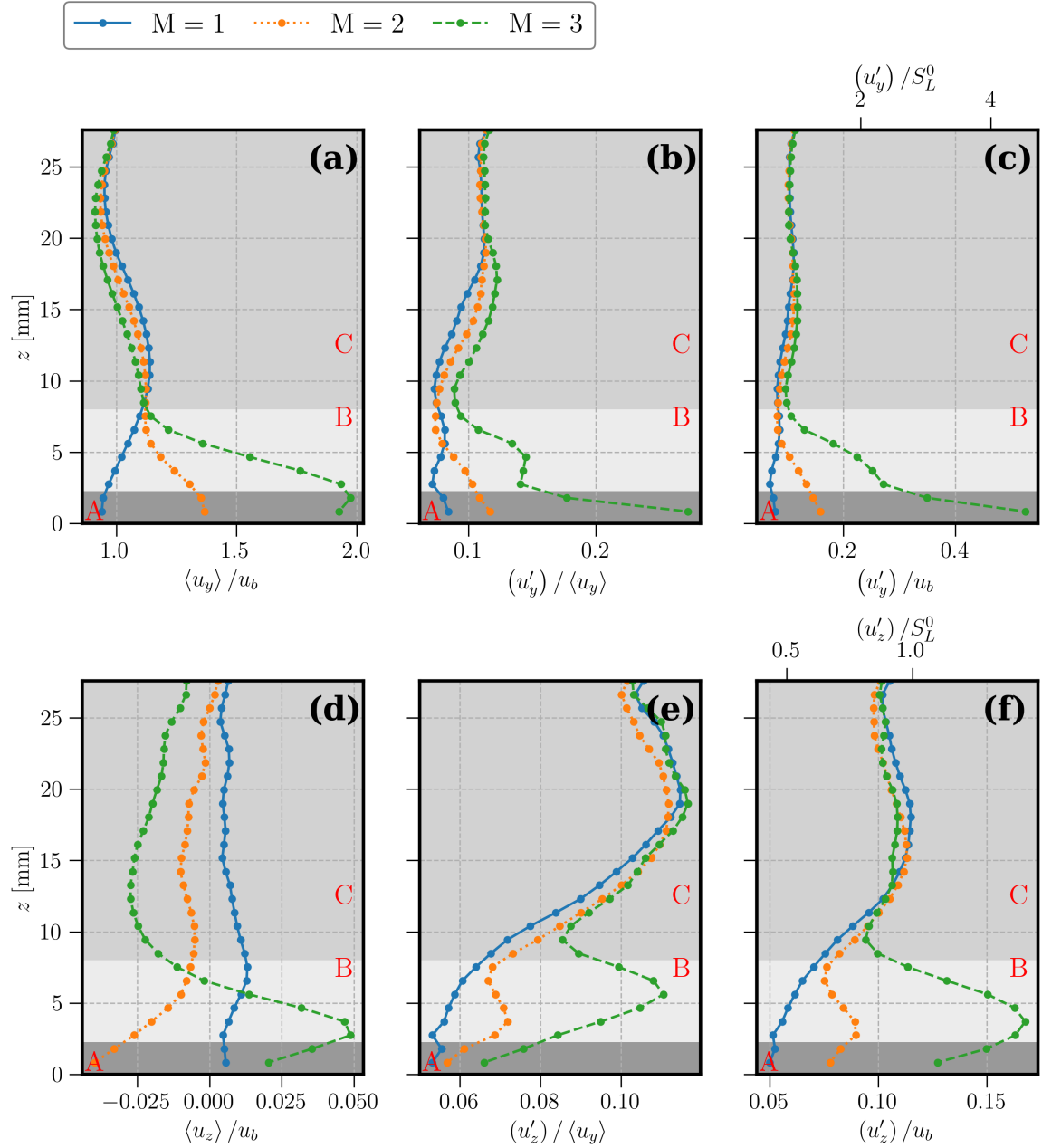


FIGURE A.3 – Profils de vitesse suivant  $z$  extraits à  $y = 90$  mm pour un débit d'écoulement principal  $\dot{m}_p = 14$  g/s et 3 taux de soufflage  $M = 1, 2$  et  $3$ . (a)-(c) : composante  $u_y$ , (d)-(f) : composante  $u_z$ .  $u_b$  correspond à la vitesse débitante ( $u_b = 1,81$  m/s), et  $S_L^0 = 0,21$  m/s à la vitesse de flamme laminaire non étirée à la richesse  $\phi = 0,76$  [18]. Les symboles correspondent aux vecteurs de vitesse estimés par PIV. Les lignes guident les yeux.

## A.2 Algorithme de post-traitement des images de PLIF-OH

Les principales étapes appliquées aux images de PLIF-OH pour en extraire le front de flamme (FF), l'interface des gaz brûlés (F-BGI), la variable de progrès instantanée  $C_{OH}$  ainsi que la variable de progrès moyennée temporellement  $\langle C_{OH} \rangle$  sont présentées sur la figure A.4. Le post-traitement est implémenté en Python en utilisant les principales bibliothèques scientifiques usuelles.



FIGURE A.4 – Schéma des principales étapes de post-traitement des images de PLIF-OH.

On rappellera que le traitement des images se déroule en trois phases successives :

- A Un traitement global, appliqué à l'ensemble des images,
- B Un traitement séparé de chaque image, pour en extraire les quantités souhaitées,
- C Et un traitement global final qui permet le calcul de statistiques sur l'ensemble des champs traités.

Dans la suite, les différentes étapes de post-traitement sont décrites séquentiellement. Les lettres et numéros d'étape font référence à la figure A.4. Certaines de ces étapes sont illustrées sur les figures 3.10 et A.5.

### A.2.1 Traitement global A

- A1 La première étape consiste à charger un ensemble d'images et leur métadonnées, enregistrées sous un format spécifique (Princeton Instrument, format spe) à l'aide d'un outil de lecture spécifique développé au cours de cette thèse.
- A2 L'arrière-plan acquis séparément est ensuite soustrait aux images. Cet arrière-plan permet principalement de supprimer le bruit d'environnement, ainsi que le bruit électronique présent sur les images. Aucune interférence significative provenant de la flamme ( $OH^*$ ) ou d'autres diagnostics n'est cependant observée.

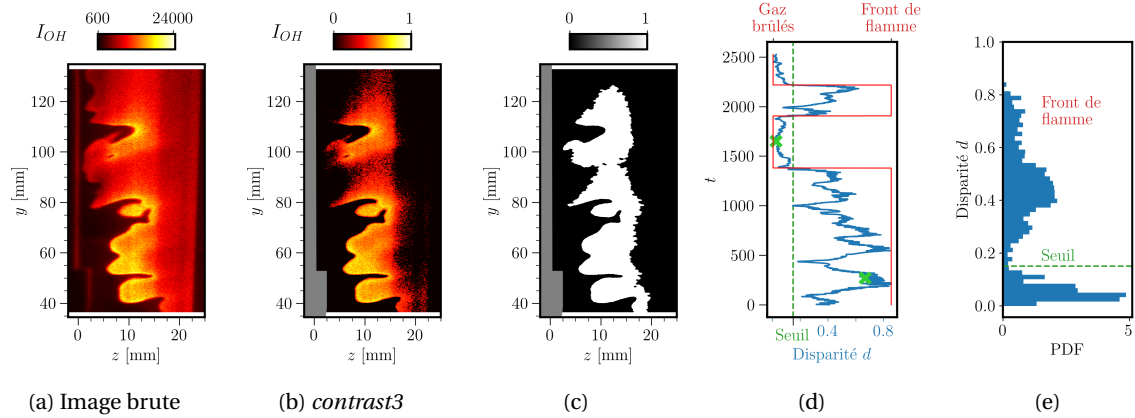


FIGURE A.5 – Illustration des étapes de post-traitement appliqué aux images de PLIF-OH pour en extraire la position du front de flamme. L'image instantanée représentée correspond à une image de fluorescence acquise sur la configuration CENTOR-F, avec  $\dot{m}_p = 22 \text{ g/s}$ ,  $\phi = 0,9$  et  $M = 1$ . Cette figure complète la figure 3.10

- A3** Chaque image est ensuite normalisée par son maximum. Le signal évolue ainsi entre 0 et 1.
- A4** L'étape suivante (optionnelle) consiste à charger la position de la paroi obtenue par le post-traitement de l'image de mire (voir section A.6). Le grandissement de l'image, ainsi que les fonctions de conversion pixel - coordonnées physiques sont également chargées.
- A5** Suivant sa pertinence, une étape de suppression de la réflexion de fluorescence de OH sur la paroi est ensuite possible. Cette réflexion est particulièrement visible sur la figure A.5a. Dans le cas d'une étude de FWI, la présence de cette réflexion peut induire des erreurs sur la détection du front de flamme proche de la paroi, et ainsi fausser la détermination de la position du point de coincement. La présence d'une réflexion à la paroi est expliquée par le fait que la fluorescence est un phénomène d'émission isotrope. Une part de la fluorescence émise par le front de flamme se réfléchit donc sur la paroi avant d'atteindre le capteur.

## A.2.2 Traitement séparé de chaque image B

Pour la suite, chaque image est traitée séparément et séquentiellement. Il s'agit de l'étape B. À noter que le code a été développé de façon à ne pouvoir traiter qu'un sous-ensemble des images d'une acquisition.

### A.2.2.1 Sélection du signal de OH B1

La première étape (B1) consiste à appliquer un premier seuil à 10 % de l'intensité. L'image qui est résulte est appelée *contrast2* et est présentée 3.10a. Le signal restant est considéré représenter de la fluorescence OH. Cette image correspond au plus faible niveau de post-traitement des images possible.

### A.2.2.2 Détection de l'interface du front de flamme B2

L'étape suivante (B2) a pour but de sélectionner le front de flamme (FF). Sur les images de fluorescence (par exemple A.5a), une interface de concentration de OH est observable proche de la paroi. Le OH est absent des gaz frais (intensité de fluorescence nulle), tandis que sa présence indiquera un front de flamme ou des gaz brûlés. La distinction entre une interface de type gaz-frais - front de flamme (FF) et une interface film d'air - gaz brûlés (F-BGI) est basée sur la sur-intensité de OH au niveau du front de flamme (voir figure 3.8). La détection de cette interface nécessite plusieurs sous-étapes, listées ci-après. Ces étapes se basent sur un seuillage adaptatif de l'image.

- B2.1** Le seuil de détection des zones de sur-intensité de OH est adapté sur chaque image. Il est déterminé automatiquement à partir de la comparaison entre la moyenne de signal sur le

côté droite du champs de OH et la moyenne du signal sur le côté gauche. Le côté gauche de l'image contient majoritairement le front de flamme, tandis que les gaz brûlés sont majoritaires sur la partie droite de l'image. L'adaptabilité du seuil permet de tenir compte de la variabilité des images et du plissement du front de flamme. L'expérience a montré qu'un seuil variable donne de meilleurs résultats de détection qu'un seuil fixe. Le seuil est borné entre 30 % et 45 % de l'intensité globale de OH. L'application de ce seuil conduit à des résultats typiques de la figure A.5b. L'image résultant de cette étape est appelée *contrast3*.

- B2.2** L'interface de cette image *contrast3* est ensuite filtrée spatialement via la succession d'opérations morphologies (ouvertures et fermetures [48]) avec des noyaux de petite dimension (3 à 5 pixels de rayon), de façon à supprimer les petites structures tout en conservant la topologie de l'interface.
- B2.3** L'image *contrast3* est binarisée (figure A.5c), et le contour orienté du motif de l'image (zone blanche sur la figure A.5c) est extrait. La méthode utilisée est dite de *marching square* [206]. Elle se base sur un algorithme de Canny à une iso-valeur de 50 % mais permet de conserver l'orientation du contour extrait (à la différence d'une application simple de l'algorithme de Canny). La partie côté paroi de ce contour, représenté par la ligne bleue sur la figure 3.10b en superposition avec l'image *contrast2*, est enfin sélectionnée. Ce contour est représenté par une courbe paramétrée  $\gamma(t)$ , où  $t$  est le paramètre.

On note que le contour extrait se superpose de façon satisfaisante avec l'interface de OH sur l'image *contrast2*, à l'emplacement où une sur-intensité de OH est observée. À l'inverse, le contour ne suit pas les zones correspondant à des gaz brûlés ( $y > 80$  mm). Il convient donc de supprimer la partie fautive de ce contour, délimitée par la croix blanche sur la figure 3.10b.

### A.2.2.3 Suppression des zones erronées du contour B3

Il s'agit de l'étape B3 du processus de post-traitement (figure A.4). Trois algorithmes différents ont été développés pour répondre à ce problème. Le premier est basé sur une analyse de la courbure locale du front de flamme, et procure des résultats satisfaisants. Le second se base sur une comparaison locale (*i.e.* sur un pixel) de l'intensité sur l'image de part et d'autre du front de flamme. Ses résultats sont médiocres, mais le principe de base a été repris pour le troisième algorithme, qui procure les meilleures performances.

Ce dernier consiste à comparer l'intensité moyenne sur une zone de part et d'autre du contour. Son principe est décrit ci-après.

- B3.1** Pour chaque point du contour  $\gamma(t)$ , on extrait une maille carrée de l'image *contrast2*. Deux exemples de cette maille sont représentés en vert sur la figure 3.10b. L'expérience a montré qu'une maille de 21 pixels de côté présente de bonnes performances de détection. L'intensité moyenne dans chaque cadran  $k$  de la maille est calculée, puis comparée au moyen du calcul de la disparité  $d$ , exprimée comme

$$d(t) = \sqrt{\frac{1}{4} \sum_{k=1}^4 \left( 1 - \frac{\overline{(I)}_k(t)}{\overline{(I)}_{sq}(t)} \right)^2} \quad (\text{A.1})$$

où  $\overline{(I)}_k$  correspond à l'intensité moyenne sur le cadran  $k$  de la maille, et  $\overline{(I)}_{sq}$  correspond à l'intensité moyenne sur la maille du point  $t$ . Lorsque du signal de OH n'est présent que de l'un des côtés de l'interface, cette disparité est voisine de 0,5. En revanche, elle tend vers zéro lorsque du signal se trouve de part et d'autre du contour. La disparité  $d$  est tracée sur la figure A.5d (abscisse) en fonction du paramètre  $t$  du contour paramétré  $\gamma$  (ordonnées). Les croix vertes indiquent la position des deux mailles repérées sur la figure 3.10b.

- B3.2** La variation de disparité suivant la nature de l'interface est nette. Un seuillage sur la valeur de la disparité permet donc de ségréger les deux zones. Le seuillage sur la valeur de la disparité se fait de façon automatique et adaptatif sur chaque image, à partir de l'analyse

de l'histogramme de répartition de la disparité  $d$ , tel que représenté figure A.5e. Le seuil est déterminé en modélisant l'histogramme de disparité par une loi normale bimodale. Un maximum de l'histogramme correspond à la répartition de disparité au niveau du front de flamme (FF), et l'autre correspond aux gaz brûlés (partie à supprimer). Le seuil est donc déterminé comme le minimum inter-pic de la distribution bimodale. Sur l'exemple présenté, ce seuil est voisin de  $d = 0,15$ . Le fait de rendre le seuil sur la disparité variable produit de meilleurs résultats finaux qu'un seuil fixe, l'algorithme s'adaptant mieux aux diverses topologies de flamme rencontrées.

**B3.3** Le seuillage de la disparité permet de définir la nature de l'interface grâce à une fonction binaire (courbe rouge sur la figure A.5d). La première variation descente de cette fonction correspond à la fin du front de flamme. Ce point est repéré par la croix blanche sur la figure 3.10b. Le reste de l'interface est supprimé.

Il est à noter que la disparité est modulée suivant la courbure locale du front de flamme : de faibles disparités sont mesurées là où le front de flamme se replie sur lui même (courbure négative), et des disparités plus importantes sont visibles quand le front de flamme est courbé positivement. Un exemple de cette modulation est visible pour le point  $t = 490$  sur la figure A.5d. Ce point correspond à la structure à  $y = 50$  mm (figure 3.10b) du front de flamme où la courbure est fortement négative. Cette similitude dans l'évolution de la courbure est employée comme contrôle du calcul de la courbure.

#### A.2.2.4 Distance à la paroi B4

La détermination de la position du front de flamme permet de calculer la distance entre le front de flamme et la paroi (étape B4.1). Si l'inclinaison de la paroi est significative, la distance entre le front de flamme et la paroi est calculée par interpolation de la position de la paroi. Cette position est obtenue via le traitement de l'image de mire (voir la section A.6). Pour les mesures présentées dans cette thèse, l'inclinaison de la paroi est négligeable (écart de la position de la paroi entre le haut et le bas de l'image inférieur à 1 pixel) et la distance flamme paroi est directement donnée par la coordonnée  $z$  du front de flamme.

#### A.2.2.5 Calcul de la courbure du front de flamme B5

L'étape suivant (B4.2) consiste à calculer la courbure locale du front de flamme. Ce calcul nécessite un filtrage préalable du front de flamme. Un filtre de Savitzky-Golay [254, 264, 274, 299], basé sur une approximation polynomiale locale de la courbe paramétrée  $\gamma$ , est employé. Le filtre employé a une largeur de 31 pixels et est basé sur des polynômes d'ordre 2. L'expérience a montré que ces paramètres permettent un filtrage suffisant du bruit avec une altération minimale de la topologie du front de flamme.

L'expression générale de la courbure locale du front de flamme  $\kappa_c$  est donnée par la relation [192, 250]

$$\kappa_c = \nabla \cdot \vec{n} = - \left( \frac{1}{\mathcal{R}_1} + \frac{1}{\mathcal{R}_2} \right) \quad (\text{A.2})$$

où  $\vec{n}$  est un vecteur normal à la surface du front de flamme orienté vers les gaz frais, et  $\mathcal{R}_1$  et  $\mathcal{R}_2$  sont les rayons de courbure de la surface du front de flamme.

Dans le cas d'une courbe paramétrée  $\gamma = (z(t), y(t))$  à deux dimensions, cette équation devient [133, 142, 187, 230, 248]

$$\kappa_c = \frac{\dot{z}\ddot{y} - \dot{y}\ddot{z}}{(\dot{z}^2 + \dot{y}^2)^{3/2}} \quad (\text{3.3})$$

avec  $(\dot{\cdot})$  la dérivée première et  $(\ddot{\cdot})$  la dérivée seconde par rapport au paramètre  $t$ .

La courbure est négative pour des structures concaves vers les gaz frais et positive pour des structures convexes vers les gaz frais.

Le calcul des dérivées permet également l'estimation du vecteur normal au front de flamme et pointant vers les gaz frais,  $\vec{n}$

$$\vec{n} = \begin{pmatrix} n_x \\ n_y \\ n_z \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{\dot{y}^2 + \dot{z}^2}} \begin{pmatrix} -\dot{y} \\ \dot{z} \end{pmatrix}. \quad (\text{A.3})$$

Ce dernier sert à la détermination du taux d'élongation du front de flamme par l'écoulement (voir le chapitre 5), et permet également d'estimer l'angle local entre le front de flamme et la paroi.

#### A.2.2.6 Extraction de la variable de progrès B6

On définit une variable de progrès  $C_{OH}$  comme une variable binaire valant 0 dans les gaz frais et 1 dans les gaz brûlés [169, 212]. Cette variable de progrès est obtenue en binarisant le champ *contrast2*. Cette variable de progrès est illustrée figure 3.10d. La définition de cette variable de progrès peut être sujette à débat pour l'interface F-BGI, qui ne rend pas compte de l'avancement d'une réaction de combustion. L'analyse visuelle des champs de fluorescence sur OH fait cependant ressortir la présence d'une interface marquée à la paroi. Pour l'interface F-BGI, la variable de progrès permet de distinguer les zones correspondant à des gaz brûlés des zones de gaz frais ou de film d'air. La définition standard d'une variable de progrès est donc étendue. Dans le cas d'une configuration FCAI, un mélange peut intervenir entre le film d'air et les gaz brûlés. Une variable de mélange  $\xi$  supplémentaire est nécessaire pour décrire complètement le problème (voir section 5.2.3 et figure 5.22).

On extrait ensuite le contour de la variable de progrès à l'aide d'un algorithme basé sur celui de Canny. Ce contour est ensuite filtré, et sa courbure calculée. Il est représenté par la ligne rouge sur la figure 3.10d. Ce contour comprend à la fois l'interface du front de flamme et l'interface entre le film d'air et les gaz brûlés (CENTOR-F), ou les gaz brûlés et la paroi (CENTOR-P), voir d'éventuelles poches de gaz frais.

#### A.2.3 Variable de progrès moyenne C

Une fois l'ensemble des images traitées, la dernière partie de l'algorithme consiste à calculer les moyennes de diverses quantités. La variable de progrès moyenne ( $\langle C_{OH} \rangle$ ), représentée sur la figure 3.10e, correspond à la moyenne des variables de progrès instantanées (étape C1). Cette variable de progrès renseigne sur la probabilité de se trouver dans les gaz brûlés. Sont enfin extraits trois iso-contours, à 50 %, 20 % et 80 %, ces deux derniers contours servant à estimer le battement de flamme (*flame brush*)  $\Delta$ , défini comme

$$\Delta = \langle C_{OH} \rangle_{0.8} - \langle C_{OH} \rangle_{0.2}. \quad (\text{3.4})$$

Ce dernier calcul constitue l'étape C2. L'algorithme se termine par l'enregistrement des différentes grandeurs calculées. Une structure de fichier HDF5 [179] a été employée pour réaliser cet enregistrement, image par image.

### A.3 Post-traitement des images de phosphorescence

Cette section décrit plus en détail les étapes de post-traitement appliquées aux images de phosphorescence. Elle vient en complément de la section 4.5 et vise à apporter des précisions sur les traitements et choix algorithmiques mis en œuvre. Elle se limite cependant aux principales étapes fonctionnelles des principaux algorithmes. Le lecteur est renvoyé vers la documentation technique des algorithmes pour d'avantage de précisions techniques ou mathématiques.

On rappelle que l'algorithme permet de fonctionner sous deux configurations différentes :

- En **configuration étalonnage**, où la donnée de sortie est une courbe d'étalonnage
- En **configuration mesure**, où l'on souhaite obtenir des champs de température à partir de champs de rapport R.

#### A.3.1 Organisation générale de la procédure de traitement

Les données d'entrée de l'algorithme sont de deux types.

- (i) La première donnée est un fichier texte qui permet de contrôler l'activation ou non des différentes étapes de post-traitement, et qui fournit les paramètres de contrôle de ces étapes (bornes des seuils, taille des filtres spatiaux, ...).
- (ii) La seconde donnée d'entrée consiste en un jeu d'images de phosphorescence. Le nombre d'image requis varie suivant la configuration de traitement. En **configuration étalonnage**, l'ensemble des images de phosphorescence à différentes températures permettant le calcul d'une courbe d'étalonnage sont nécessaires. Pour la **configuration mesure**, chaque image du jeu d'images est traitée indépendamment. Aucune contrainte n'existe sur le nombre minimal d'images dans un jeu d'images.

L'algorithme se découpe en 5 étapes, qui sont représentées sur la figure A.6. Ces étapes sont

- A** La détermination des paramètres d'ajustement spatial des deux zones de phosphorescence.
- B** La détermination des matrices de correction du *flat field*.
- C** Une boucle sur les images du jeu d'images.
- D** Le calcul de la relation d'étalonnage  $R(T)$  (en **configuration étalonnage** uniquement).
- E** L'enregistrement des données .

Dans la suite chaque étape est décrite séparément.

#### A.3.2 Algorithme de correspondance spatiale **A**

Par correspondance spatiale, on entend trouver les paramètres géométriques de translation entre les deux zones de phosphorescence, de façon à associer les paires de pixels correspondant à la même localisation physique dans le plan de mesure. La correspondance spatiale entre les deux zones de phosphorescence représente l'une des difficultés majeure de l'approche radiométrique. En effet, une erreur sur le positionnement de l'ordre de quelques pixels peut être de nature à générer une erreur sur la température jusqu'à une centaine de degrés lors de la reconstruction des champs de température [56]. Une attention particulière doit donc être portée sur ce point. L'approche la plus évidente consisterait à réaliser une image d'une mire placée à la place de l'échantillon de luminophores. Cette technique présente cependant le désavantage de nécessiter le retrait de la pièce d'étalonnage du tube du four. Ce déplacement peut engendrer une erreur sur sa position lors de son remplacement dans le tube du four. Il est préférable de chercher à extraire cette correspondance spatiale directement des images de phosphorescence. C'est ce que l'algorithme décrit ci-après tente de réaliser.

Cet algorithme a deux objectifs :



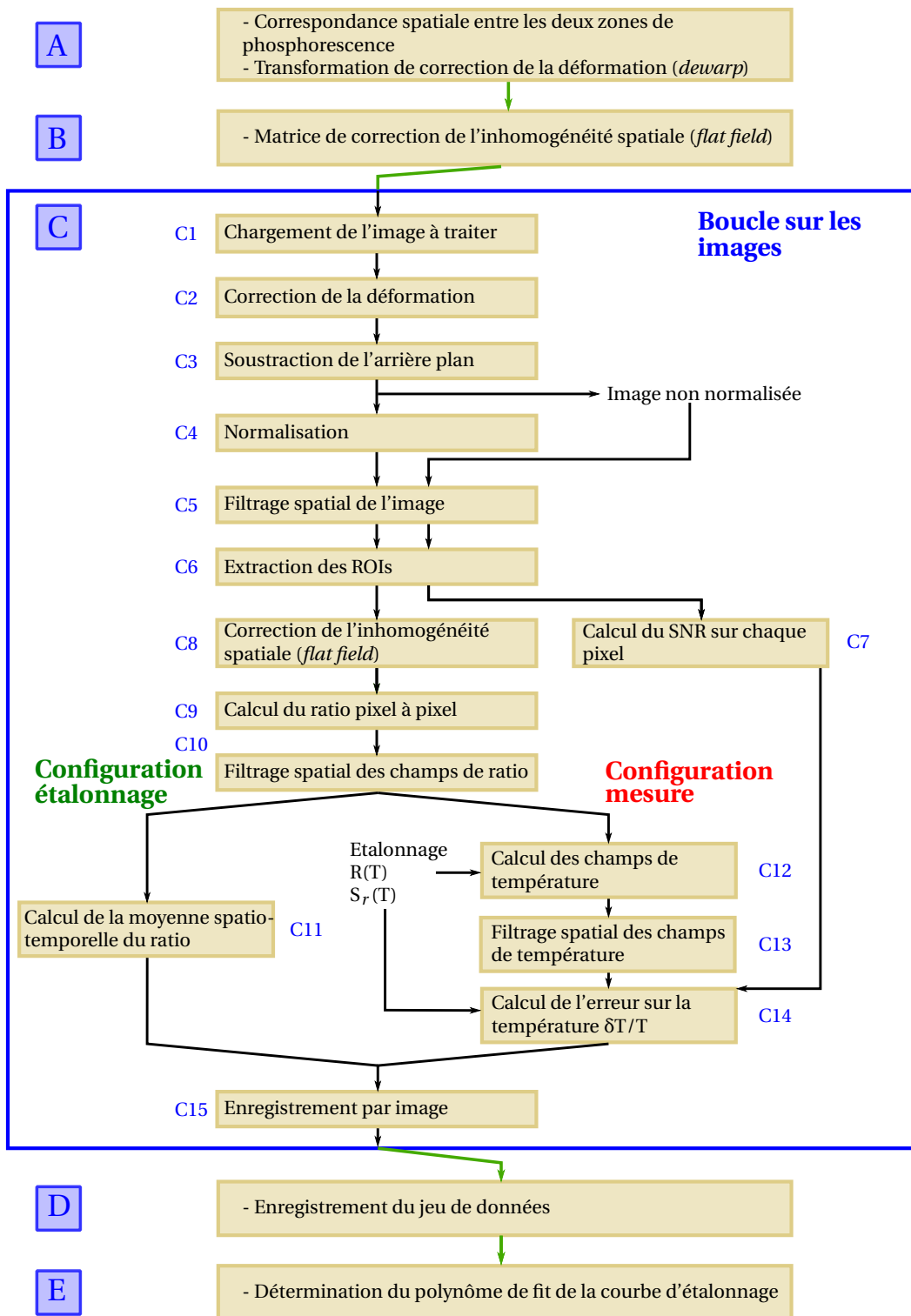


FIGURE A.6 – Schéma des principales étapes de l'algorithme de post-traitement des images de phosphorescence, pour établir soit une courbe d'étalonnage (**configuration étalonnage**), soit des champs de température (**configuration mesure**). L'algorithme se compose de 5 étapes principales : **A** ajustement spatial, **B** *flat field correction*, **C** boucle sur les images **D** étalonnage, et **E** enregistrement.

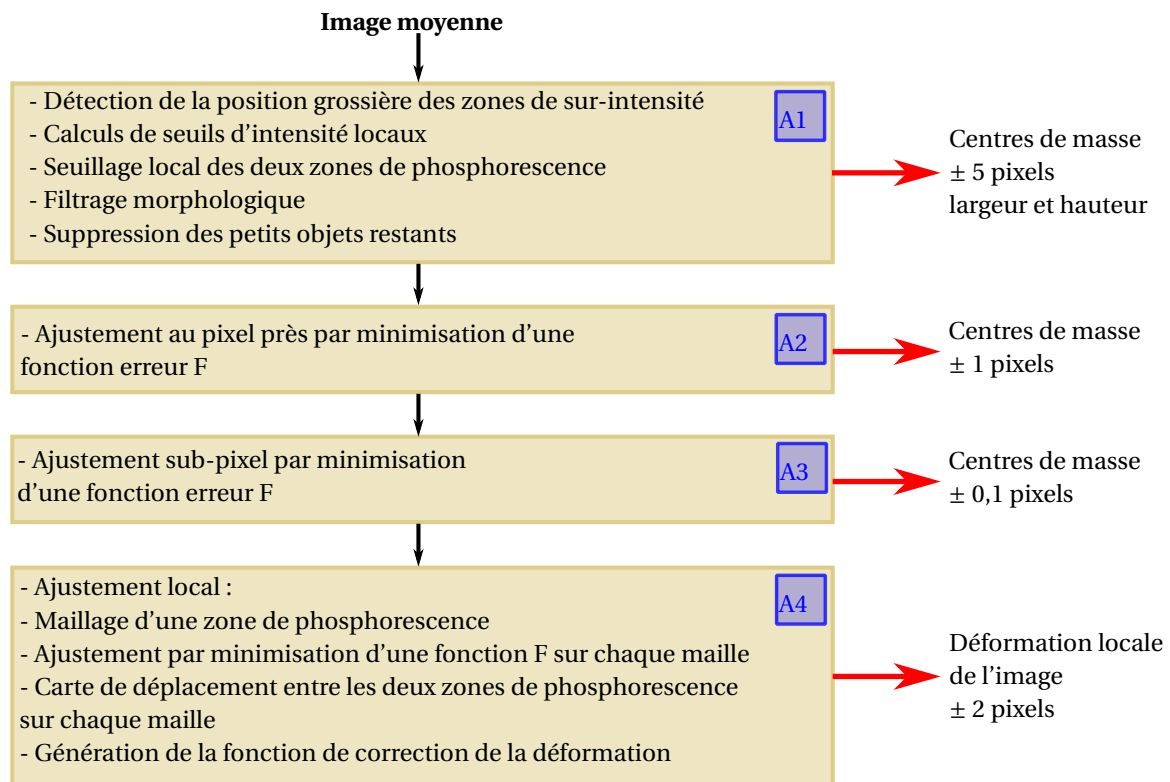


FIGURE A.7 – Représentation schématique des principaux traitements opérés sur les images de phosphorescence afin d'en extraire la correspondance spatiale entre les deux zones de phosphorescence ainsi que la transformation de correction de la déformation des images.

- (i) La première est de déterminer la correspondance spatiale entre les deux zones de phosphorescence. Cette correspondance passe par la détermination de la taille des zones de phosphorescence (hauteur et largeur), et par le centre de masse (barycentre) de chacune des deux ROIs.
- (ii) Le second est de déterminer la transformation géométrique qui permet de corriger la déformation (distorsion) de l'image. Cette distorsion est principalement engendrée par le miroir dichroïque placé sur le chemin optique de collection (voir la figure 4.4).

Les étapes principales de cet algorithme sont détaillées sur la figure A.7. On compte 4 étapes, complémentaires, qui peuvent être activées ou non suivant la précision requise du calcul. Seule la première étape est requise.

L'algorithme prend en entrée une image de phosphorescence moyenne, telle que représenté sur la figure 4.12. Il convient de noter que l'algorithme est autonome et que, hormis ses paramètres de contrôle, il ne nécessite aucune donnée d'entrée supplémentaire. Par commodité dans l'exécution, la procédure est conduite sur l'image servant à corriger le *flat field* (étape B de l'algorithme)

**A1** La première étape est l'étape principale, et le cœur de l'algorithme. L'objectif est une détection de la position des deux zones de phosphorescence. Après chargement, l'arrière plan est soustrait de l'image. Le gradient de l'image est calculé. Les zones de fort gradient correspondent aux bords des zones de phosphorescence. Cette première détection grossière permet également de définir des seuils d'intensité ségréguant l'arrière-plan du signal utile de phosphorescence. Cette étape permet un seuillage local de l'image, et ainsi la binariser. Il s'en suit des opérations morphologiques (ouverture et fermeture [48, 116]). Elles permettent de filtrer le bruit présent à la frontière des objets binaires ainsi que de supprimer d'éventuels objets de petites dimensions, conservés par erreur lors de la binarisation. La figure A.8a présente l'état de l'image binaire à cette étape du post-traitement. Les pixels constituant les deux zones de phosphorescence sont représentées en blanc. Le rectangle contenant ces

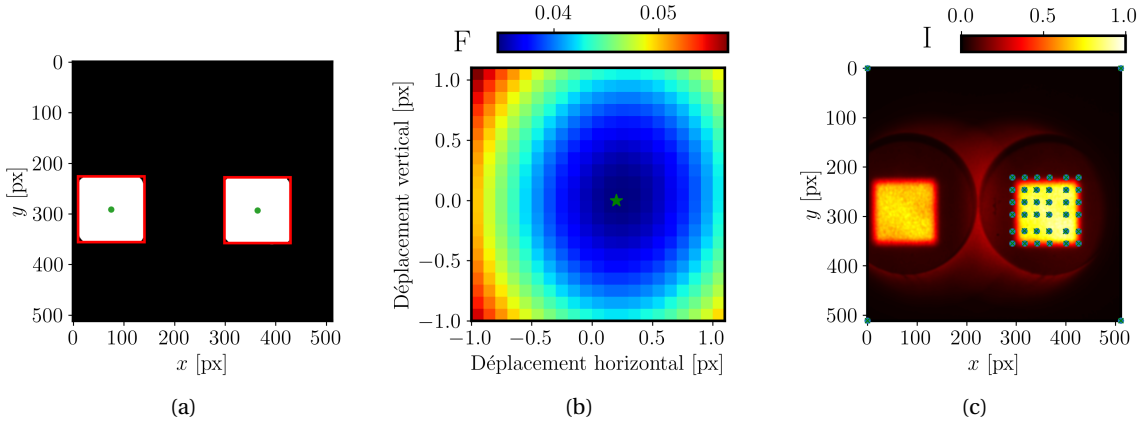


FIGURE A.8 – Illustration des principales étapes de l'algorithme réalisant la correspondance spatiale entre les deux ROIs de phosphorescence. (a) Image source binarisée sur laquelle la position grossière des deux zones de phosphorescence est mise en évidence. (b) Exemple de minimisation de la fonction F, où le minimum local est représenté par l'étoile verte. (c) Correction de la déformation des images (*dewarping*)

zones est ensuite calculé (rectangle rouge). Ce rectangle définit un domaine  $\mathcal{A}$ , repéré par sa largeur et sa longueur.  $\mathcal{A}$  est identique pour les deux ROIs. Enfin, le centre de masse (barycentre non pondéré) des pixels composant chacune des deux zones de phosphorescence est calculé pour chacune des deux ROIs. Il est représenté par le point vert sur la figure A.8a. En sortie de cette étape de traitement, la position des deux zones de phosphorescence est connue avec une précision de l'ordre de  $\pm 5$  pixels si de fortes inhomogénéités d'intensité de phosphorescence sont présentes, et jusqu'à  $\pm 2$  pixels si le signal de phosphorescence est spatialement homogène. On note la position des centres de masse des ROIs 1 et 2 respectivement  $\mathcal{C}_1 = (x_1, y_1)$  et  $\mathcal{C}_2 = (x_2, y_2)$ .

**A2** L'étape suivante a pour but d'accroître la précision sur le placement relatif des deux ROIs. Pour cela, une fonction F est évaluée en déplaçant le centre de masse de l'une des ROIs d'un déplacement  $(u, v)$  par rapport à la position déterminée par l'étape **A1**

$$F(u, v) = \sigma_{(x,y) \in \mathcal{A}} \left( \frac{I_1(x-u, y-v) / \bar{I}_1(x-u, y-v)}{I_2(x, y) / \bar{I}_2(x, y)} \right) \quad (\text{A.4})$$

$I_1(x-u, y-v)$  est le signal sur la zone de phosphorescence 1 extraite de l'image avec un déplacement de  $(u, v)$  pixels de son centre de masse  $\mathcal{C}_1$ ,  $I_2(x, y)$  est l'intensité de phosphorescence sur la zone 2 centrée sur son centre de masse  $\mathcal{C}_2$ .  $\bar{I}_1$  et  $\bar{I}_2$  sont l'intensité moyenne des deux zones.  $\sigma$  est l'écart-type sur l'ensemble du domaine  $\mathcal{A}$ .

Cette fonction F est évaluée pour une matrice de déplacement  $U = (u, v)$ . À cette étape, les déplacements  $u$  et  $v$  étudiés sont des entiers. L'évaluation de  $I_1(x-u, y-v)$  est donc directe, car directement évaluable sur la discrétisation de l'image (pas d'étape d'interpolation). La minimisation de la fonction F, c'est-à-dire de l'écart-type spatial du rapport entre les deux zones de phosphorescence, conduit déterminer un déplacement

$$(u', v') = \min_{(u, v)} (F) \quad (\text{A.5})$$

du centre de masse  $\mathcal{C}_1$  de la ROI 1 par rapport à la position déterminée au cours de l'étape **A1**. Le centre de masse de la zone 1 obtenu à l'étape **A1** est alors corrigé de ce déplacement  $(u', v')$ . La précision théorique sur le placement global de ces deux zones de phosphorescence est de  $\pm 1$  pixel.

**A3** Le déplacement relatif des deux ROIs pouvant ne pas être un nombre de pixel entier, la procédure de l'étape **A2** est répétée en considérant des déplacements  $(u, v)$  inférieurs au pixel. Le pas de déplacement étudié est typiquement de l'ordre de 0,1 pixel. Un déplacement inférieur au pixel impose une étape d'interpolation pour déterminer l'intensité de l'image à

des coordonnées non entières. Cette interpolation est réalisée via la méthode des splines d'ordre 3 [310]. L'espace de la fonction  $F$  suivant le déplacement appliqué d'un des centre de masse par rapport à l'autre est présenté sur la figure A.8b. Sur cet exemple, le minimum de la fonction  $F$  est atteint pour un déplacement supplémentaire de  $(u''; v'') = (0, 2; 0)$  par rapport à la position déterminée lors de l'étape A2.

Finalement, à l'issu des étapes A1, A2 et A3, la position du centre de masse de chacune des deux zones de phosphorescence est connue avec une précision de l'ordre de  $\pm 0,1$  pixel, tel que

$$\begin{aligned} \mathcal{C}_1 &= (x_1, y_1) + (u', v') + (u'', v'') \\ \mathcal{C}_2 &= (x_2, y_2). \end{aligned} \tag{A.6}$$

Les étapes A2 et A3 sont techniquement redondantes, l'étape A3 seule étant en mesure de répondre à l'objectif souhaité. Ce schéma à deux étapes permet cependant un flexibilité sur le fonctionnement et la précision attendue du positionnement, et s'avère également plus économe en temps de calcul, l'opération d'interpolation étant particulièrement coûteuse.

**A4** La dernière étape a pour but de fournir la transformation de correction de la déformation de l'image. Si l'image est déformée, la transformation géométrique assurant la correspondance spatiale entre les deux zones de phosphorescence nécessite d'être déterminée localement. L'ajustement local consiste donc à déterminer le déplacement local nécessaire à la prise en compte de cette déformation. Pour cela, une des ROI de phosphorescence est maillée avec des mailles d'une vingtaine de pixels de côté. La fonction  $F$  est ensuite minimisée sur chaque maille. Cela revient à répéter l'étape A3 sur chaque maille. Le déplacement du centre de masse de chaque maille est ainsi déterminé. Ces centres de masse sont représentés sur la figure A.8c, où les cercles correspondent aux centres de masse des mailles avant estimation du déplacement local, et les croix en tenant compte du déplacement du centre de masse de chaque maille. Des déplacement locaux jusqu'à  $\pm 2$  pixels sont observés, principalement horizontaux. Ces déplacement permettent de définir une matrice de déformation. Cette matrice sert par la suite à corriger la déformation locale de l'image par interpolation [303] (*de-warping*). Deux sources principales de déformation ont été identifiées. La première et principale source provient de la transmission du miroir dichroïque, qui induit une déformation horizontale de l'image. La seconde source de déformation provient d'un léger dérèglement des miroirs de renvois du doubleur d'image.

### A.3.3 Matrice de correction des inhomogénéités spatiales B

La seconde étape consiste à déterminer la matrice permettant de corriger les inhomogénéités spatiales d'intensité de chacune des zones de phosphorescence (correction de type *flat field*). Cette étape permet également de déterminer la fonction de transfert du doubleur d'image. Ce système optique est en effet connu pour provoquer une atténuation progressive du signal à mesure que l'on s'approche du centre de l'image. Cette atténuation est corrigée en comparant un même signal sur chacune des deux voies du doubleur.

La seconde étape consiste à déterminer la matrice de correction des inhomogénéités spatiales d'intensité sur chacun des deux signaux (correction de type *flat field*). Ces matrices de correction des variations pixel-à-pixel permettent de corriger

- (i) les variations de sensibilité pixel-à-pixel sur le capteur,
- (ii) les inhomogénéités locales de signal dues à une variation locale de l'épaisseur de lumino-phores,
- (iii) l'atténuation progressive du signal à mesure que l'on s'approche du centre de l'image, atténuation due au doubleur d'image.

Cette correction est réalisée à partir d'une image de phosphorescence notée  $I_{ff}$  enregistrée sans la présence des filtres optiques passe-bande. De sorte, le chemin optique de collection est en principe identique pour les signaux collectés sur chacune des deux voies du doubleur. On s'attend

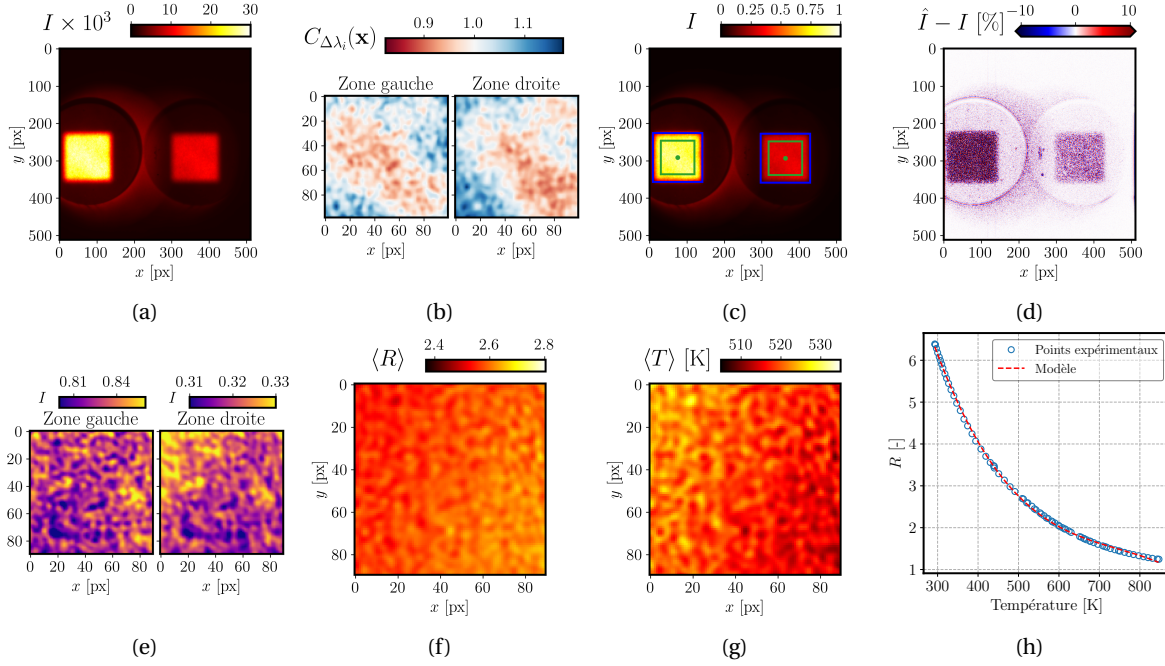


FIGURE A.9 – Illustration de certaines étapes de post-traitement appliquées aux images de phosphorescence pour en extraire, soit une courbe d'étalonnage, soit des champs de température. (a) Image brute de phosphorescence, moyennée temporellement (b) matrice de correction du *flat field*, (c) zones extraites de l'image de phosphorescence, (d) impact du filtrage fréquentiel (Butterworth ordre 5, fréquence de coupure égale à la résolution spatiale de l'image brute), (e) ROIs extraites de l'image de phosphorescence, (f) champs moyen de rapport  $\langle R \rangle$ , (g) champs moyen de température  $\langle T \rangle$ , (h) courbe d'étalonnage.

donc à obtenir un signal identique sur les deux voies du doubleur, ce qui n'est en pratique pas le cas. Une matrice de correction  $C_{\Delta\lambda_i}$  est donc définie pour chacune des deux zones de phosphorescence, qui est calculée comme l'inverse de l'image  $I_{ff}$ .

$$C_{\Delta\lambda_i}(\mathbf{x}) = \frac{\overline{I_{ff}(\Delta\lambda_i, \mathbf{x})}}{I_{ff}(\Delta\lambda_i, \mathbf{x})}. \quad (\text{A.7})$$

La figure A.9b présente les matrices de correction du *flat field* pour les deux ROIs. La valeur moyenne de chaque matrice de correction est égale à 1, ce qui ne modifie pas la valeur de la moyenne des images corrigées.

### A.3.4 Traitement d'une image C

La troisième étape est le cœur de l'algorithme, puisqu'il s'agit de la boucle sur les différentes images du jeu d'image. Les traitements appliqués sur chaque image sont listés ci-après. Ces étapes reprennent la notation de la figure A.6.

- C1 La première étape consiste à charger une image. Cette image est enregistrée dans le format spécifique SPE (Princeton Instrument). Il a été nécessaire de développer un code de lecture de ce type de format. Cet outil de lecture permet le chargement de l'image et de ses métadonnées (temps d'acquisition, niveau de l'intensificateur, dimensions de l'image, ...). L'horodatage des images disponible dans les métadonnées est utilisé pour associer l'image de phosphorescence à la température de l'échantillon en *configuration étalonnage*, et à s'assurer de la bonne synchronisation des différents diagnostics pour des mesures simultanées. La figure A.9a présente un exemple d'une image moyenne brute, telle que chargée depuis le fichier source.
- C2 Après le chargement de l'image en mémoire, l'étape suivante est optionnelle et consiste à corriger les éventuelles déformations et distorsions des images (*image dewarping*). La ma-

trice de correction est déterminée via la procédure de correspondance spatiale, décrite section A.3.2.

- C3 L'étape suivante consiste à soustraire une image d'arrière-plan moyen à l'image de phosphorescence. Cet arrière-plan est enregistré dans les mêmes conditions quelques instants après l'acquisition de l'image de phosphorescence. L'image est également corrigée de la distorsion.
- C4 Chaque image instantanée est normalisée par son maximum. Cela permet de s'affranchir de l'intensité absolue de phosphorescence sur chaque image instantanée (variation d'énergie laser tir-à-tir). Cette normalisation permet également de s'affranchir des variations de l'intensité de phosphorescence suivant la température. L'intérêt principal de cette étape est d'augmenter la robustesse du code de post-traitement. À noter qu'une image non normalisée est conservée en mémoire. Cette image sert par la suite à l'estimation du SNR. La figure A.9c présente un exemple d'image dont la déformation a été corrigée et qui a été normalisée.
- C5 Vient ensuite une étape de filtrage spatial des images. Le filtrage est réalisé uniquement spatialement (*i.e.* sur chaque image instantanée), et non temporellement. Le but de cette opération de filtrage est de supprimer les fluctuations d'intensités pixel-à-pixel (bruit haute fréquence) principalement issues du bruit de grenaille. Trois types de filtrage des images sont implémentés, qui peuvent être combinés entre eux :
- une opération de *binning*,
  - des filtres convolutifs, soit linéaires (filtre moyenneur, filtre Gaussien, ...) soit non linéaires (filtre médian),
  - un filtre opérant dans l'espace de Fourier, le filtre de Butterworth (voir section 4.6.4.3).
- L'impact de l'opération du filtrage sur l'incertitude spatiale sur la température  $\sigma(T)/T$  et sur la résolution spatiale SR est présenté dans la section 4.6. Sauf dans la section 4.6, le filtrage utilisé est un filtrage fréquentiel de Butterworth d'ordre 5 et de fréquence de coupure égale à la résolution spatiale des images ( $f_c = SR_{\text{brute}} = 0,6 \text{ lp/mm}$ ).
- La figure A.9d présente la différence entre une image filtrée  $\hat{I}$  et une image non filtrée  $I$ . Cette figure illustre le bruit haute fréquence supprimé de l'image après l'opération de filtrage. L'absence d'oscillations de Gibbs notables (artefact inhérent aux filtres fréquentiels, *ringing effect*), est à remarquer.
- C6 L'étape suivante consiste à extraire de l'image les deux zones de phosphorescence correspondant aux deux bandes spectrales collectées. La position sur l'image de ces deux ROIs est déterminée via la procédure de correspondance spatiale (étape A). Les coordonnées des deux zones sont définies par leur centre de masse, mis en évidence par les points verts sur la figure A.9c, et par la hauteur et la largeur d'un rectangle incluant le signal de phosphorescence (rectangle bleu). L'intensité du signal de phosphorescence n'est pas homogène dans le rectangle bleu. Une importante réduction du signal sur les bords du rectangle est observée (effets de bords dans le profil d'énergie laser d'excitation). Pour supprimer ces points de faible SNR, le rectangle est légèrement réduit en taille (rectangle vert). Ces deux zones sont extraites de l'image originale par une interpolation de type spline d'ordre 3.
- C7 Le SNR instantané et local des deux zones de phosphorescence extraites est ensuite calculé en utilisant l'image non normalisée. Ce SNR est estimé via l'équation 4.12 en faisant l'hypothèse d'un bruit de grenaille dominant.
- C8 Parallèlement, la correction *flat field* est appliquée sur les deux ROIs, en les multipliant par  $C_{\Delta\lambda_i}$  (équation A.7). Les deux ROIs extraites et corrigées sont illustrées par la figure A.9e.
- C9 Le rapport  $R(\mathbf{x}, t)$  est ensuite calculé pixel-à-pixel pour chaque image instantanée, tel que défini par l'équation 4.6. Un champ moyen de rapport  $\langle R(\mathbf{x}) \rangle$  est présenté sur la figure A.9f.
- C10 Il est ensuite possible d'appliquer une étape **optionnelle** de filtrage spatial des champs de rapport instantanés. Les possibilités de filtrage offertes sont en tous points identiques à

celles proposées lors de l'étape C5. Cette étape de filtrage permet l'étude sur la meilleure stratégie de filtrage spatial présentée dans la section 4.6. En dehors de ce cas particulier, cette étape n'est pas employée.

À partir de l'étape C10, une distinction s'opère entre le fonctionnement du code en **configuration étalonnage** et son fonctionnement en **configuration mesure**.

— En **configuration étalonnage**,

**C11** l'étape suivante consiste à calculer la moyenne spatio-temporelle des champs de rapport. Cette valeur scalaire de rapport R est associée à la température à laquelle l'image a été acquise. Ce rapport scalaire est stockée afin d'établir la courbe d'étalonnage finale (étape D).

— En **configuration mesure**, plusieurs étapes supplémentaires sont requises pour l'estimation des champs de température.

**C12** La première étape spécifique consiste à calculer la température à partir de la courbe d'étalonnage fournie comme donnée d'entrée. Cette courbe d'étalonnage se présente sous la forme d'un polynôme d'ordre 3  $R(T) = aT^3 + BT^2 + cT + d'$  et  $d = d' - R(T)$  fourni comme donnée d'entrée. Limiter le degré du polynôme à un ordre 3 permet de calculer analytiquement les racines  $T_k$  de ce polynôme, via l'expression générale

$$T_k = -\frac{1}{3a} \left( b + j^k C + \frac{\Delta_0}{j^k C} \right), \quad k \in \{0, 1, 2\}, \quad (\text{A.8})$$

où

$$\begin{aligned} \Delta_0 &= b^2 - 3ac \\ \Delta_1 &= 2b^3 - 9abc + 27a^2d \\ C &= \left( \frac{\Delta_1 \pm \sqrt{\Delta_1^2 - 4\Delta_0^3}}{2} \right)^{1/3} \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

et où  $j$  est une racine cubique de l'unité  $j = e^{i\frac{2\pi}{3}}$  et  $i$  le nombre imaginaire. À noter qu'un conditionnement du polynôme d'étalonnage est réalisé avant l'évaluation de ses racines, de façon à limiter les erreurs induites par des divisions de nombres proches de zéro. La racine réelle à l'intérieur de l'intervalle de validité en température du polynôme est ensuite sélectionnée. Cette approche par le calcul direct des racines présente l'avantage d'être très facilement parallélisable, ce qui permet de limiter le temps de calcul. L'alternative, également programmée dans l'algorithme, consiste à estimer numériquement une valeur approchée des racines du polynôme (par la méthode itérative de Newton-Raphson). Le codage de cette méthode dans une version parallélisée est cependant plus délicate.

**C13** Une fois les champs de température obtenus, et de façon similaire aux champs de rapport R, une étape de filtrage spatial est implémentée. Cette étape n'est employée que pour l'étude sur la stratégie de filtrage numérique des images (section 4.6), et est désactivée autrement.

**C14** À partir des champs de température, de la sensibilité relative  $S_r$  de la courbe d'étalonnage (équation 4.7), et du SNR, la précision sur la température  $\delta T/T$  est calculée (équation 4.9).

Enfin, quelle que soit la configuration employée, l'étape finale du traitement d'une image est identique.

**C15** Elle consiste à générer des figures de résultat et à l'enregistrement de données calculées.

### A.3.5 Courbe d'étalonnage D

La quatrième étape générale de l'algorithme n'a lieu que pour la **configuration étalonnage**. Elle consiste à calculer une régression polynômiale d'ordre 3 de la courbe d'étalonnage  $R(T)$ . Le coefficient de détermination est supérieur à 0,999 pour l'ensemble des courbes d'étalonnage étudiées. La figure A.9h présente ainsi l'ensemble des valeurs expérimentales  $R$  calculées pour un jeu de données. La courbe en tirets rouge représente le modèle polynômial d'ordre 3.

### A.3.6 Enregistrement E

Une dernière étape consiste à calculer et enregistrer un ensemble de statistiques et paramètres de traitement, ainsi que les données calculées au cours des étapes précédentes (champs de température, rapport signal-à-bruit, précision sur la température  $\delta T/T$ , écart-type, ...). Ces données sont stockées dans un fichier HDF5 [179] dont l'architecture a été optimisée pour cet algorithme.

### A.3.7 Limitations et perspectives

Si l'algorithme satisfait les principaux objectifs qui lui sont demandés, plusieurs limitations et perspectives d'améliorations demeurent.

En premier lieu, l'interpolation requise lors d'une correspondance spatiale entre les deux zones de phosphorescence sub-pixel dégrade fortement le temps de calcul. Cela rend son utilisation peu performante et induit une limitation quant à la taille des images effectivement post-traitables. Une optimisation pour accélérer cette étape améliorerait le fonctionnement du code. Cette optimisation passe par une parallélisation plus poussée de l'opération d'interpolation, et par la réduction des besoins d'interpolation. Ce dernier point revient à optimiser le réglage du doubleur d'image et la distance de travail pour obtenir un ajustement spatial entier en nombre de pixel entre les deux ROIs.

La correction de la déformation des images nécessite une amélioration de façon à pouvoir diminuer la taille des mailles, et ainsi augmenter la résolution de la transformation de la déformation. D'autre part, cette procédure semble souffrir d'une reproductibilité limitée entre différentes images de phosphorescence acquises à différentes températures au cours de l'établissement d'une même courbe d'étalonnage. Là où la déformation calculée devrait être parfaitement identique pour l'ensemble des images, une variation de l'ordre de  $\pm 1$  pixel sur les coordonnées de la transformation est notée suivant les différentes images post-traitées.

Une limitation importante du dispositif expérimental, et par extension de la procédure de post-traitement, concerne la présence du miroir dichroïque sur le chemin optique de collection. Seul le signal d'une voie traverse cette optique. Cela entraîne une dissymétrie dans la ligne optique de collection entre les deux bandes spectrales collectées. Cette dissymétrie se traduit par une atténuation du signal de phosphorescence collecté à travers le miroir dichroïque de l'ordre de 8 %, diminuant directement le SNR de ce signal. En outre, la part principale de la déformation de l'image provient de ce miroir dichroïque. Cette déformation est corrigée à travers la correction de la déformation de l'image (étapes A et C2), et via la correction du *flat field* (étape C8), mais elle reste néanmoins une source importante de biais. Sa suppression améliorerait significativement la précision et réduirait les biais sur la justesse de la mesure.



## A.4 Thermométrie de luminophores : impact des paramètres de la procédure d'optimisation des bandes spectrales

Cette section vient en complément de la section 4.4. La sensibilité de divers paramètres de la procédure d'optimisation numérique sur la définition de  $(FS)_{opt}$  est étudiée. L'effet de la plage de température sur laquelle la procédure d'optimisation multi-objectif est effectuée est d'abord discuté (section A.4.1). Le choix de la fonction multi-objectif  $Q_1$  est ensuite étudié (section A.4.2), avant de tester différents filtres optiques alternatifs (section A.4.3). Les jeux de filtres considérés sont comparés avec le jeu de filtres de référence  $(FS)_{ref} = ([630, 11], [658, 20])$ .

### A.4.1 Impact de la gamme de température d'optimisation

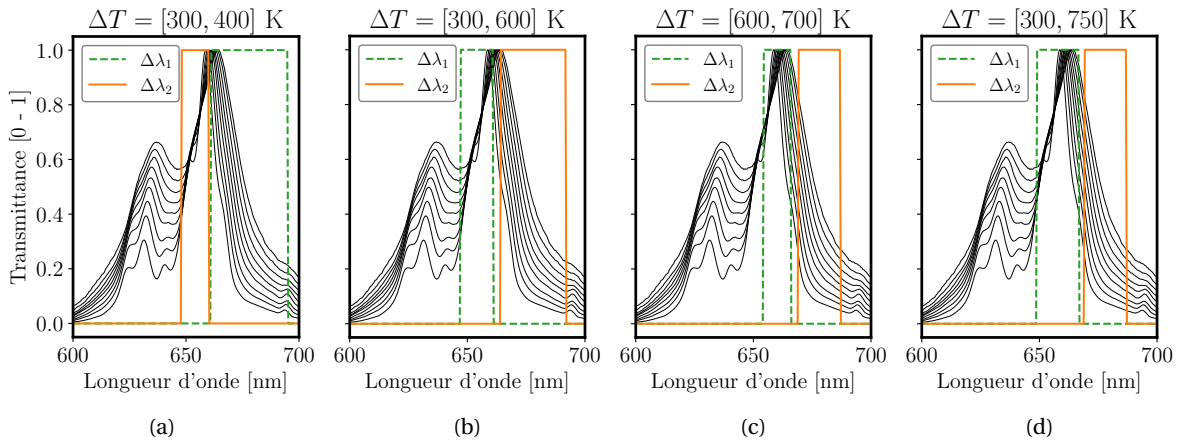


FIGURE A.10 – Résultats de l'optimisation multi-objectif réalisée pour différentes gammes de température  $\Delta T$  en termes de jeu de filtres optimal. Pour chaque gamme de température d'optimisation,  $\Delta\lambda_1$  (tirets verts) et  $\Delta\lambda_2$  (lignes continues oranges) sont représentés sur une collection de spectres de phosphorescence (a)  $\Delta T = [300, 400]$  K et  $(FS) = ([678, 34], [654, 14])$  (b)  $\Delta T = [300, 600]$  K et  $(FS) = ([654, 14], [678, 28])$  (c)  $\Delta T = [600, 700]$  K et  $(FS) = ([660, 12], [678, 18])$ , (d)  $\Delta T = [300, 750]$  K et  $(FS) = ([658, 18], [678, 18])$

Afin d'étudier l'effet de la plage de température sur laquelle est menée la procédure d'optimisation, cette dernière est effectuée sur trois plages de température limitées, à l'instar de l'étude de Sposito et al. [279]. Les figures A.10 et A.11 présentent les résultats de l'optimisation pour trois plages de température ( $[300 - 400]$  K,  $[300 - 600]$  K, et  $[600 - 700]$  K) ainsi que la plage de température de référence  $[300 - 750]$  K. Ces gammes de température sont sélectionnées afin de comparer la précision sur la température déterminée avec la procédure d'optimisation multi-objectif avec celles rapportées dans des études précédentes lors de l'utilisation d'un autre ensemble de filtres [13, 56, 109].

Les figures A.10a-d présentent les spécifications des domaines spectraux  $\Delta\lambda_1$  (tirets verts) et  $\Delta\lambda_2$  (lignes oranges) des meilleurs filtres pour chaque gamme de température superposés aux spectres de phosphorescence. Les spécifications de chaque jeu de filtres sont précisées dans le tableau A.1.

Gamme de température [K]	Jeu de filtres (FS)
$\Delta T$	
[300, 400]	$([678, 34], [654, 12])$
[300, 600]	$([654, 14], [678, 28])$
[600, 700]	$([660, 12], [678, 18])$
[300, 750]	$([658, 18], [678, 18])$

TABLEAU A.1 – Spécifications des jeux de filtres optimaux tels que ressortis par la procédure numérique d'optimisation suivant la gamme de température considérée.

Le choix de la plage de température  $\Delta T$  ne semble pas être un facteur prépondérant pour la sélection des meilleurs jeux de filtres optimaux. Pour  $\Delta T = [300, 600]$  ou  $\Delta T = [600, 700]$ , les ensembles de filtres sont  $([654, 14], [678, 28])$  et  $([660, 12], [678, 18])$  respectivement. Ceux-ci sont très proches de  $(FS)_{opt}$ . Malgré l'observation de faibles variations sur la largeur spectrale, les propriétés spectrales des filtres présentent les mêmes caractéristiques : un filtre étroit centré autour du pic d'émission à 660 nm, tandis que l'autre filtre optique collecte l'émission de l'extrémité de vers le rouge du spectre ("aile rouge"), soit une caractéristique éloignée de  $(FS)_{ref}$ . On remarque également que la largeur du filtre centré sur l'aile rouge du spectre de phosphorescence est réduite lorsque la température augmente : 34 nm pour  $\Delta T = [300, 400]$  contre 18 nm pour  $\Delta T = [600, 700]$ . Ce resserrement de la bande spectrale collectée s'explique par le décalage vers le rouge de l'ensemble du spectre de phosphorescence, couplé avec son élargissement. À faible température, la largeur relativement importante du filtre permet de garantir un SNR suffisant. À l'inverse, à haute température, la faible largeur spectrale du filtre permet d'augmenter la sensibilité relative, contrebalançant la baisse globale du SNR sur les deux bandes spectrales collectées (extinction thermique). Par ailleurs, la variation de la longueur d'onde centrale  $\lambda_{c,1}$  du filtre situé autour du pic à 660 nm suivant  $\Delta T$  est également une illustration du décalage vers le rouge du spectre de phosphorescence lorsque la température augmente. De  $\lambda_{c,1} = 654$  nm pour  $\Delta T = [300, 400]$ , cette longueur d'onde centrale passe à  $\lambda_{c,1} = 660$  nm pour  $\Delta T = [600, 700]$ .

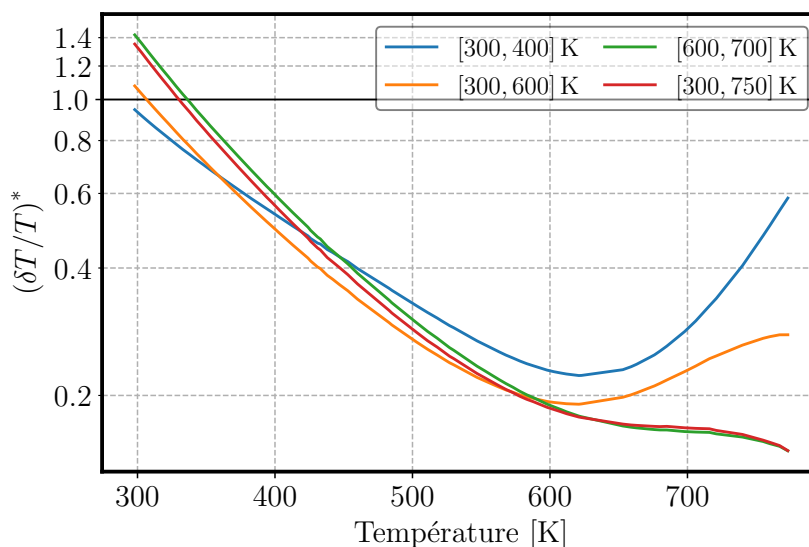


FIGURE A.11 – Résultats de l'optimisation multi-objectifs réalisée pour quatre gammes de températures en termes de précision sur la température normalisée  $(\delta T/T)^*$  suivant la température. La ligne  $(\delta T/T)^*$  indique la séparation entre gain et dégradation de la précision sur la température par rapport au jeu de filtres de référence.

Si l'on considère la précision sur la température normalisée  $(\delta T/T)^*$  (figure A.11), tous les jeux de filtres présentent une amélioration significative par rapport au jeu de filtres de référence, quelle que soit la plage de température étudiée. Les jeux de filtres optimisés à basse température présentent également de bonnes performances pour les températures intermédiaires (500 - 600 K), bien que leurs performances ne décroissent à haute température (750 K). Cependant, ces jeux de filtres démontrent toujours une augmentation du gain sur la précision sur la température d'au moins 40 % à 750 K par rapport au jeu de filtres de référence  $(FS)_{ref}$ . En outre, les courbes de précision normalisée  $(\delta T/T)^*$   $\Delta T = [300, 750]$  et  $\Delta T = [600, 700]$  se superposent, même à basse température. Cela indique que le comportement du luminophore MFG à haute température est prépondérant lors du processus d'optimisation multi-objectifs.

Il apparaît que la sélection de la plage de température  $\Delta T$  n'affecte que modérément les résultats de la procédure d'optimisation multi-objectifs. Les caractéristiques de décalage vers le rouge et d'élargissement du spectre de phosphorescence à haute température de ces luminophores implique un pilotage de la procédure d'optimisation vers la sélection de bandes spectrales présen-

tant des sensibilités importantes. En outre, la précision sur la température présentée dans la figure A.11 indique que la procédure d'optimisation multi-objectifs privilégie l'amélioration de la précision sur la température à haute température.

#### A.4.2 Impact de la définition de la fonction multi-objectif Q

La procédure d'optimisation multi-objectifs est basée sur la minimisation d'une fonction multi-objectif  $Q_1$  (équation 4.14 et section 4.4.3.1). Pour cette thèse, le choix a été fait de trouver le jeu de filtres le plus approprié qui minimise simultanément l'erreur relative moyenne sur la température  $\langle \delta T/T \rangle$  et son écart-type  $\sigma(\delta T/T)$ . Ce choix des fonctions objectif à minimiser est une donnée d'entrée de la procédure, dépendante de l'utilisateur et de l'application pour laquelle l'optimisation est conduite. D'autres fonctions multi-objectifs peuvent donc être définies, suivant le besoin de prendre en compte des contraintes alternatives. Dans cette section, la définition de la fonction Q est modifiée afin d'étudier son impact sur le choix du jeu de filtres optimal. Quatre définitions différentes de Q sont alors étudiées en complément de  $Q_1$  :

$Q_2$  l'erreur relative moyenne sur la température uniquement,

$Q_3$  l'écart-type de l'erreur relative sur la température uniquement,

$Q_4$  le maximum de l'erreur relative sur la température, et

$Q_5$  la demi-somme du maximum et de l'écart-type de l'erreur relative.

Comme indiqué ci-dessus, ces paramètres sont normalisés par les mêmes variables obtenues pour le cas de référence, de sorte que le gain ou la perte puisse être aisément évalués. La gamme de température sur laquelle est menée cette optimisation correspond à la gamme de température de référence, soit  $\Delta T = [300, 750]$  K. La définition de ces différentes fonctions multi-objectif est donnée dans le tableau A.2.

Fonctions multi-objectifs	(FS)	$\langle \delta T/T \rangle^*$	$(\sigma(\delta T/T))^*$	$(\max(\delta T/T))^*$
$Q_1 = \frac{\langle \delta T/T \rangle^* + (\sigma(\delta T/T))^*}{2}$	[[658, 18], [678, 18]]	0,256	0,067	0,157
$Q_2 = \langle \delta T/T \rangle^*$	[[656, 14], [678, 20]]	0,244	0,083	0,168
$Q_3 = (\sigma(\delta T/T))^*$	[[666, 4], [674, 12]]	0,682	0,048	0,341
$Q_4 = (\max(\delta T/T))^*$	[[654, 14], [678, 18]]	0,253	0,091	0,153
$Q_5 = \frac{(\max(\delta T/T))^* + (\sigma(\delta T/T))^*}{2}$	[[660, 12], [678, 18]]	0,263	0,060	0,156

TABLEAU A.2 – Sensibilité de la procédure d'optimisation numérique à la définition de la fonction multi-objectifs Q : meilleur jeu de filtres (FS) retourné pour cinq définitions de Q, ainsi que les performances de ces différents jeux pour les trois fonctions objectif étudiées. Pour chaque fonction objectif (colonnes), les couleurs mettent en évidence les bonnes performances (vert) et les performances en retrait (rouge).

Les spécifications de chaque jeu de filtres pour les différentes fonctions multi-objectifs sont présentées sur le tableau A.2. La valeur des différentes fonctions objectif sont également reportées.

Les propriétés spectrales des jeux de filtres sont pour la plupart identiques, sauf pour  $Q_3$ , où les longueurs d'onde centrales  $\lambda_{c,1,2}$  diffèrent légèrement. La largeur des bandes spectres pour  $Q_3$  est également moindre que pour les autres jeux de filtres, avec  $\text{FWHM}_1 = 4$  nm.

La précision sur la température normalisée  $(\delta T/T)^*$  est présentée sur la figure A.12a pour les cinq fonctions multi-objectifs mentionnées ci-dessus. À des fins de visualisation, pour distinguer les différences entre  $Q_1$ ,  $Q_2$ ,  $Q_4$  et  $Q_5$ , la précision  $\delta T/T$  est tracée également pour ces fonctions multi-objectifs sur la figure A.12b.

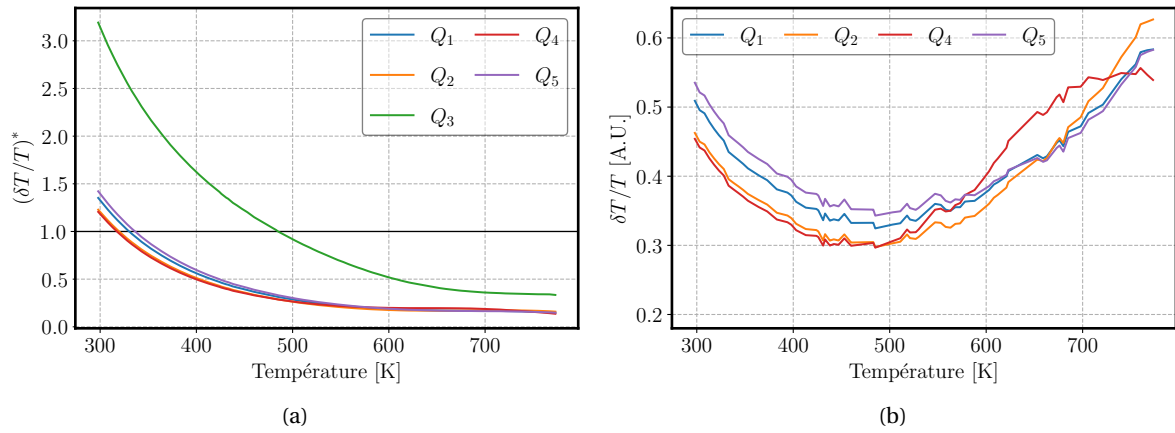


FIGURE A.12 – Performances en termes (a) précision sur la température normalisée  $(\delta T/T)^*$  et (b) de précision sur la température  $\delta T/T$  suivant la température pour les 5 fonctions multi-objectifs présentées dans le tableau A.2. Une précision normalisée inférieure à l'unité signifie une amélioration par rapport au jeu de filtres de référence.

La courbe pour le jeu de filtres obtenu avec  $Q_3$  se différencie nettement des courbes obtenues avec les autres jeux de filtres. Seule une amélioration de la précision est observée pour les températures supérieures à 500K, tandis que la dégradation des performances par rapport à  $(FS)_{\text{ref}}$  atteint un facteur trois à 300K. À l'inverse, les courbes d'étalonnages pour  $Q_1$ ,  $Q_2$ ,  $Q_4$  et  $Q_5$  font état de comportement très proches. Cette similitude de performances se trouve également lorsque l'on inspecte les valeurs des différentes fonctions objectif (tableau A.2). Comme prévu, chaque fonction objectif donne la meilleure performance pour la fonction multi-objectif  $Q$  faisant intervenir ce paramètre seul (les meilleures performances concernant  $(\langle \delta T/T \rangle)^*$  sont obtenues avec  $Q_2$ , celles pour  $(\sigma(\delta T/T))^*$  avec  $Q_3$ , etc). Au contraire,  $Q_3$  offre de faibles performances concernant les autres fonctions multi-objectifs, avec une erreur moyenne normalisée 2,5 fois supérieure à l'erreur moyenne obtenue avec  $Q_1$ . Notons également que  $Q_1$  et  $Q_2$  ont des performances similaires, ce qui indique que le terme d'erreur moyenne sur la température est dominant dans l'optimisation au détriment du terme d'écart-type. Cette observation peut être également étendue à  $Q_4$  et  $Q_5$ . Enfin,  $Q_1$ ,  $Q_4$  et  $Q_5$  présentent également des tendances similaires, indiquant que la prise en compte de l'erreur moyenne ou le maximum de l'erreur jouent des rôles similaires dans le processus d'optimisation. Cependant, l'inspection de la figure A.12b révèle l'avantage à considérer  $(\langle \delta T/T \rangle)^*$  plutôt que  $(\max(\delta T/T))^*$ . La première fonction multi-objectif présente des variations de précision sur la température plus faible que la seconde. On note également l'impact de  $(\sigma(\delta T/T))^*$  par comparaison des courbes entre  $Q_1$  et  $Q_2$ . La précision sur la température est plus constante pour  $Q_1$ , limitant ainsi l'augmentation de l'erreur à haute température.

En conclusion de cette section,  $Q_1$  semble être un bon compromis pour sélectionner les propriétés spectrales des filtres optiques. Elle offre un gain sur la précision moyenne supérieur de 40 % à celui de  $Q_3$  et inférieur de seulement 5 % à celui de  $Q_2$ . Le processus d'optimisation multi-objectif est également principalement guidé par l'erreur relative moyenne sur la température et les spécifications spectrales des ensembles de filtres sélectionnés sont marginalement corrélées à la définition des fonctions  $Q$  testées.

### A.4.3 Stratégies de sélection spectrales alternatives

Dans cette section, les filtres passe-bande (*bandpass*) sont remplacés par des filtres coupe-bande (*notch*), des filtres passe-bas (*shortpass*) et des filtres passe-haut (*longpass*). L'objectif est de quantifier la capacité de combinaisons de ces différents types de filtres pour réduire l'erreur sur la température  $\delta T/T$ . Seize combinaisons de filtres ont été testées, seuls les cas les plus pertinents sont présentés ci-après. La procédure d'optimisation est effectuée à l'aide de la fonction  $Q_1$ , telle que définie par l'équation 4.14, et en considérant la gamme de température  $\Delta T = [300, 750]$  K.

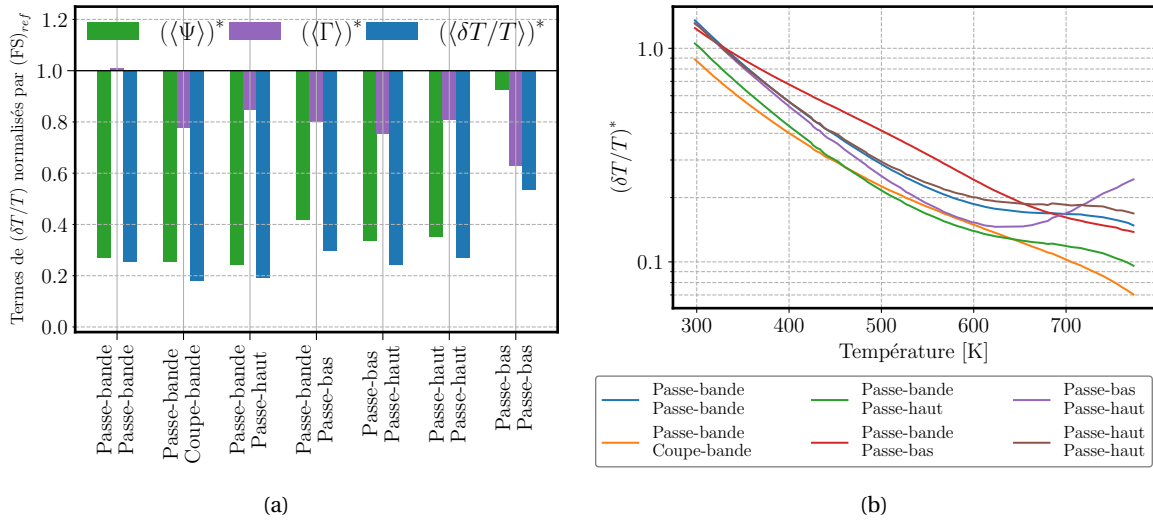


FIGURE A.13 – Résultats de la procédure d'optimisation multi-objectifs pour différents types de filtres optiques. (a) Performances de chaque jeu de filtres optimal comparé au jeu de filtres de référence  $(FS)_{ref}$ , en termes de composante de sensibilité relative moyenne normalisée  $\langle\langle\Psi\rangle\rangle^*$  (barres vertes), de composante de rapport signal-à-bruit moyenne normalisée  $\langle\langle\Gamma\rangle\rangle^*$  (barres violettes) et d'erreur moyenne normalisée sur la température  $\langle\langle\delta T/T\rangle\rangle^*$  (barres bleues). La moyenne indiquée  $\langle\cdot\rangle_{\Delta T}$  correspond à une moyenne sur la gamme de température  $\Delta T = [300, 750]$ . (b) Erreur relative sur la température normalisée pour différentes combinaisons de filtres suivant la température. Une erreur normalisée inférieure à 1 signifie une amélioration de  $\delta T/T$  comparé au jeu de filtres de référence  $(FS)_{ref}$ .

La figure A.13a présente le terme de sensibilité relative moyen normalisé  $\langle\langle\Psi\rangle\rangle^*$ , barres vertes), le terme de rapport signal-à-bruit moyen normalisé  $\langle\langle\Gamma\rangle\rangle^*$ , barres violettes), et enfin la précision moyenne normalisée  $\langle\langle\delta T/T\rangle\rangle^*$ , barres bleues). Une valeur inférieure à l'unité signifie une amélioration des performances de cette combinaison de filtres comparée au jeu de filtres de référence  $(FS)_{ref}$  (combinaison de deux filtres passe-bande).

Trois combinaisons de filtres se distinguent : passe-bande – passe-bande, passe-bande – coupe-bande et passe-bande – passe haut. Il apparaît que les combinaisons de filtres passe-bande – coupe-bande et passe-bande – passe haut permettent d'obtenir un gain additionnel de 5 % sur la précision normalisée par rapport à la meilleure combinaison de deux filtres optiques passe-bande  $(FS)_{opt}$ . Ceci est obtenu principalement en raison d'une amélioration significative du terme de SNR, tandis que le terme de sensibilité relative est similaire pour les trois combinaisons.

Les combinaisons passe-bande – passe-bas, passe-bas – passe-haut et l'emploi de deux filtres passe-haut font état de performances au mieux similaires à  $(FS)_{opt}$  concernant la précision sur la température, voir dégradées (entre 1 % et 5 %) si l'on se concentre sur le terme de sensibilité relative.

À l'opposé, la combinaison de deux filtres passe-bas n'est pas une alternative viable. Le terme de sensibilité relative ne démontre qu'une amélioration marginale comparée à  $(FS)_{ref}$ , et un gain sur la précision moyenne jusqu'à 40 % inférieure comparé au gain procuré par la meilleure combinaison de deux filtres passe-bande  $(FS)_{opt}$ .

La précision sur la température normalisée  $(\delta T/T)^*$  est tracée sur la figure A.13b suivant la température pour les mêmes combinaisons de jeux de filtres. Comme attendu, l'erreur relative sur la température est plus faible pour les configurations passe-bande – coupe-bande (orange) et passe-bande – passe haut (vert) que pour la configuration de deux filtres passe-bande, et ce pour toute la plage de température. Le gain est particulièrement notable à haute température (750 K), où  $(\delta T/T)^* = 0,0791$  pour la configuration passe-bande – coupe-bande, contre  $(\delta T/T)^* = 0,1568$  pour la configuration passe-bande – passe-bande. La configuration passe-bas – passe-haut procure des performances similaires au cas canonique de deux filtres passe-bande à basse température ( $T < 400$  K), de meilleures performances entre 400 et 700 K, mais des performances significativement inférieures à plus haute température. La tendance de  $(\delta T/T)^*$  suivant la température pour la

meilleure combinaison de deux filtres passe-haut (courbe marron) est très similaire à l'emploi de deux filtres optiques passe-bande (courbe bleue). la combinaison d'un filtre optique passe-bande et d'un filtre optique passe-bas conduit à une erreur relative sur la température significativement supérieure aux autres combinaisons de filtres optiques pour des températures inférieures à 700 K.

Type de filtre	Passe-bande – Passe-bande	Passe-bande – Coupe-bande	Passe-bande – Passe-haut	Passe-bande – Passe-bas	Passe-haut – Passe-haut	Passe-bas – Passe-haut
(FS)	([658, 18], [678, 18])	([656, 16], [648, 40])	([658, 18], [668, -])	([658, 12], [650, -])	([644, -], [670, -])	([668, -], [668, -])

TABLEAU A.3 – Spécifications des jeux de filtres issus de la procédure d'optimisation multi-objectif pour différents types de filtres optiques. La première valeur de chaque filtre  $\Delta\lambda_i$  indique la valeur de la longueur d'onde centrale  $\lambda_{c,i}$  pour les filtres passe-bande et coupe-bande, tandis qu'elle correspond à la longueur d'onde de coupure pour les filtres passe-haut et passe-bas.

Les spécifications des meilleurs jeux de filtres pour toutes les combinaisons de filtres sont indiqués dans le tableau A.3. Il est intéressant de noter que les spécifications des jeux de filtres passe-bande, passe-bande – coupe-bande et passe-bande – passe-haut sont très proches : un filtre centré autour du pic d'émission de MFG à 660 nm et un filtre situé sur l'aile rouge des spectres de phosphorescence. Ces spécifications spectrales sont également observées lorsqu'on considère une configuration de filtres passe-bas – passe-haut. Un filtre collecte les longueurs d'onde inférieures à 668 nm, et l'autre détecte les longueurs d'onde supérieures à 668 nm.

Contrairement aux combinaisons de filtres mentionnées ci-dessus, la configuration de filtres passe-bande – passe-bas consiste en un filtre passe-bande situé sur le pic de phosphorescence à 660 nm et un filtre passe-bas dont la longueur d'onde de coupure est  $\lambda_c = 650$  nm. Ce filtre permet ainsi la détection de la bande d'émission de 630 nm du spectre de phosphorescence de MFG. Cependant, comme illustré sur la figure A.13, cette combinaison présente des performances inférieures en termes de précision sur la température (performance en retrait de 16 % comparé au cas standard passe-bande – passe-bande), même si l'amélioration du terme de SNR est notable.

Une limitation de cette étude paramétrique provient de la prise en considération de l'unique spectre de phosphorescence de MFG pendant la procédure d'optimisation, exempt de toute autre source émettrice. La mesure de température dans un environnement présentant une flamme est fortement différente de ce cas idéal. Le milieu de mesure peut présenter d'autres sources de rayonnements, tels que les rayonnements thermiques (gaz et parois de la chambre de combustion, suies) ou l'émission propre de la flamme (voir à ce propos la figure 3.1). L'intégration de ces sources radiatives externes induirait de forts biais de mesure entre la phase d'étalonnage de la PT et la phase de mesure en présence de flamme. Enfin, une réduction de la dynamique de collection offerte pour la collection du signal de phosphorescence (par l'intégration d'un "fond continu" d'émission externes) peut induire des biais supplémentaires dans l'estimation de l'erreur sur la température. Ces émissions parasites doivent donc être autant que possible réduites de façon drastique lors d'une mesure. Le bénéfice de l'emploi de filtres coupe-bande, passe-haut et passe-bas est dès lors à nuancer fortement. En effet, leur grande bande de transmission spectrale rend nécessaire l'ajout de filtres optiques passe-bande large bande supplémentaires, ce qui a pour conséquence une complexification et un renchérissement du dispositif expérimental.

## A.5 Stratégie de filtrage spatial des images de phosphorescence : compléments

### A.5.1 Stratégies de filtrages couplés

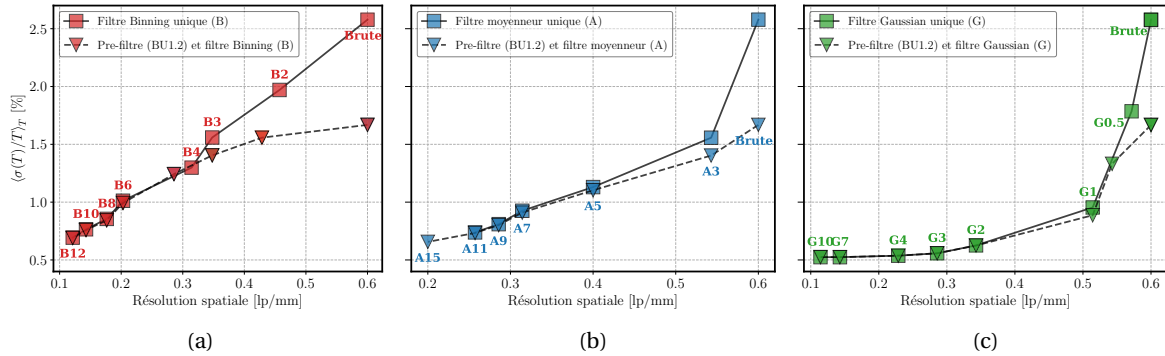


FIGURE A.14 – Évolution de l'écart-type de la température (valeur moyenne de l'écart-type entre les températures de 300K et 825K) suivant la résolution spatiale SR pour un filtrage spatial simple (carrés) et pour la combinaison d'une étape de pré-filtrage (filtre de Butterworth d'ordre de 5 avec une fréquence de coupure  $f_c = 1,2 \times SR_{brute}$ , BU1,2) suivie d'une étape de filtrage spatial (triangles), pour (a) le binning (B), (b) le filtre moyenneur (A), et (c) le filtre Gaussien (G). La relation entre la taille du filtre et la résolution spatiale est précisée sur la figure 4.17.

En complément de la caractérisation de stratégies de filtrage simple des images de phosphorescence présentées dans les sections 4.6.5 et 4.6.6, l'opportunité de mettre en œuvre une stratégie de filtrage couplant spectral et spatial est étudiée. Comme mis en évidence sur la figure 4.22, l'emploi d'un filtre de Butterworth BU1,2 avec une fréquence de coupure supérieure à la résolution spatiale des images réduit l'écart-type spatial sur la température de 40 % sans induire de dégradation de la résolution spatiale. L'idée consiste donc à adopter une stratégie de filtrage en deux étapes :

- (i) les images sont d'abord pré-filtrées dans l'espace fréquentiel avec un filtre de Butterworth BU1,2,
- (ii) puis un filtre spatial est appliqué sur les images pré-filtrées.

La procédure de post-traitement des images de phosphorescence décrite dans la section 4.5 est ainsi adaptée pour inclure une étape de pré-filtrage avant l'étape de filtrage principal. Les résultats en termes d'écart-type spatial moyen  $\langle \sigma(T)/T \rangle_{\Delta T}$  sont présentés sur la figure A.14. Le binning est considéré comme filtre principal sur la figure A.14a, le filtre moyenneur sur la figure A.14b et le filtre gaussien sur la figure A.14c. L'application directe du filtre spatial est représentée via les carrés (données identiques à celles reproduites sur la figure 4.22) tandis que les triangles indiquent les images pré-filtrées.

Pour les filtres spatiaux de grande largeur de filtrage (forte intensité de filtrage), l'ajout de l'étape de pré-filtrage n'apporte aucun intérêt en termes de réduction de l'erreur sur la température comparé à une stratégie de filtrage simple. Ce résultat est attendu dans le sens où les filtres spatiaux de grande largeur réduisent déjà efficacement le bruit haute fréquence pixel-à-pixel (faible valeur de  $\beta$ , figure 4.24), et atténuent également l'énergie spectrale proche de la résolution spatiale des images brutes  $SR_{brute}$ . Il est dès lors inutile d'atténuer préalablement l'ESD proche de  $SR_{brute}$  par le pré-filtrage, l'atténuation offerte par le filtre spatial étant suffisante.

Pour les filtres spatiaux de faible largeur de filtrage (*i.e.* faible intensité de filtrage), on observe à l'inverse une légère réduction de  $\langle \sigma(T)/T \rangle_{\Delta T}$  lors de l'ajout de l'étape de pré-filtrage, notamment concernant le binning. Ainsi, pour l'emploi d'un filtre B2,  $\langle \sigma(T)/T \rangle_{\Delta T} = 1,97\%$  pour un simple filtrage, et  $\langle \sigma(T)/T \rangle_{\Delta T} = 1,56\%$  lors de l'application de l'étape supplémentaire de pré-filtrage BU1,2+B2. L'amélioration de  $\langle \sigma(T)/T \rangle_{\Delta T}$  est de 25 % pour une dégradation de la résolution

spatiale de 6 % seulement. Cependant, cette même valeur de  $\langle \sigma(T)/T \rangle_{\Delta T}$  peut être obtenue, soit avec une stratégie combinée BU1,2+B2, soit avec un simple filtre B3 (au prix d'une dégradation de SR), soit simplement avec un filtre BU1,2 seul, sans dégradation supplémentaire de SR. Le bénéfice d'une stratégie de filtrage couplée spatial + fréquentiel n'est donc pas établi.

Cette dernière conclusion est confirmée en comparant les performances obtenues pour les deux filtres spatiaux (A et G). Les améliorations offertes par le pré-filtrage pour les filtres spatiaux de noyaux de faible taille sont incrémentales et ne justifient pas l'ajout de complexité de la méthode. Le seul gain significatif reporté concerne l'emploi d'un filtre moyenneur A3 comme filtre spatial, pour lequel la présence de fuites de bruit (figure 4.19a) sont atténuées par le pré-filtrage BU1,2. Le pré-filtrage réduit  $\langle \sigma(T)/T \rangle_{\Delta T}$  de 1,57 % à 1,40 % pour A3. Ce gain modeste ne saurait seul justifier l'intérêt d'une étape de pré-filtrage.

### A.5.2 Reproductibilité de l'étude : performances de filtrage avec le jeu de filtres de référence

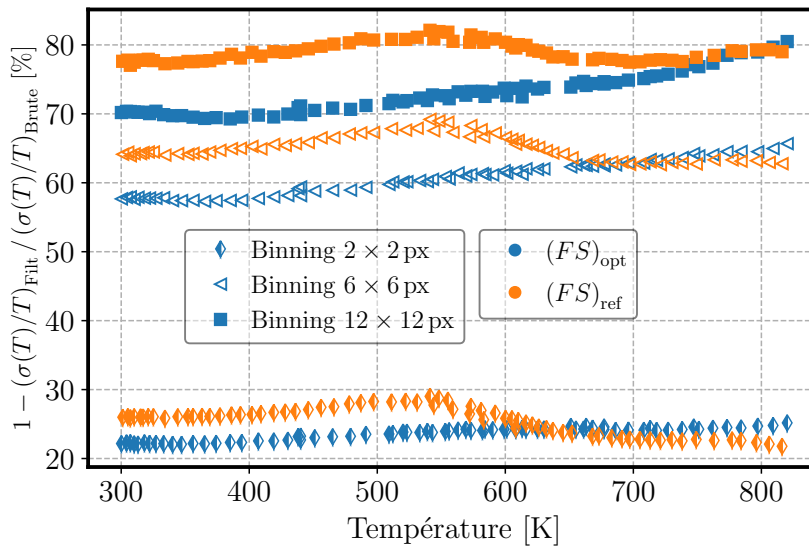


FIGURE A.15 – Étude de la sensibilité des performances de filtrage au choix du jeu de filtres optiques (FS) sélectionné pour obtenir les images de phosphorescence. Les symboles bleus correspondent à des images acquises avec le jeu de filtres optimal (FS)<sub>opt</sub>, tandis que les symboles oranges correspondent au jeu de filtres de référence (FS)<sub>ref</sub>, voir la section 4.4.3). L'incertitude sur la température mesurée est présentée pour trois stratégies de filtrage spatial des images : *binning* 2×2 (losanges), *binning* 6×6 (triangles) *binning* 12×12 (carrés). Les données sont normalisées par l'écart-type sur la température des images non filtrées

La robustesse des conclusions tirées quant au niveau de gain offert par une stratégie de filtrage est testée en remplaçant le jeu de filtres optiques utilisé dans la section 4.6, (FS)<sub>opt</sub>, par le jeu (FS)<sub>ref</sub> présentant des caractéristiques spectrales différentes. Un ensemble d'images de phosphorescence indépendant et complémentaire est enregistré à différentes températures. Ces images de phosphorescence ont servi à générer la courbe d'étalonnage présentée sur la figure 4.11a. La courbe d'étalonnage enregistrée avec le jeu de filtres de référence (FS)<sub>ref</sub> se caractérise ainsi par sa faible sensibilité relative, induisant une incertitude sur la température en moyenne trois fois plus importante que celle mesurée pour (FS)<sub>opt</sub>. La robustesse des estimations de performance de filtrage numérique est estimée à partir de trois post-traitement correspondant à trois taille de *binning* (B2, B6 et B12).

La figure A.15 présente l'écart-type spatial sur la température  $\sigma(T)/T$  pour le jeu de filtres optimal (FS)<sub>opt</sub> (symboles bleus) et le jeu de filtres de référence (FS)<sub>ref</sub> (symboles oranges) pour les trois tailles de filtre. Les deux jeux de filtres sont comparés suivant le gain de réduction de  $\sigma(T)/T$  offert par le filtrage par rapport aux images non filtrées. À noter que l'écart-type suivant la température issu des images non filtrées est reproduit pour les deux jeux de filtres sur la figure 4.11d.



Quel que soit le jeu de filtres ou la taille de filtrage considérée, la réduction de l'écart-type sur la température est globalement indépendante de la température. Cette observation est similaire à celle tirée de l'analyse de la figure 4.18b, en étant étendue ici à un jeu de données indépendant. La performance de filtrage ne semble donc que faiblement dépendante du niveau de l'écart-type de l'image brute. Elle semble également peu dépendante du SNR de chaque image. En effet, aucun changement de tendance des courbes n'est visible pour  $T \approx 700\text{K}$ , température à laquelle une chute de SNR est observée (voir la figure 4.11c).

D'autre part, et de façon attendue, on note une augmentation de l'efficacité de filtrage à mesure que la taille du filtre augmente. Cette efficacité est de  $\approx 25\%$  pour B2,  $\approx 60\%$  pour B6, et  $\approx 75\%$  pour B12.

On remarquera enfin que ces gains sur  $\sigma(T)/T$  sont similaires pour les deux jeux de filtres considérés, et ce quelle que soit la taille du *binning* considéré. Les bénéfices offerts par une stratégie de filtrage sont indépendants du jeu de données expérimental utilisé.

## A.6 Détecter la position de la paroi

### A.6.1 Fonctions de la mire CENTOR

Le développement d'une mire spécifique adaptée au brûleur CENTOR répond à quatre objectifs

- Mesurer le grandissement des systèmes d'acquisition utilisant les modules latéraux du module de visualisation de CENTOR, typiquement la PLIF-OH et la PIV. La PT est traitée séparément en venant appliquer une mire standard à la paroi.
- Ajuster spatialement les diagnostics optiques couplés précités.
- Détecter la position de la paroi sur les images.
- Déterminer la position des ROIs de chaque diagnostic dans le référentiel du brûleur.

La détection de la position de la paroi est un facteur clé pour des mesures de qualité permettant l'étude de la FWI. Ainsi, le choix a été fait de concevoir et de fabriquer une mire spécifique s'adaptant de façon précise sur le brûleur CENTOR. La présentation de cette mire ainsi que le détail de l'algorithme de traitement sont donnés ci-dessous.

### A.6.2 État de l'art des techniques employées

La méthode employée pour estimer la position de la paroi n'est pas systématiquement mentionnée dans les articles traitant de mesures expérimentales de FWI. Une méthode semble néanmoins le plus souvent appliquée.

Cette méthode consiste à utiliser l'interaction entre un faisceau laser ponctuel et la paroi d'étude. Lorsque un faisceau laser non divergeant entre en contact partiellement avec la paroi, l'image de ce faisceau en aval de la paroi fait apparaître la présence de lobes et une diminution du diamètre effectif du faisceau (diffraction partielle du faisceau par la paroi). L'apparition de ces figures caractéristiques indiquent que le faisceau laser interagit avec la paroi d'étude. Connaissant le diamètre du faisceau laser non perturbé, il est dès lors possible d'en déduire la position de la paroi, avec une justesse de l'ordre de  $\pm 30 \mu\text{s}$  [182]. Cette technique est couramment utilisée en tirant avantage des lasers permettant une mesure ponctuelle. L'interaction d'un faisceau laser ou du volume de mesure laser avec la paroi est ainsi utilisée pour des mesures de DRASC [41, 181, 327] ou LIF [151, 213].

Cette méthode présente l'avantage de pouvoir être employée aussi bien à froid qu'à chaud. Cela signifie que la position de la paroi peut être déterminée lorsque la dilatation thermique du brûleur est effective et que ce dernier a atteint une stabilisation thermique. Elle n'est en revanche applicable que lorsque des diagnostics ponctuels sont employés, ce qui n'est pas le cas de cette étude. Dans le cas opposé, un laser supplémentaire est nécessaire pour réaliser cette opération.

Une méthode également employée consiste à utiliser la réflexion d'une nappe laser à la paroi [151]. La position de la paroi est dérivée de la largeur de la réflexion. Une méthodologie similaire est appliquée par Rivera et al. [260], où la paroi est éclairée avec une source large bande de façon à former une réflexion importante. La position de la paroi est ensuite fixée à la position du gradient maximal de cette réflexion.

Il est enfin à mentionner la méthodologie mise en place par Häber et al. [130]. La position de la paroi est ici obtenue en appliquant une sphère de diamètre calibré sur la paroi, tel qu'illustré sur les figures A.16a-b. La position de la paroi est finalement obtenue par traitement d'image en détectant puis en fittant le contour de la sphère.

Zentgraf et al. [327] proposent une méthodologie permettant de garantir la superposition spatiale des volumes de mesure de différents diagnostics optiques ponctuels. Cette méthodologie est basée sur la déviation d'une partie des faisceaux incidents en aval des optiques de combinaison vers un diaphragme et une caméra. Le montage est illustré sur la figure A.16c, extraite de [327]. La non-superposition (décalage ou dés-alignement) des faisceaux entraîne un motif particulier sur

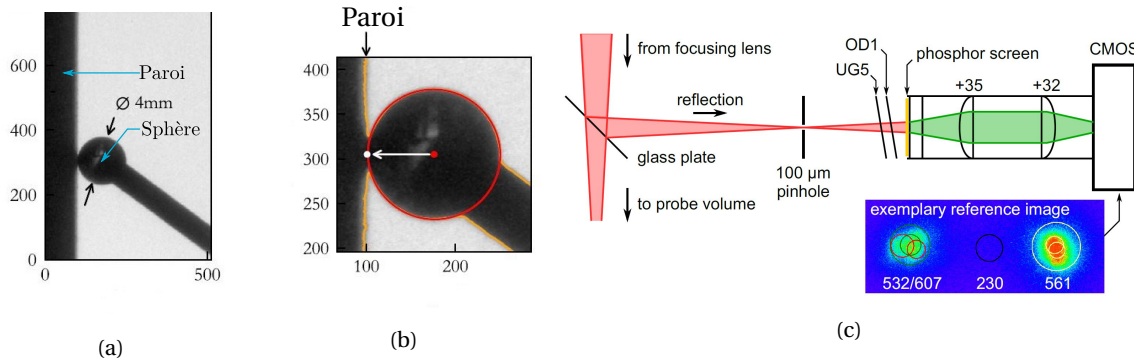


FIGURE A.16 – (a-b) Système de sphère employé par Häber et al. [130] pour détecter la position de la paroi. Une image d'une sphère de diamètre connu appliquée le long de la paroi est traitée pour en extraire son contour. Ce contour est ensuite fitté, ce qui permet d'en déduire la position de la paroi (point blanc sur (b)). Adapté et reproduit de [130]. (c) Dispositif expérimental mis en place par Zentgraf et al. [327] pour assurer la superposition spatiale de diagnostics optiques en proche-paroi. Reproduit de [327].

l'image. Cette technique présente l'avantage de permettre un contrôle et un enregistrement tir-à-tir de l'alignement des faisceaux. Cette technique permet une correction *a posteriori* d'une éventuelle dérive dans la superposition des volumes de mesure. Elle est cependant coûteuse (nécessité d'un capteur sensible aux longueurs d'onde des lasers d'excitation, souvent dans l'UV) mais semble avantageuse à implémenter dans des configurations où la superposition des diagnostics est critique. Une extension pour l'utilisation de nappes laser, quelle que soit leur orientation dans l'axe du brûleur, semble envisageable en remplaçant le diaphragme par une fente d'ouverture calibrée.

### A.6.3 Caractéristiques de la mire CENTOR

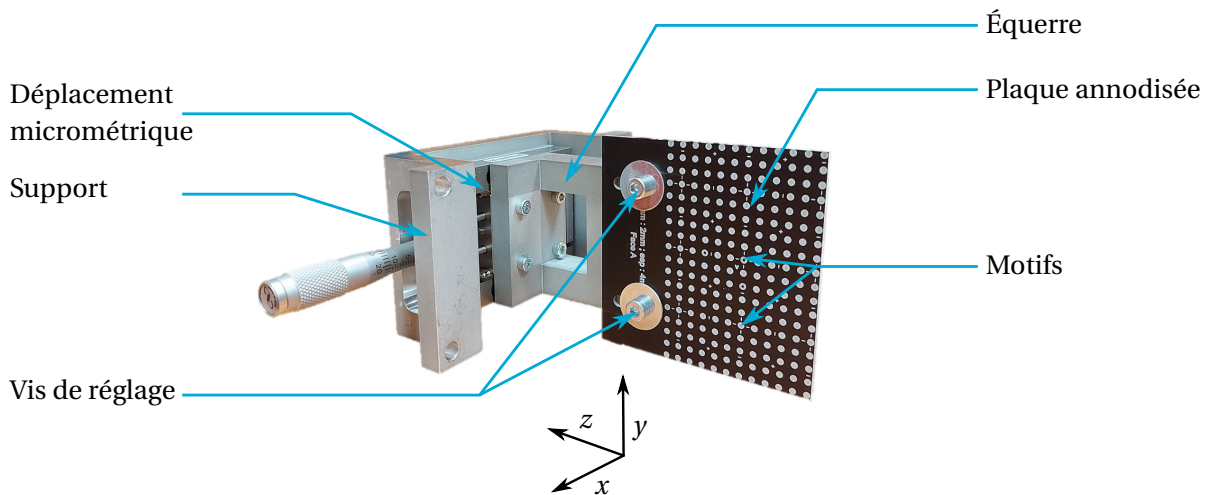


FIGURE A.17 – Vue légendée de la mire CENTOR

Le système de mire adapté pour CENTOR est constitué de trois éléments, illustrés sur la figure A.17 :

- La mire proprement dite, qui est une plaque anodisée de d'épaisseur 2 mm sur laquelle des cercles sont gravés sur ses deux faces selon un schéma défini.
- Une équerre installée sur une translation micrométrique, permettant de déplacer finement la position de la mire suivant l'axe  $x$ . La mire est fixée sur l'équerre à l'aide de deux vis permettant le réglage de la position de la mire suivant l'axe  $z$ .

- Un support permettant l'installation du système de mire sur le module de visualisation de CENTOR à la place du hublot frontal. Ce support est percé de trous dont l'entre-axe correspond à l'espacement des goujons du module optique. De cette façon, le système de mire ne peut se positionner qu'à des positions fixes et définies suivant l'axe  $y$ .

La mire est ainsi positionnée dans le plan  $(z,y)$ , parfaitement perpendiculaire à la paroi. La translation micrométrique permet de faire coïncider la position de la mire avec la position des nappes lasers.

Les cercles sont disposés suivant un motif régulier sur la mire. Pour tenir compte d'éventuelles imprécisions sur la position réelle de chaque cercle, les coordonnées réelles du centre chaque cercle ont été mesurées au microscope optique. La précision sur le positionnement du centre de chaque point est estimée à  $20\ \mu\text{m}$ .

#### A.6.4 Procédure de détection automatique

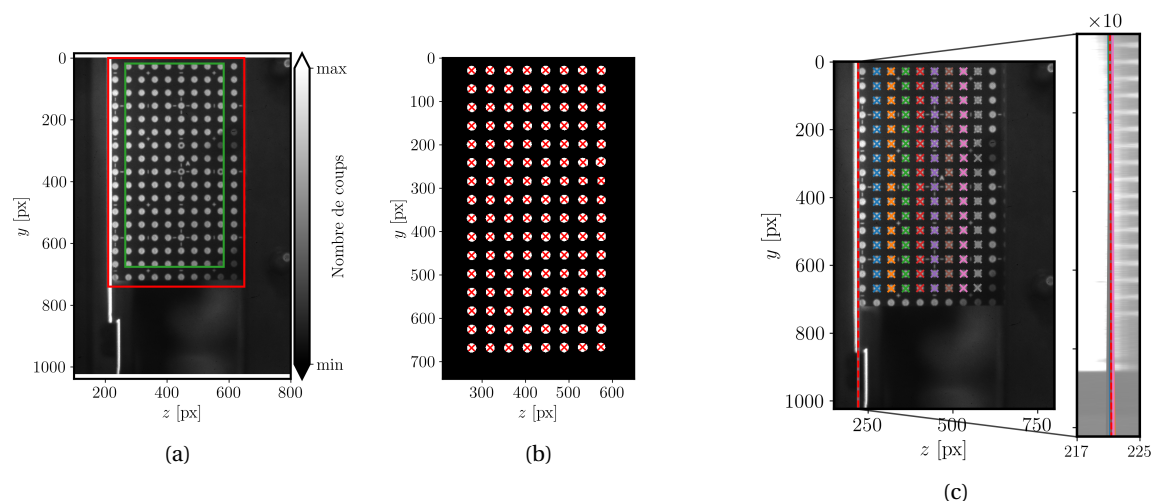


FIGURE A.18 – Illustration de certaines étapes de l'algorithme de post-traitement des images de mire (a) exemple d'une image brute sur laquelle la zone d'intérêt correspondant à la mire est repérée par le rectangle rouge; (b) image binaire des points détectés sur la mire, et enfin (c) détection de la position de la paroi à partir des colonnes de points.

Les objectifs d'utilisation de la mire ont été définis section A.6.1. Pour répondre à ces objectifs, trois informations concrètes sont à extraire du post-traitement de l'image, (i) le facteur de grossissement, (ii) la position réelle de la paroi (iii) les fonctions de conversion permettant de positionner la ROI de l'image dans le repère physique du brûleur. Ces informations sont extraites par la détection et l'identification des points tracés sur la mire. Pour détecter ces points, un algorithme a été spécialement développé.

Les principales étapes de la procédure de traitement d'une image de mire sont illustrées sur la figure A.18.

Après le chargement et la normalisation des images, la première étape consiste à restreindre la zone d'intérêt, c'est-à-dire la zone correspondant à la mire sur l'image (rectangle rouge sur la figure A.18a). La zone extraite est ensuite seuillée localement puis éventuellement réduite en taille (rectangle vert sur la figure A.18a) pour supprimer les points imparfaitement détectés sur les bords extérieurs de la mire. Cela permet d'obtenir une image binaire sur laquelle un réseau régulier de points est repéré (figure A.18b). L'étape suivante consiste à extraire la position du centre de chaque point (croix rouges sur la figure A.18b). Chaque point est ensuite identifié individuellement, de sorte que sa position exacte dans le référentiel de la mire puisse être extraite du fichier de calibration.

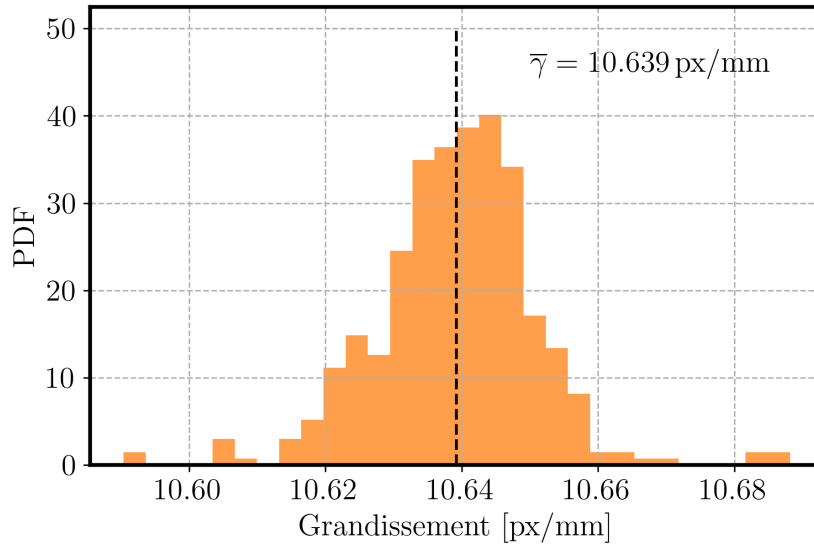


FIGURE A.19 – PDF du grandissement calculé par l’algorithme de traitement des images de mire. L’écart-type du grandissement est de  $\sigma(\gamma) = 0.11\%$  de la valeur moyenne  $\bar{\gamma}$ .

**Grandissement** Le grandissement est calculé en estimant l’ensemble des distances point à point possibles au delà d’un certain espacement entre eux (typiquement, 5 lignes et 5 colonnes d’écart entre deux points). De sorte, près de 300 valeurs de grandissement sont calculées séparément. Un exemple de PDF de ces valeurs de grandissement est présenté figure A.19. La largeur de la PDF permet d’estimer la précision de la méthode de détection. L’écart-type sur le grandissement est ainsi limité à 0,11 % sur l’exemple présenté.

**Position de la paroi** La détection de la position de la paroi s’opère en faisant l’hypothèse que le bord vertical de la mire est colinéaire avec la paroi. Chaque colonne de points détectée est donc également colinéaire avec la paroi. Ces colonnes de points sont colorées sur la figure A.18c (une colonne de point équivaut à une couleur de croix). De sorte, la verticalité de la paroi peut être extrapolée à partir de la mesure de la verticalité d’une colonne de point. La position des points de chaque colonne  $i$  est ainsi modélisée par une droite

$$z_{\text{colonne},i} = a_i \times y + b_i. \quad (\text{A.10})$$

La distance horizontale physique entre une colonne de point  $i$  et la paroi est connue de part le fichier de calibration, notée  $d_{\text{colonne},i}$ . La position de la paroi peut ainsi être déduite pour chaque colonne de points  $i$  par

$$z_{\text{paroi},i} = a_i \times y + b_i - d_{\text{colonne},i}. \quad (\text{A.11})$$

Ces droites sont tracées pour les 8 colonnes de points détectées sur l’agrandissement de la figure A.18c (les lignes sont superposées). En calculant la moyenne des coefficients  $a_i$  et  $b_i - d_{\text{colonne},i}$  pour les différentes colonnes, il vient ainsi une expression de la position de la paroi

$$z_{\text{paroi}} = m \times y + p. \quad (\text{A.12})$$

Le fait d’opérer sur différentes colonnes de points permet d’estimer la précision de la mesure. Dans l’exemple présenté, les paramètres  $m$  et  $p$  valent respectivement  $2,00 \times 10^{-4}$  et  $221,17 \text{ px} \pm 0,06\%$

**Position des ROIs dans le référentiel du banc** Enfin, les fonctions de conversion pixel - coordonnées physiques sont calculées. Pour l’axe vertical  $y$ , l’origine du repère correspond à la position du barre accroche-flamme (voir figure 2.5). Connaissant les goujons sur lesquels le support de mire est installé, la position de la mire dans le repère physique est directement connue. La détermination de la fonction de conversion pixel - coordonnées physiques se fait par une procédure similaire

à celle employée pour la détection de la paroi, mais basée sur une détection des lignes de points de la mire. L'origine du repère est placée dans le prolongement de la paroi d'étude, à la hauteur du barreau accroche-flamme. La coordonnée  $z = 0$  mm correspond ainsi à la base de la paroi d'étude.

Une image de mire est acquise avant et après chaque série de mesures. Le traitement de ces deux images conduit à des résultats sensiblement identiques, que ce soit en termes de grandissement ou de position de la paroi, ce qui vient conforter la méthodologie employée.

#### **A.6.5 Limitations de la méthodologie employée**

La méthode de la mire tangente à la paroi, si elle présente un excellent compromis entre la complexité et la précision attendue, souffre néanmoins d'un certain nombre de limitations. Il convient de les considérer dans les analyses des données issues des diagnostics qui en résultent.

La première de ces limitations concerne le fait que la position de la paroi est assimilée à la position du bord de la mire. Cette hypothèse sous-entend que la précision de la détection de la position de la paroi est directement celle de la précision avec laquelle la mire est positionnée à la paroi. En cas de mesure de thermométrie de luminophores, des particules de luminophores sont appliquées en une couche à la paroi. Cette couche est fragile et peut être détériorée par simple contact. De fortes précautions doivent être prises et un compromis déterminé quant à la pression exercée pour plaquer la mire à la paroi.

La deuxième limitation intervient lors de l'utilisation des deux faces de la mire servant à la synchronisation spatiale de la PLIF-OH et de la PIV. En effet, l'épaisseur de la mire est de 2 mm, soit significativement supérieure à l'épaisseur des nappes laser. En positionnant la mire de sorte à ce que les nappes impactent le centre de la tranche de la mire, un écart de l'ordre de 1 mm demeure entre le plan de la mire et le plan des nappes laser. Cet écart est de l'ordre de grandeur de la profondeur de champ offerte par chacun des deux objectifs. Néanmoins, cet écart induit une erreur systématique sur le grandissement mesuré ainsi que sur la position du plan focal. Ce dernier est finalement ajusté légèrement à chaud sur les signaux mesurés pour tenir compte de ce biais, des effets de longueur d'onde ainsi que des effets thermiques, pouvant légèrement décaler la position du plan focal.

Enfin, la détection de la position de la paroi se fait à froid. Pour des écoulements chauds, une dilatation thermique du banc peut induire un léger déplacement de la paroi, ce qui se traduit par une incertitude de quelques pixels sur la position réelle de la paroi en cours d'expérience.



## Annexe B

# Liste des acronymes

Terme	Description	Pages
<b>ACARE</b>	Conseil consultatif européen pour la recherche et l'innovation aéronautique ( <i>Advisory council for Aviation Research and Innovation in Europe</i> )	3
<b>ADL</b>	Anémométrie Doppler Laser (LDV, <i>Laser Doppler Velocimetry</i> )	47, 48, 53, 54, 56, 57, 64, 82, 99
<b>ATAG</b>	Groupe d'action du transport aérien ( <i>Air Transport Action Group</i> )	3
<b><i>binning</i></b>	Fait de grouper plusieurs pixels d'un capteur ensemble. Ce groupement peut être réalisé soit directement sur le capteur au moment de l'acquisition des données, les pixels groupés sont alors lus ensembles et on parle de <i>binning hardware</i> , soit au moment du post-traitement des images, on parle alors de <i>binning software</i>	120, 123, 125–127, 129, 131, 132, XXV
<b>soufflage de flamme</b>	Soufflage de flamme. Régime apparaissant lorsque la vitesse des gaz frais est supérieure à la vitesse de consommation des réactifs. La flamme ne parvient alors plus à se stabiliser sur l'accroche-flamme et est convectée dans la veine	44, I
<b>CAO</b>	Conception assistée par ordinateur	34, 35, 37
<b>CCD</b>	Capteur à transfert de charge <i>Charge-Coupled Device</i>	67, 69, 82, 107, 108



Terme	Description	Pages
<b>CENTOR</b>	<i>Combustion test bench to observe near wall processes.</i> Banc d'essai développé au cours de cette thèse permettant de visualiser les phénomènes énergétiques en proche-paroi.	v, vii, 28, 30–35, 38–44, 52–54, 57, 60, 66, 67, 69, 74, 75, 79, 81, 85, 87, 101, 107, 109, 134, 137–139, 142, 149, 150, 176, 177, 179, 180, I, II, XXVII–XXIX
<b>CENTOR-F</b>	Configuration du brûleur CENTOR en utilisant la paroi métallique double peau équipée du module de fente générant un film d'air pariétal comme paroi d'étude	30, 36, 37, 40, 44, 45, 47, 53, 57, 69, 77, 79, 85, 138, 156, 179, V, VIII
<b>CENTOR-P</b>	Configuration du brûleur CENTOR en utilisant la paroi métallique double peau comme paroi d'étude	30, 36, 43, 57, 143, 179, VIII
<b>CMOS</b>	Capteur d'acquisition permettant de réaliser des mesures haute cadence <i>Complementary Metal Oxide Semiconductor</i>	97, 99
<b>DL</b>	Instabilité de Darrieus-Landau	146, 168
<b>DNS</b>	Simulation numérique résolvant l'intégralité des échelles de la turbulence <i>Direct Numerical Simulation</i>	23, 24, 145–147, 159, 173
<b>DRASC</b>	Diffusion Raman Anti-Stokes Cohérente ( <i>Coherent anti-Stokes Raman scattering (CARS)</i> )	62, 64, XXVII
<b>F-BGI</b>	Interface entre le film d'air et les gaz brûlés ( <i>Film - Burnt Gases Interface</i> )	76–79, 157, 160, 162, 165–168, 176, IV, V, VIII
<b>FCAI</b>	Interaction flamme - film d'air - paroi ( <i>Flame - Cooling air film - Wall Interaction</i> )	v, vii, 8–11, 15, 21–25, 28, 30, 36, 47, 52, 57, 60–62, 64, 78, 91, 109, 111, 134, 139, 142, 150, 151, 155, 159, 160, 162, 172, 174, 177, 179–181, VIII

Terme	Description	Pages
FF	Front de flamme	76–78, 142, 157, 160, 162, 165–168, 176, IV, V, VII
<b>flammelettes ondulées</b>	Régime d'interaction flamme-turbulence dans lequel les tourbillons viennent interagir avec la zone de préchauffage, épaississant le front de flamme et le plissant. ( <i>corrugated flamelets</i> )	15, 52, 145
<b>flammelettes plissées</b>	Régime d'interaction flamme-turbulence dans lequel la flamme peut être considérée comme mince, les tourbillons venant plisser le front de flamme sans interférer avec sa structure interne. ( <i>wrinkled flamelets</i> )	v, vii, 15, 52, 57, 68, 169, 179
<b>retour de flamme</b>	Retour de flamme. Régime apparaissant lorsque la vitesse des gaz frais est inférieure à la vitesse de consommation des réactifs. La flamme ne parvient alors plus à se stabiliser sur l'accroche-flamme et remonte l'écoulement de gaz frais	44, 177, I
FWI	Interaction flamme-paroi ( <i>Flame - Wall Interaction</i> )	v, vii, 6, 7, 10, 11, 14, 23, 24, 28–30, 35, 36, 44, 47, 57, 60–62, 64, 71, 75, 78, 91, 100, 109, 111, 134, 139, 142, 145, 148, 150, 152, 155, 157, 159, 160, 165, 169, 175, 177, 179–181, V, XXVII
GES	Gaz à effet de serre	v, 2, 3, 179
HOQ	Coincement frontal ( <i>Head-on quenching</i> )	13, 14, 62, 145, 148, 150, 173, 177, 180
HRR	Taux de dégagement de chaleur d'une flamme ( <i>Heat Release Rate</i> )	v, 10, 11, 45, 75, 76, 149, 160, 165, 173, 174
ICCD	Capteur intensifié à transfert de charge <i>Intensified Charge-Coupled Device</i>	68, 75, 100, 102, 107, 108, 115–117, 120, 121

Terme	Description	Pages
<b>LDI</b>	Architecture de chambre de combustion <i>ultra-low NOx</i> basée sur une combustion pauvre ( <i>Lean Direct Injection</i> )	6, 142
<b>LES</b>	Simulation numérique résolvant les plus grandes échelles de turbulence et modélisant les échelles inférieures <i>Large Eddy Simulation</i>	16
<b>LIF</b>	Fluorescence induite par laser ( <i>Laser Induced Fluorescence</i> )	63–66, 72, 176, XXVII
<b>MFG</b>	Luminophore $\text{Mg}_4\text{FGeO}_6:\text{Mn}^{4+}$	v, vii, 95–99, 103–107, 109–111, 114, 116, 129, 180, XIX, XXIII
<b>MOOP</b>	Procédure d'optimisation multi-objectifs ( <i>Multi-objective optimisation procedure</i> ). Procédure d'optimisation des caractéristiques spectrales des filtres optiques $\Delta\lambda_1$ $\Delta\lambda_2$ employés par la méthode ratiométrique de la thermométrie de luminophores	109
<b>MuSTI</b>	Système de génération de turbulence <i>Multi-scale turbulence injection generator</i>	33–35, 44, 49, 51, I
<b>PCI</b>	Pouvoir Calorifique Inférieur. Quantité de chaleur dégagée par la combustion complète d'un kilogramme de méthane. Le PCI se définit comme la différence entre l'enthalpie de formation des produits et des réactifs de la réaction de combustion. Le PCI du méthane vaut 50,03 MJ/kg [267]	4, 46
<b>PHOENICS</b>	Plate-forme offrant des moyens expérimentaux pour l'étalonnage et le développement de la thermométrie de luminophores ( <i>Phosphor thermometry platform for non-intrusive optical measurements</i> )	v, vii, 91, 102, 105–107, 110, 121, 122, 135, 137, 139, 180
<b>PIV</b>	Vélocimétrie par imagerie de particules ( <i>Particule Image Velocimetry</i> )	v, vii, 25, 33, 47, 48, 50, 53, 55–57, 60, 64, 65, 75, 80–88, 103, 119, 138, 139, 147, 148, 163, 177, 180, 181, III, XXVII, XXXI

Terme	Description	Pages
<b>PLIF-OH</b>	Fluorescence induite par laser planaire sur le radical hydroxyle (OH) ( <i>Planar Laser Induced Fluorescence</i> )	v, vii, 25, 60, 64, 67, 71, 74–77, 79, 81, 84–88, 103, 139, 142, 143, 145–148, 150, 156, 160, 165, 168, 177, 180, 181, IV, V, XXVII, XXXI
<b>POD</b>	Décomposition en modes propres ( <i>Proper Orthogonal Decomposition</i> )	147
<b>PSP</b>	Peinture sensible à la pression ( <i>Pressure sensitive paint</i> )	65, 92, 93
<b>PT</b>	Thermométrie de luminophores ( <i>Phosphor Thermometry</i> ). On parle également de <i>Laser Induced Phosphorescence (LIP)</i>	v, vii, 25, 60, 62, 64, 85–88, 93, 102, 121, 135, 137–139, 142–144, 157, 158, 177, 180, 181, XXIII, XXVII
<b>PTV</b>	Vélocimétrie par suivi de particules ( <i>Particle tracking velocimetry</i> )	80
<b>ROI</b>	Champs d'acquisition d'une caméra ( <i>Region of interest</i> )	69, 82, 119, 137, XI–XV, XVII, XXVII
<b>RQL</b>	Architecture de chambre de combustion dite <i>Low-NOx</i> , basée sur une combustion primaire riche, suivie d'une forte dilution puis d'une oxydation pauvre ( <i>Rich burn - Quick Quench - Lean burn</i> )	5, 6, 142
<b>SAF</b>	Biocarburant aéronautique viable ( <i>Sustainable Aviation Fuels</i> )	3, 4
<b>SNR</b>	Rapport signal à bruit d'un capteur ou d'une mesure ( <i>Signal-to-Noise Ratio</i> )	69, 70, 75, 78, 81, 84, 102, 108, 109, 113, 115, 137
<b>SWQ</b>	Coincement latéral ( <i>Side-wall quenching</i> )	13, 14, 28, 29, 145, 146, 148–150, 159, 177, 180
<b>TBC</b>	Revêtement pariétal de protection thermique ( <i>thermal barrier coating</i> )	7

<b>Terme</b>	<b>Description</b>	<b>Pages</b>
<b>TLC</b>	Thermométrie à cristaux liquides ( <i>Thermochromic Liquid Crystals</i> )	<a href="#">93</a>
<b>TSP</b>	Peinture thermo-sensible ( <i>Temperature sensitive paint</i> )	<a href="#">92, 93</a>

## Annexe C

# Liste des symboles

Terme	Description	Pages
A	Paramètre de Racah pour la répulsion interélectronique, en $\text{cm}^{-1}$ (théorie des champs de ligands)	95
$\alpha$	Paramètre d'atténuation des basses fréquences spatiales lors du filtrage d'une image (voir l'équation 4.20)	132, 133
*	Produit de convolution discrète	123
B	Paramètre de Racah pour la répulsion interélectronique, en $\text{cm}^{-1}$ (théorie des champs de ligands)	95, 96
$\beta$	Paramètre d'atténuation des hautes fréquences spatiales lors du filtrage d'une image (voir l'équation 4.21)	132–134, XXIV
$C_1$	Centre de masse (barycentre) de la première zone de phosphorescence sur les images de phosphorescence	XII
$C_2$	Centre de masse (barycentre) de la deuxième zone de phosphorescence sur les images de phosphorescence	XII
$C_{\text{OH}}$	Variable de progrès valant 0 dans les gaz frais et 1 dans les gaz brûlés	76–79, 143, 144, 156–158, 160–162, IV, VIII
$D$	Dilatation de l'écoulement à la traversée du front de flamme (voir l'équation 5.7)	173, 174, 176
$d$	Disparité de signal entre les quadrant d'une maille. Cette grandeur est interne à l'étape d'extraction du front de flamme de l'algorithme de post-traitement des images de PLIF-OH	VI, VII
$\vartheta$	Longueur euclidienne entre la base et le sommet d'une interface (FF ou F-BGI)	166–168
$\Delta$	Pinceau de flamme ( <i>flame brush</i> ), défini comme $\langle C_{\text{OH}} \rangle_{0,8} - \langle C_{\text{OH}} \rangle_{0,2}$ (voir l'équation 3.4)	78, 79, 85, 142–144, 148, 156–158, 160, 161, VIII
$\delta_d$	Épaisseur diffusive du front de flamme (voir équation 1.2)	12, 13
$\Delta T$	Gamme de température sur laquelle la procédure d'optimisation est appliquée	110, 111, 116

Terme	Description	Pages
$\Delta t$	Temps d'exposition d'un capteur	101
$\delta_{th}$	Épaisseur thermique du front de flamme (voir équation 1.3 et voir [75])	12, 43, 173
$\Delta z$	Distance minimale entre la paroi d'étude et la flamme	43, 148–150, 168–174
$\delta T/T$	Erreur relative sur la température sous hypothèse de bruit de grenaille dominant ( <i>temperature precision</i> )	101, 112, 113, 115, 116, XVI
$(\dot{\cdot})$	Première dérivée d'une fonction à une variable, suivant cette variable	78, VII
$(\ddot{\cdot})$	Seconde dérivée d'une fonction à une variable, suivant cette variable	78, VII
$Dq$	Paramètre d'éclatement du champs de ligand octaédrique (théorie du champs de ligands)	96
$\delta t$	Intervalle de temps entre les deux images de position des particules acquises au cours d'une mesure de PIV	47, 80, 81, 87
ESD	Densité spectrale d'énergie d'une image observée dans l'espace de Fourier ( <i>Energy Spectral Density</i> )	121, 132
ESF	Profil d'intensité en créneau ( <i>Edge Spread Function</i> )	121
$\eta$	Efficacité de refroidissement d'un film d'air (voir l'équation 1.7)	15–19, 65, 90, 93, 142, 156, 159, 180
$\eta_{QE}$	Efficacité de la photocathode (caméra ICCD)	108
$\eta_{coll}$	Efficacité du système de collection	72, 96
$\mathcal{F}(\cdot)$	Transformée de Fourier discrète	122
(FS)	Jeu de filtres permettant de sélectionner deux bandes spectrales du spectre d'émission de phosphorescence (FS) = $(\Delta\lambda_1, \Delta\lambda_2)$	101, 107
$\Gamma$	Terme de SNR $\Gamma = \sqrt{\sum_i \text{SNR}_{\Delta\lambda_i}^{-2}}$	101, 102, 112, 113, 115, 116, XXII
$\gamma$	Notation générique pour une courbe à deux dimensions paramétrée par un paramètre $k$ , $\gamma(k) = (z(k), y(k))$	77, VI, VII
$(\cdot)_{GF}$	Quantité relative ou évaluée au niveau des gaz frais	41
$h$	Constante de Planck ( $h = 6,62607015 \times 10^{-34}$ J.s)	68
$I_{OH^*}$	Intensité de chimiluminescence du radical $OH^*$	67
$I_p$	Intensité de phosphorescence	96–98
$K$	Facteur de bruit additionnel généré par l'intensificateur	108
$\mathcal{K}$	Noyau contenant les poids d'un filtre convolutif	123
$\kappa$	Taux d'étirement du front de flamme ( <i>stretch rate</i> ), en $s^{-1}$ . Le taux d'étirement du front de flamme est la somme du taux d'élongation du front de flamme $\kappa_s$ et du produit de la courbure du front de flamme $\kappa_c$ avec sa vitesse de déplacement $S_d$ .	7, 163, 170, 181

Terme	Description	Pages
$\kappa_c$	Courbure du front de flamme, en $\text{mm}^{-1}$	77, 78, 148–150, 163, 164, 168–171, 177, VII
$\kappa_s$	Taux d'élongation du front de flamme ( <i>strain rate</i> ), en $\text{s}^{-1}$	163, 164, 169–172
$\kappa_{s,sh}$	Composante issue du cisaillement de vitesse du taux d'élongation du front de flamme, en $\text{s}^{-1}$	170, 172
$\mathcal{L}$	Longueur curviligne d'une interface entre la base et le sommet de celle-ci (FF ou F-BGI)	166–168
LSF	Dérivée spatiale de la ESF ( <i>Line Spread Function</i> )	121, 125
M	Taux de soufflage ( <i>Blowing Ratio</i> ) (voir l'équation 1.8)	16, 38, 41, 44, 45, 47, 50, 51, 69, 142, 151, 152, 155–157, 159, 164, 168, 174
$\dot{m}_{\text{CH}_4}$	Débit de méthane ( $\text{CH}_4$ ) intervenant dans la réaction de combustion	31, 32, 46
$\dot{m}_f$	Débit d'air du film d'air	31, 44, 55, I
$\overline{(\cdot)}$	Moyenne spatiale	49
$\langle \cdot \rangle_{\Delta T}$	Moyenne suivant la température sur la gamme de température $\Delta T$	XXII
$\langle \cdot \rangle$	Moyenne temporelle	48
$\dot{m}_p$	Débit d'air de l'écoulement principal intervenant dans la réaction de combustion	31, 32, 42, 44–48, 69, 143, II
MTF	Fonction de transfert de modulation d'un dispositif optique de collection du signal (caméra) ( <i>Modulation Transfer Function</i> )	120–122, 125
$\vec{n}$	Vecteur normal au front de flamme pointant vers les gaz frais	14, VII, VIII
$N_{c,\Delta\lambda_i}$	Nombre de coups collectés sur le capteur sur la bande spectrale $\Delta\lambda_i$	108
$(X)^*$	Quantité X relative à un jeu de filtre (FS) normalisée par cette même quantité calculée pour le jet de filtre $(\text{FS})_{\text{ref}}$	112
$N_p$	Nombre de photons incidents collectés par le CCD	108
$\nu$	Fréquence d'un photon	68
$\Omega$	Angle solide de collection	72, 96
$\omega$	Champs de vorticité de l'écoulement, calculé comme le rotationnel du vecteur vitesse $\vec{\omega} = \vec{\nabla} \wedge \vec{u}$	163–166
$\mathcal{P}$	Puissance de flamme, définie par l'équation 2.8 et exprimée en kW	41, 46, 47, 83, 152
Pe	Nombre de Péclet	12, 148



Terme	Description	Pages
Pe <sub>Q</sub>	Nombre de Péclet au point de coincement d'un front de flamme. $Pe = \Delta z / \delta$	11, 13, 14
Φ	Efficacité quantique de phosphorescence	72, 96
φ	Déphasage	99
φ	Richesse d'un mélange air - méthane	31, 32, 42, 44-47, 69, 143, 155
Ψ	Terme de sensibilité relative $\Psi = (TS_r)^{-1}$	101, 102, 112-116, XXII
ψ	Rapport massique des proportions stœchimétriques d'air et de méthane pour une réaction de combustion complète, $\psi = 0,05801$	32, 46
Q	Fonction multi-objectif minimisée dans le cadre de la procédure d'optimisation des bandes spectrales sélectionnées pour la thermométrie de luminophores ratiométrique	111
Q̇ <sub>Q</sub>	Flux thermique pariétal à l'instant du du coincement de la flamme normalisé par la puissance de flamme	13, 14
q̇ <sub>Q</sub>	Flux thermique pariétal à l'instant du du coincement de la flamme	11-13
Re	Nombre de Reynolds, rapport entre les forces d'inertie et de viscosité	29, 32, 41, 47, 146, 147
ρ <sub>f</sub>	Masse volumique du film d'air, calculée aux conditions d'injection	16, 38
ρ <sub>p</sub>	Masse volumique l'écoulement principal, calculée aux conditions d'injection	16, 38
S <sub>c</sub>	Vitesse globale de consommation des réactifs par une flamme. Dans le cas d'une flamme laminaire plane non étirée adiabatique, cette vitesse est égale à S <sub>L</sub> <sup>0</sup>	41, 42
S <sub>d</sub>	Vitesse de déplacement du front de flamme dans le référentiel laboratoire	14, 42, 149, 181
S <sub>f</sub>	Intensité du signal collecté de fluorescence	72
SH	Fréquence de Shannon	133
σ <sub>dark</sub>	Bruit électronique d'un capteur CCD ( <i>dark current noise</i> )	108
σ <sub>readout</sub>	Bruit de lecture d'un capteur CCD ( <i>readout noise</i> )	108
σ <sub>signal</sub>	Bruit de grenaille d'un capteur CCD ( <i>shot noise</i> )	108
σ <sub>cs</sub>	Section efficace d'absorption	72, 96
σ <sub>G</sub>	Largeur (écart-type) d'un filtre gaussien	123, 128
S <sub>L</sub> <sup>0</sup>	Vitesse de flamme laminaire plane, non étirée et adiabatique	12, 13, 41-43, 47, 50-52, 155, 173, III
SR	Résolution spatiale d'une image, exprimée en terme de fréquence spatiale (en lp/mm) ou directement en échelle physique (mm)	120, 122, XXIV
Sr	Nombre de Strouhal	146

Terme	Description	Pages
$S_r$	Sensibilité relative à la température, en %/K	101, 102, 109, 114, 181, XVI
$SR_{brute}$	Résolution spatiale d'une image de phosphorescence instantanée non filtrée, exprimée en terme de fréquence spatiale (en $SR_{brute} = 0,6lp/mm$ ) ou directement en échelle physique ( $SR_{brute} = 1,67mm$ )	122
St	Nombre de Stokes, comparant le temps caractéristique d'une particule entraînée dans un écoulement et le temps caractéristique de cet écoulement	82, 83
$(\cdot)_{st}$	Se rapporte à une proportion stœchiométrique	32
$T_{air,f}$	Température d'entrée de l'air dans la fente	41, 137–139
$T_{air,p}$	Température d'entrée de l'air principal	41, 137–139, 143
$\tau$	Taux de décroissance de du signal de phosphorescence suivant son excitation en supposant une décroissance mono-exponentielle [s]	97–99, 103, 113, 116
$\tau'$	Taux de montée de du signal de phosphorescence suivant son excitation en supposant une croissance mono-exponentielle [s]	97–99
$\tau_{ecoul}$	Temps caractéristique d'un écoulement	82
$\tau_p$	Temps caractéristique d'une particule	82
$T_{w_b}$	Température de paroi "bulk", c'est-à-dire la température de l'huile en entrée de la paroi double-peau	31, 36, 39, 41, 44, 45, 137–139, 142–145, 148–150, 158, I
$u_b$	Vitesse débitante au niveau de la section de sortie du plénum (écoulement principal)	32, 41, 47, 48, 50, 51, 83, 161–163, II, III
$(u_y)'$	Écart-type de la fluctuation de vitesse selon $z$	48
$\langle u_y \rangle$	Moyenne temporelle de la composante selon $y$ de la vitesse de l'écoulement	48
$(u_z)'$	Écart-type de la fluctuation de vitesse selon $z$	II
$\langle u_z \rangle$	Moyenne temporelle de la composante selon $z$ de la vitesse de l'écoulement	49, II
$\xi$	Variable de mélange entre le film d'air pariétal et l'écoulement principal, valant 1 dans le film d'air et 0 dans l'écoulement principal	78, 156, 174, 176, VIII
$y_{f,out}$	Hauteur $y$ de la section de sortie de la fente par rapport au barreau accroche-flamme, $y_{f,out} = 52,5mm$	45
$y_\ell$	Hauteur de la section de sortie de la fente, valant $y_\ell = 52mm$	166, 167
$y_{max}$	Hauteur de flamme mesurée par chimiluminescence	45–47, 70, 71, 151, 153, 154, 157

Terme	Description	Pages
$y_{\min}$	Hauteur à laquelle la distance minimale entre la flamme et la paroi $z_{\min}$ est mesurée	153, 154
$y_{\text{tip}}$	Hauteur du sommet du front de flamme mesuré par PLIF-OH	166, 167
$y_{\text{top}}$	Hauteur maximale de l'interface F-BGI dans la ROI de la PLIF-OH	166, 167
$z_Q$	Distance de coincement entre la flamme et la paroi	11, 13–15
$z_\ell$	Distance à la paroi du front de flamme à la hauteur de la section de sortie de la fente	166, 167
$z_{\max}$	Distance à la paroi du sommet de la flamme $y_{\max}$ mesurée par chimiluminescence	70, 71, 151, 153, 154
$z_{\min}$	Distance minimale entre la flamme et la paroi mesurée par chimiluminescence	153, 154
$z_{\text{tip}}$	Distance à la paroi sommet du front de flamme mesuré par PLIF-OH, soit la position $z(y_{\text{tip}})$	166, 167
$z_{\text{top}}$	Distance à la paroi de la hauteur maximale de l'interface F-BGI dans la ROI de la PLIF-OH	166, 167