



STABILITE DE FLAMMES LAMINAIRES PARTIELLEMENT PREMELANGEES- APPLICATION AUX BRULEURS DOMESTIQUES

Corine Lacour

► To cite this version:

Corine Lacour. STABILITE DE FLAMMES LAMINAIRES PARTIELLEMENT PREMELANGEES- APPLICATION AUX BRULEURS DOMESTIQUES. Energie électrique. INSA de Rouen, 2006. Français. <NNT : >. <tel-00110209>

HAL Id: tel-00110209

<https://theses.hal.science/tel-00110209v1>

Submitted on 26 Oct 2006

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.



HAL Authorization

THESE

Présentée à

L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE ROUEN

En vue de l'obtention du titre de Docteur de l'Institut National des Sciences
Appliquées de Rouen

Discipline : Physique
Spécialité : Energétique
Ecole doctorale SPMII

Par

Corine LACOUR

STABILITE DE FLAMMES LAMINAIRES PARTIELLEMENT PREMELANGEES - APPLICATION AUX BRULEURS DOMESTIQUES

Soutenue le

2 mai 2006

Devant le jury composé de :

Rapporteurs :	D.ESCUDIE	Directrice de Recherche, CNRS, Lyon
	G.SEARBY	Directeur de Recherche, CNRS, Marseille
Directeur de thèse :	A.BOUKHALFA	Professeur, INSA, Rouen
Co-encadrant :	D.HONORE	Maître de Conférences, INSA, Rouen
Examineurs :	P.DESGROUX	Directrice de Recherche, CNRS, Lille
	D.DUROX	Ingénieur de Recherche, CNRS, Paris
	R.HAUGUEL	Ingénieur de Recherche, Gaz de France, Saint Denis
	L.VERVISCH	Professeur, INSA, Rouen

Merci....

Ces années de thèse passées au CORIA m'ont beaucoup apporté à plusieurs niveaux, tant sur le plan scientifique qu'humain. Je tiens à remercier ici toutes les personnes qui ont contribué à rendre cette expérience agréable.

Je souhaite tout d'abord remercier l'ensemble des membres du jury : Pascale Desgroux pour avoir présidé ce jury, Dany Escudié et Geoff Searby pour avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse, ainsi que Luc Vervisch et Daniel Durox qui ont accepté de faire partie de ce jury.

Je tiens également à remercier Abdelkrim Boukhalfa de m'avoir accueillie au sein de son équipe. Je lui suis très reconnaissante de son écoute lors des discussions à la fois scientifiques et personnelles, son soutien et la confiance qu'il a su me témoigner tout au long de ce travail.

Je voudrais ici exprimer ma plus vive gratitude à David Honoré qui a encadré ces travaux de thèse au quotidien. Je lui dois beaucoup non seulement pour toute l'aide et les connaissances qu'il a pu m'apporter grâce à ses qualités de pédagogue, mais également pour sa disponibilité.

Je remercie également Philippe Meunier, Stéphane Carpentier et Raphaël Hauguel qui m'ont soutenue et guidée tout au long de ce travail avec beaucoup d'enthousiasme. Je remercie particulièrement Raphaël pour les discussions scientifiques qui m'ont bien souvent permis d'avancer mais également pour sa bonne humeur et son caractère qui ont été un réel plaisir.

Je remercie très sincèrement Bruno Renou et Gilles Cabot pour leurs conseils, leurs idées et les dépannages. Je dois beaucoup à Gilles Godard pour l'aide précieuse qu'il a su m'apporter à de nombreux niveaux. Je remercie Jean-Claude pour les dépannages électroniques et les leçons de soudure, Matthieu pour m'avoir souvent dépêtrée de problèmes info, Jacky, Benjamin, Ludo, Romain et Philippe ainsi que toute l'équipe de l'atelier pour les cours de bricolage! Enfin, merci à tous pour cette ambiance sympathique qui m'a permise de m'épanouir au sein de ce laboratoire.

Un grand merci à mes coachs de courses à pied : Jacky, Gilles, Matthieu, Xavier et Philippe. Ces moments très précieux m'ont bien souvent permis de me détendre et de décompresser dans les périodes difficiles.

Naturellement, je ne peux pas ici oublier de remercier mes "collocs" de bureau, Guillaume pour sa bonne humeur à toute épreuve, Olivier pour ses conseils avisés. Un gros merci à JFK pour ses apéros tant attendus, et Aurélie pour son soutien lors des journées au labo qui se prolongent. Je remercie également les "anciens" et en particulier Benoît et DD qui ont toujours été disponibles pour partager leurs connaissances et donner des conseils bien utiles. Je remercie également toutes les personnes que j'ai rencontrées pendant ces années, pour cette ambiance détendue et leur soutien: Camille, bien sûr, Damien, Julien(s), Matthieu, Gilles, Sandra, Alex(s), Antoine, Sam, Cécile, Anna, Nathalie, Laurent et tous ceux qui se reconnaîtront ! Un très gros merci également à tous les Vosgiens et insaïens : Fanny, Sandra, Servane, Marie, Lilou, Aline, Celcel & Guez, Esther & Jo, Caro & Tom, Momo, JB et tous ceux que je ne peux citer faute de place !

Evidemment, un très grand merci à mes parents qui m'ont toujours soutenue, je les remercie pour leur incroyable compréhension de mes états d'âme les plus incompréhensibles. Je ne peux évidemment pas oublier ma plus grande idole : Dan. Il m'a énormément appris et a toujours su me conseiller, m'aider à avancer et a fait bien plus qu'honorer son rôle de grand frère.

Enfin, l'achèvement de ce travail tient énormément à Christophe. Un grand merci pour son soutien quotidien et sa patience, que j'ai mise à rude épreuve dans les derniers mois.

Table des matières

Nomenclature	9
Introduction	13
Chapitre 1 Stabilité de flamme	17
I Stabilité de flamme en milieu non prémélangé.....	18
I.1 Structure d'une flamme de diffusion	18
I.2 Stabilisation d'une flamme de diffusion.....	19
II Stabilité de flamme en milieu prémélangé	20
II.1 Structure d'une flamme prémélangée.....	20
II.1.a Epaisseur de flamme laminaire	22
II.1.b Vitesse de flamme.....	23
II.1.c Expression analytique de la vitesse de flamme.....	24
II.1.d Influence de la richesse sur la vitesse de flamme.	25
II.1.e Influence de la courbure et de l'étirement sur la vitesse de flamme	25
II.2 Stabilisation des flammes de prémélange	30
II.3 Instabilités de combustion	32
II.3.a Instabilités hydrodynamiques de Darrieus et Landau	32
II.3.b Instabilités liées à la structure interne du front de flamme et instabilités intrinsèques à la combustion	34
II.3.c Instabilités liées aux forces de gravités- Effet de l'accélération	35
II.3.d Effet de la convection naturelle sur le battement du front de flamme	36
II.3.e Effet de la variation de la richesse locale.....	36
II.3.f Perturbations acoustiques extérieures.....	37
II.4 Décollement de flamme	37
II.5 Limites de stabilité	38
III Flammes partiellement prémélangées	39
III.1 Structure d'une flamme partiellement prémélangée	40
III.2 Stabilisation des flammes partiellement prémélangées	41
III.3 Flammes triples.....	43
III.4 Des flammes triples aux extrémités de flamme	47
III.5 Flammes doubles	48
Chapitre 2 Brûleurs domestiques	51
I Conception de brûleurs domestiques	51
II Brûleur de cuisson commercial	55
III Processus d'entraînement.....	56
III.1 Entraînement d'air primaire pour un brûleur domestique réel.....	56
III.2 Entraînement par un jet libre.....	57
III.3 Entraînement d'air primaire et entraînement d'air secondaire dans le cadre de notre étude.....	58
IV Méthodologie	59
IV.1 Contexte.....	59
IV.2 Dispositif d'alimentation des gaz	59
Chapitre 3 Mesures par diagnostics optiques	69
I Mesures de vitesse	69

I.1 Anémométrie Doppler Laser	69
I.1.a Principe.....	69
I.1.b Le modèle à frange.....	70
I.1.c Taille des particules.....	72
I.1.d Dispositif expérimental	72
I.1.e Profil de vitesse en sortie du brûleur de référence de type Bunsen	73
I.2 Vélocimétrie par Images de Particule.....	75
I.2.1 Principe.....	75
I.2.2 Dispositif expérimental	77
I.2.3 Ensemencement.....	77
I.2.3.a Capacité des particules à suivre l'écoulement.....	78
I.2.3.b Force de thermophorèse	79
I.2.3.c Intrusivité des particules.....	81
I.2.3.d Différentes techniques d'ensemencement utilisées.....	81
I.2.4 Algorithme utilisé.....	82
I.2.5 Correction des champs de vitesse obtenus sur le brûleur bidimensionnel par Super Résolution.....	83
II Fluorescence Induite par Laser du radical OH	84
II.1 Principe.....	84
II.2 Modèle à deux niveaux.....	86
II.3 Système de mesure	88
II.3.1 Système d'excitation : source laser.....	89
II.3.2 Montage optique	89
II.3.3 Système de détection.....	90
II.4 Limites de la mesure.....	90
II.5 Spectroscopie	91
II.5.1 Spectre de dispersion	91
II.5.2 Spectre d'excitation.....	92
II.6 Linéarité du signal de fluorescence	92
II.7 Traitement des images de fluorescence.....	96
II.7.1 Correction des images brutes	96
II.7.2 Obtention d'une image moyenne	98
II.8. Extraction des contours	99
II.8.1 Seuillage des images	99
II.8.2 Contour obtenu par le gradient maximum de l'intensité du signal LIF	101
II.9. Détermination de la position de points particuliers de la flamme	102
III Couplage des champs de vitesse et des contours de flamme.....	104
III.1 Méthode	104
III.2 Vitesses normales le long du contour de flamme.....	105
III.3 Courbure et étirement le long du front de flamme.....	109
Chapitre 4 Diagramme de stabilité du brûleur modèle bidimensionnel.....	113
I Diagramme de stabilité classique.....	113
II Diagramme de stabilité du brûleur modèle bidimensionnel et limites de fonctionnement.....	114
III Influence des propriétés thermiques du matériau et de la position du becquet	116

IV Conditions expérimentales pour l'étude du décollement de flamme	117
Chapitre 5 Régime stable du brûleur modèle bidimensionnel.....	121
I Conditions de vitesse en sortie de la fente	121
II Aérodynamique de l'écoulement.....	124
III Structure globale de la flamme stable	127
IV Propriétés de l'écoulement le long du contour de la flamme stable.....	130
IV.1 Vitesses de l'écoulement de gaz frais le long du contour de flamme	130
IV.2 Courbure et étirement le long du contour de flamme	133
IV.2.a Courbure	133
IV.2.b Etirement	134
Chapitre 6 Décollement de flamme	137
I Changement de régime de combustion	137
II Modification de la structure de la flamme	142
II.1 La branche de diffusion supérieure	143
II.2 La branche de diffusion inférieure	145
II.3 La flamme centrale de prémélange	145
Chapitre 7 La flamme double supérieure stabilisée sur le brûleur	149
I Comportement de la flamme double supérieure	149
I.1 Extrémité supérieure stabilisée sur un accroche-flamme	150
I.2 Le sommet du cône.....	152
II Comportement aérodynamique de la flamme double supérieure	158
Chapitre 8 La flamme double inférieure stabilisée dans l'écoulement	161
I Comportement de la flamme double inférieure	161
I.1 Influence des propriétés thermiques du brûleur.....	162
I.2 Influence de la géométrie du brûleur	166
I.3. Influence de l'impulsion du jet de prémélange.....	168
I.3.a Effet d'une augmentation de la vitesse de l'écoulement	168
I.3.b Comportement à vitesse constante	169
I.4 Effet de l'étirement sur le déplacement de la flamme double inférieure.....	170
II Comportement aérodynamique de la flamme double inférieure	172
II.1 Localisation de la base inférieure.....	172
II.2 Effet de l'étirement sur la vitesse de flamme à la base de la flamme double inférieure	175
II.3 Le décollement de la flamme	178
II.4 Le soufflage de la flamme double inférieure et l'extinction définitive de la flamme	179
Conclusion et Perspectives.....	183
Annexe A – Effet de la composition du combustible sur le diagramme de stabilité.....	189
Annexe B – Etude de brûleurs de cuisson commerciaux	193

Nomenclature

Symbole	Signification	Unité
A_{41}	Coefficient d'Einstein pour l'émission spontanée	$[s^{-1}]$
$\mathcal{A}$	Elément de surface du front de flamme	$[m^2]$
A	Section	$[m^2]$
A_p	Section des fentes de sortie	$[m^2]$
A_k	Amplitude initiale de la perturbation	$[m]$
a_t	Taux de contrainte	$[s^{-1}]$
B	Facteur préexponentiel	$[s^{-1}]$
B_{14}	Coefficient d'Einstein pour l'absorption	$[m^3.s^{-2}.J^{-1}]$
B_{41}	Coefficient d'Einstein pour l'émission stimulée	$[s^{-1}]$
C_p	Capacité calorifique massique à pression constante	$[J.kg^{-1}.K^{-1}]$
C_d	Coefficient de décharge de l'injecteur	
C_{dp}	Coefficient de décharge des orifices de sortie	
C_L	Coefficient de frottement dans la gorge et le diffuseur	
C_e	Taux d'entraînement	
C_m, C_s, C_t	Coefficients d'échange de quantité de mouvement	
D_o	Diamètre de l'injecteur	$[m]$
d	Densité	
D	Diffusivité moléculaire	$[m^2.s^{-1}]$
D_{th}	Diffusivité thermique	$[m^2.s^{-1}]$
E	Coefficient de dilatation	$[K^{-1}]$
E_A	Energie d'activation	$[J]$
f_b	Fréquence de Bragg	$[s^{-1}]$
f_d	Fréquence Doppler	$[s^{-1}]$
g	Accélération de la gravité	$[m.s^{-2}]$
F_{th}	Force de thermophorèse	$[kg.m.s^{-2}]$
G	Impulsion du jet	$[kg.m.s^{-2}]$
h	Courbure	$[m^{-1}]$
h_L	Hauteur d'accrochage des flammes	$[m]$
i	Distance interfrange	$[m]$
$\mathcal{L}$	Longueur de Markstein	$[m]$
k	Vecteur d'onde	$[m^{-1}]$
$\dot{m}$	Débit massique	$[kg.s^{-1}]$
m_p	Masse d'une particule	$[kg]$
M	Masse molaire	$[g.mol^{-1}]$
$\vec{n}$	Vecteur normal au front de flamme	
N	Concentration molaire	$[mol.L^{-1}]$
N_o	Population du niveau fondamental avant excitation	
n	Ordre de réaction	
P	Puissance thermique	$[W]$
p	Pression	$[Pa]$
P_{CS}	Pouvoir calorifique supérieur	$[kWh.m^{-3}]$
q_c	Débit calorifique unitaire	$[W.cm^{-2}]$
Q_P	Probabilité de dissociation	$[s^{-1}]$

Q_{41}	Probabilité de quenching	[s ⁻¹]
r	Rayon de la particule	[m]
$\mathcal{R}$	Rayon de courbure	[m]
R	Constante universelle des gaz parfaits	[J.mol ⁻¹ K ⁻¹]
R_v	Rapport de volume d'air entraîné sur le volume de gaz	
s	Abscisse curviligne	[m]
S_L	Vitesse de flamme laminaire	[m.s ⁻¹]
S_L°	Vitesse de propagation de flamme laminaire non étirée	[m.s ⁻¹]
S_d	Vitesse de flamme	[m.s ⁻¹]
T_I	Température d'inflammation	[K]
T_{ad}	Température adiabatique	[K]
T_a	Température d'activation	[K]
T_g	Température des gaz	[K]
$\vec{u}$	Vitesse des gaz frais	[m.s ⁻¹]
U_ν	Densité spectrale d'énergie	[J.cm ⁻² .cm ⁻¹]
$\vec{V}_p$	Vitesse de propagation de la flamme dans le référentiel du fluide	[m.s ⁻¹]
V_{PN}	Projection normale de la vitesse de propagation	[m.s ⁻¹]
V_{PT}	Projection tangentielle de la vitesse de propagation	[m.s ⁻¹]
V_g	Vitesse de l'écoulement de gaz frais	[m.s ⁻¹]
V_{go}	Vitesse de l'écoulement en sortie de l'injecteur	[m.s ⁻¹]
V_p	Vitesse d'une particule	[m.s ⁻¹]
V_{th}	Vitesse de thermophorèse	[m.s ⁻¹]
$\vec{w}$	Vitesse de propagation du front de flamme référentiel du laboratoire	[m.s ⁻¹]
W_{4i}	Probabilité d'ionisation	[s ⁻¹]
Y	Fraction massique	
Z	Fraction de mélange	
Z_s	Fraction de mélange à la stœchiométrie	
z	Coordonnée axiale	[m]
z_B	Position axiale du becquet	[m]
z_o	Position axiale des fentes de sorties	[m]

Caractères grecs

Symbole	Signification	Unité
α_S	Rapport de section	
α	Angle de la vitesse avec le front de flamme (gaz frais)	
β	Nombre de Zeldovitch	
γ	Angle de la vitesse avec le front de flamme (gaz brûlés)	
δ_L	Epaisseur de flamme laminaire	[m]
δ_p	Epaisseur de préchauffage	[m]
δ_R	Epaisseur de la zone de réaction	[m]
ε	Coefficient de transmission	
ϕ	Richesse	
κ	Taux d'étirement	[s ⁻¹]
κ_S	Etirement lié à la contrainte de cisaillement	[s ⁻¹]
κ_C	Etirement lié à la courbure	[s ⁻¹]
κ°	Taux d'étirement sans dimension	

λ	Taux d'aération primaire	
λ_f	Longueur d'onde des faisceaux lasers	[m]
λ_{th}	Conductivité thermique	[W.m ⁻¹ .K ⁻¹]
$\lambda_{p,gaz}$	Libre parcours moyen des molécules de gaz	[m]
μ	Viscosité dynamique	[kg.m ⁻¹ .s ⁻¹]
ν	Viscosité cinématique	[m ² .s ⁻¹]
ν_o	Coefficient stœchiométrique pour l'oxydant	
ν_f	Coefficient stœchiométrique pour le combustible	
ρ	Masse volumique	[kg.m ⁻³]
σ_k	Taux de croissance de la perturbation	[m]
σ_p	Rapport des masses volumiques du combustible sur l'air	
τ_p	Temps du mouvement de la particule fluide	[s]
τ_f	Temps caractéristique de l'écoulement	[s]
τ_R	Temps chimique	[s]
θ	Demi angle au sommet du cône de la flamme	
θ_f	Angle de croisement des faisceaux lasers	
ζ	Perturbation du front de flamme	[m]
Ω	Angle solide	
χ	Dissipation scalaire	[s ⁻¹]
$\dot{\omega}$	Taux de réaction	[s ⁻¹]

Indices

Symbole	Signification	Unité
u	Quantité qui se rapporte aux gaz frais	
b	Quantité qui se rapporte aux gaz brûlés	
m	Quantité qui se rapporte au prémélange	
o	Quantité qui se rapporte à l'oxydant	
f	Quantité qui se rapporte au combustible	
∞	Quantité qui se rapporte à l'air	
l	Quantité qui se rapporte au fluide injecté	
0	Quantité qui se rapporte au fluide entraîné	
e	Quantité qui se rapporte au fluide entraîné	
t	Quantité qui se rapporte au fluide total	
p	Quantité qui se rapporte aux particules	
N	Projection de la vitesse sur la normale au front de flamme	
T	Projection de la vitesse sur la tangente au front de flamme	

Nombres adimensionnels

Symbole	Signification
Re	Nombre de Reynolds
Le	Nombre de Lewis
Ma	Nombre de Markstein
S_c	Nombre de Schmidt
S_k	Nombre de Stokes
R_i	Nombre de Richardson
K_n	Nombre de Knudsen

Introduction

Les flammes se manifestent dans notre quotidien par le biais d'utilisations aussi diverses qu'une bougie ou un moteur à combustion interne. Cette source d'énergie dont l'homme moderne ne saurait plus se passer est inutilisable si elle n'est pas maîtrisée. Depuis les prémices de la recherche en combustion jusqu'aux plus récents développements de modèles et de techniques de mesures, la problématique de stabilité de flamme est largement abordée. Dans le contexte actuel, l'amélioration des performances ainsi qu'un meilleur contrôle de la consommation de combustible nécessitent une bonne compréhension des phénomènes physiques fondamentaux qui pilotent la stabilisation des flammes. La maîtrise des mécanismes de stabilisation de flamme s'avère en effet primordiale dans des domaines de la combustion très divers.

La stabilisation des flammes est un sujet largement abordé dans les configurations de flammes partiellement prémélangées. Ce régime particulier de combustion est établi lorsque les deux régimes de combustion "classiques", prémélangé et diffusion, coexistent. Il s'avère utile, dans de nombreuses situations, de décrire la combustion comme de type partiellement prémélangée. En effet, ces flammes peuvent se rencontrer dans une configuration de flamme de diffusion suspendue pour laquelle une zone de mélange est favorisée à la base de la flamme. Les flammes partiellement prémélangées ont également été étudiées à la sortie d'un écoulement de prémélange dont la richesse est supérieure à la stœchiométrie. Ce régime de combustion recouvre une large gamme de structure de flamme. La flamme partiellement prémélangée a pu être observée sous la forme d'une flamme triple avec une branche de prémélange riche et une branche pauvre complétées par une queue de diffusion. Dans certaines conditions, la flamme peut prendre une forme "ailée" composée d'un noyau de prémélange très réactif suivi d'une queue de diffusion. Des flammes "doubles" ont pu également être observées lors de la disparition de la branche de prémélange riche ou pauvre.

Les flammes générées par les brûleurs domestiques sont des flammes partiellement prémélangées de type "double". En effet, l'introduction d'un mélange riche à la sortie des fentes du brûleur donne lieu à un front de flamme de prémélange, complété par une seconde zone de combustion de type diffusion. Bien que ces flammes laminaires de type partiellement prémélangées soient présentes dans de nombreuses applications de la vie courante, peu d'études se sont concentrées sur la stabilité de flamme sur ce type d'appareil. Les concepteurs d'appareils cherchent de nos jours à mettre au point des appareils plus performants avec de nouveaux designs. La stabilité de flamme pour ces appareils à usage domestique doit être satisfaite dans toutes les conditions d'utilisation. La compréhension des phénomènes physiques impliqués dans la stabilité de flamme devient alors essentielle pour concevoir de nouveaux brûleurs plus performants.

Dans le cadre de la collaboration de recherche entre le CORIA et la Direction de la Recherche de Gaz de France, une étude a été entreprise pour contribuer à la compréhension des mécanismes de stabilisation des flammes partiellement prémélangées et en particulier des flammes issues de brûleurs domestiques. L'objectif de ce travail est donc l'identification des paramètres qui

contrôlent la stabilité de ce type de flamme. Dans ce but, notre étude s'appuie sur l'utilisation de trois brûleurs différents. Un brûleur modèle axisymétrique a été conçu avec une géométrie simplifiée très proche de la configuration commerciale, où n'ont été retenues que les fentes d'injection du prémélange riche. Ce brûleur nous permet de transposer les résultats obtenus à l'application commerciale du brûleur de cuisson. Un brûleur modèle bidimensionnel a été conçu avec vingt fentes de sortie réparties dans le même plan de manière à faciliter la modification de sa géométrie ainsi que l'utilisation de diagnostics optiques. Ce brûleur permet une étude détaillée de la structure ainsi que de l'aérodynamique des flammes représentatives de celles issues de brûleur de cuisson. Enfin, un brûleur de référence de type Bunsen nous permet de mettre en parallèle les résultats obtenus avec des résultats issus de la bibliographie et obtenus sur des configurations fondamentales. Ce brûleur de référence est également utilisé pour valider les méthodes de traitements des mesures effectuées par diagnostics optiques.

La première partie de ce manuscrit est consacrée à la présentation du contexte de notre étude. La problématique de la stabilité de flamme est exposée selon plusieurs points de vue. Les différents mécanismes de stabilisation sont décrits pour chaque type de régime de combustion, non prémélangé et prémélangé. Enfin, la structure des flammes de type partiellement prémélangé ainsi que leur mode de stabilisation sont détaillés.

La deuxième partie expose les moyens expérimentaux mis en œuvre au cours de ce travail. Le fonctionnement d'un brûleur de cuisson est décrit et l'intérêt d'étudier la stabilité des flammes de types partiellement prémélangées doubles qui en sont issues est mis en avant. La méthodologie de notre étude est ensuite détaillée. Les principes et l'utilisation des différentes méthodes de diagnostics optiques sont développés. En particulier, la méthode de couplage des résultats de Vélocimétrie par Image de Particules et de Fluorescence Induite par Laser est exposée en détail. Ce couplage permet d'étudier certaines propriétés de l'écoulement qui sont décrites et analysées pour le cas de la flamme issue du brûleur de référence de type Bunsen.

La troisième partie du manuscrit est destinée à la compréhension globale de la stabilité des flammes sur le brûleur modèle bidimensionnel. Après la description du diagramme de stabilité obtenu dans différentes conditions, La structure de la flamme issue de la fente centrale du brûleur modèle bidimensionnel est décrite en détail pour des conditions de combustions qui correspondent à une flamme représentative du fonctionnement stable du brûleur. Les particularités aérodynamiques de l'écoulement et les différentes zones de réactions sont décrites. L'évolution de cette flamme stable vers une flamme à la limite du soufflage est ensuite présentée. Les modifications de structure de la flamme sont étudiées en terme de topologie et d'intensité de réaction.

La dernière partie du manuscrit s'attache à la description du comportement des flammes doubles supérieure et inférieure. Ces zones de réactions distinctes ont des comportements différents et ne sont pas stabilisées par les mêmes mécanismes de stabilisation. La structure et le comportement aérodynamique des flammes doubles supérieure et inférieure sont donc analysées indépendamment et font l'objet de deux chapitres différents. Les phénomènes physiques responsables du décollement de la base inférieure de la flamme sont détaillés. Le parallèle avec les modèles de stabilisation basés sur l'équilibre des vitesses de propagation et de l'écoulement établis pour les flammes triples est mis en avant. La transition de la flamme décollée du brûleur au

soufflage définitif est décrite à l'appui d'études réalisées sur des configurations de flammes de diffusion suspendues.

Enfin, les conclusions de notre travail sont exposées et les perspectives qu'il ouvre sont présentées.

Chapitre 1 Stabilité de flamme

Qu'il s'agisse d'une flamme stabilisée à la sortie d'un brûleur à mélange préalable ou encore d'une flamme établie autour d'un jet de combustible, la combustion ne s'établit pas de manière spontanée. Ces flammes nécessitent un allumage par une source de chaleur extérieure. Une fois allumées, ces flammes, aussi bien flammes de prémélange que flamme de diffusion doivent rester stables. On entend par flamme stable, la présence d'une zone de réaction fixe dans l'espace en dépit de l'écoulement des fluides alimentant la combustion. Cette stabilisation n'est pas toujours possible et dépend non seulement de la qualité du mélange entre combustible et comburant mais également de la vitesse des réactifs. Dans certains cas, la stabilisation des flammes se fait par la modification de la géométrie du brûleur ou par l'ajout d'un dispositif spécial qui modifie l'écoulement de gaz et favorise la stabilité de flamme. Grâce à un artifice aérodynamique, un noyau de recirculation peut être créé augmentant ainsi le temps de séjour des gaz pour permettre à la flamme de s'accrocher dans cette zone. L'utilisation d'un obstacle, d'une mise en rotation des fluides ou encore l'ajout d'une flamme pilote sont des solutions couramment employées pour stabiliser les flammes lorsque les conditions de l'écoulement ne le permettent pas. Toutefois, ces procédés rendent l'écoulement complexe et le dispositif plus onéreux. Notre étude se place en amont de ces problématiques car il est nécessaire de comprendre les mécanismes responsables de la stabilisation de flammes dans un écoulement de gaz libre.

Durant ces dernières années, de nombreuses études ont porté sur la thématique de stabilité de flamme. Les flammes de diffusion laminaires suspendues ont été étudiées pour identifier les mécanismes de stabilisation. Des études expérimentales ont pu être réalisées grâce aux nouvelles possibilités qu'offrent les diagnostics lasers (LIF, PIV...) (Muniz & Mungal, 1997; Lee & Chung, 1997). Les principaux résultats de ces études montrent que la base de la flamme présente un caractère propagatif. Plusieurs études numériques confirment ces résultats expérimentaux et annoncent que les propriétés du mélange à la base de la flamme et les conditions de vitesses locales de l'écoulement sont propices à la propagation d'une extrémité de flamme (Plessing et al., 1998, Kioni et al., 1999).

La stabilité de flamme reste un sujet très étudié de nos jours. En effet la stabilisation des flammes sur un brûleur ou un injecteur est un phénomène qu'il faut savoir maîtriser dans de nombreuses applications (fours industriels, brûleurs domestiques, moteur fusée ou encore turbine à gaz). Cette problématique est abordée expérimentalement dans des configurations de flammes de diffusion pures (Maurey, 2001; Cessou et al. 2004; Won et al., 2005), aussi bien que dans des configurations de prémélange partiel (Kim et al., 2005). Ces récentes études expérimentales s'appuient sur les travaux réalisés dans les années 90 et apportent une vue nouvelle sur des points particuliers du mécanisme de stabilisation. Won et al. étudient la stabilisation d'une flamme partiellement prémélangée suspendue en microgravité, notamment pour analyser l'effet de la flottabilité (Won et al., 2005). L'effet du gradient de fraction de mélange sur la structure de flamme

et en particulier son influence sur la vitesse de propagation sont également mis en évidence (Kim et al., 2005).

De nombreuses études numériques complètent les observations expérimentales. Takahashi et Katta ont réalisé des simulations numériques directes (DNS) de flamme de diffusion avec différents combustibles (Takahashi & Katta, 2005). L'effet de la nature du combustible sur la structure et la stabilisation d'une flamme partiellement prémélangée a été étudié.

Notre étude est consacrée à la compréhension des mécanismes de stabilisation des flammes partiellement prémélangées. En effet, dans la configuration étudiée, les deux régimes de combustion, prémélangé et non prémélangé coexistent. Parmi les notions de combustion, une des premières à aborder est sans doute l'existence de ces deux régimes typiques, les flammes de prémélange et de diffusion. Dans le premier cas, les réactifs sont mélangés avant la zone de réaction. Dans le cas d'une flamme de diffusion, la zone réactionnelle se développe à l'interface stœchiométrique d'un mélange obtenu par diffusion moléculaire entre le combustible et le comburant.



Figure 1-1 : Photographies d'une flamme de bougie et d'une flamme issue d'un brûleur de type Bunsen.

Les flammes issues de brûleur de type Bunsen ou de bougie sont les exemples les plus représentatifs de ces deux régimes. Bien qu'étant les représentations les plus simples de chaque régime, ces structures de flammes sont déjà très complexes à comprendre.

Cette première partie du manuscrit expose en premier lieu les problématiques de la stabilité de flamme en régime non prémélangé. La stabilité des flammes prémélangées est ensuite présentée pour enfin détailler la particularité des flammes partiellement prémélangées.

I Stabilité de flamme en milieu non prémélangé

De manière générale, pour former une flamme de diffusion, les réactifs sont introduits séparément de part et d'autre de la flamme.

I.1 Structure d'une flamme de diffusion

La configuration la plus classique d'une flamme de diffusion est celle où seul le combustible est issu d'un injecteur, le comburant nécessaire à la réaction est alors fourni par l'air ambiant.

La réaction ne peut avoir lieu qu'à l'interface séparant le combustible et le comburant. Les profils de fraction massique sont représentés schématiquement sur la figure 1-2. Le taux de réaction des flammes de diffusion est principalement contrôlé par la diffusion puisqu'elle contrôle l'apport

des réactifs dans la flamme. La structure des flammes de diffusion est souvent décrite grâce au rapport des temps de diffusion et de réaction chimique par rapport au temps de convection de l'écoulement. Ces flammes n'ont pas la propriété de se propager puisqu'elles ne peuvent exister que dans la zone où les réactifs coexistent en proportion stœchiométrique.

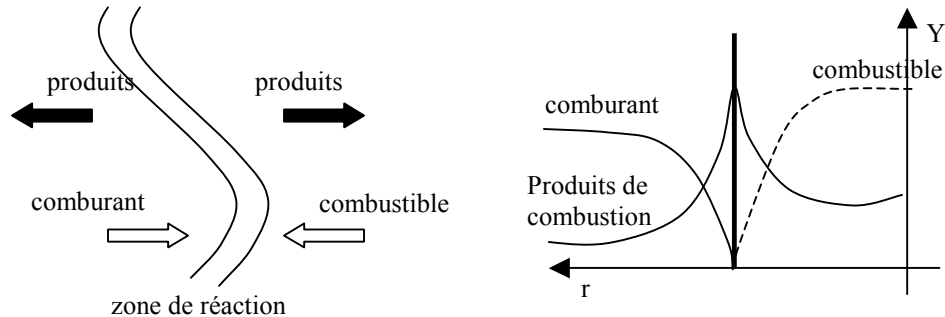


Figure 1-2 : Structure d'une flamme de diffusion.

La flamme de diffusion est composée de différentes zones (figure 1-3) : une zone centrale qui n'est composée que de combustible, une zone de réaction et la zone contenant les gaz chauds, produits de la combustion. En réalité, la réaction ne se produit pas uniquement le long de la ligne stœchiométrique mais dans la zone d'inflammabilité de part et d'autre de cette ligne. La combustion dans cette zone est alors incomplète et la flamme de diffusion produit des suies issues des molécules de carbone imbrûlées. Les flammes non prémélangées sont caractérisées par un panache jaune dû au rayonnement des suies.

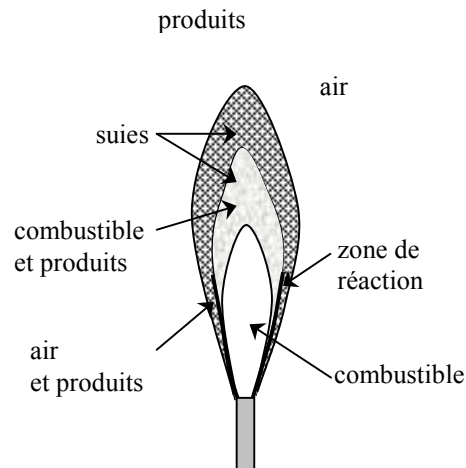


Figure 1-3 : Composition d'une flamme de diffusion.

I.2 Stabilisation d'une flamme de diffusion

Une flamme de diffusion se stabilise aux lèvres du brûleur (figure 1-4), si le brûleur est suffisamment bien profilé pour éviter la présence d'une zone de recirculation derrière les lèvres. Lors de la rencontre des jets de comburant et de combustible, une zone de mélange se crée et les réactifs diffusent plus ou moins l'un dans l'autre. Au milieu de la zone de mélange, il existe une ligne le long de laquelle la proportion de comburant et de combustible correspond à la stœchiométrie et permet la réaction.

Dans certaines conditions de l'écoulement, il est possible d'obtenir une flamme qui se stabilise au dessus des lèvres du brûleur (figure 1-5). La flamme est alors dite "suspendue".

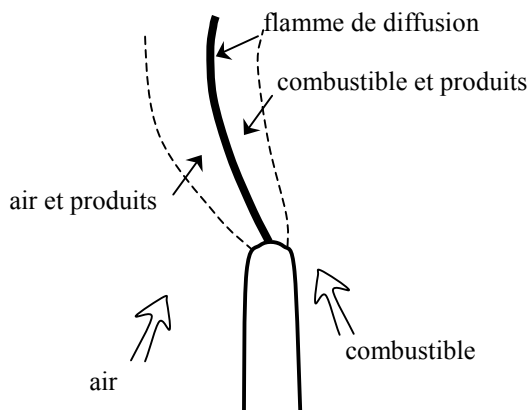


Figure 1-4 : Stabilisation d'une flamme de diffusion sur la lèvre d'un brûleur.

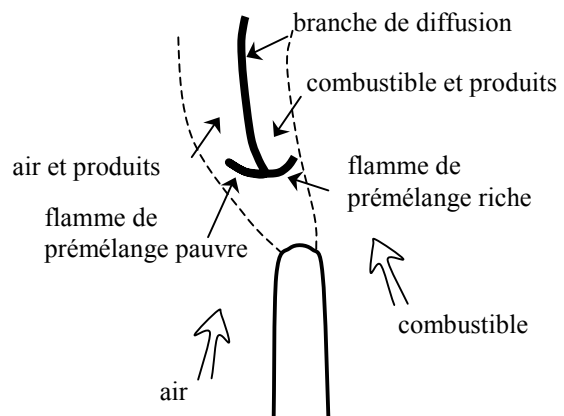


Figure 1-5 : Stabilisation d'une flamme de diffusion suspendue, formation d'une flamme triple.

Le comportement des flammes turbulentes suspendues dépend essentiellement de la vitesse du jet. L'évolution de la hauteur moyenne est quasi-linéaire en fonction de la vitesse de sortie des gaz, quelle que soit la nature du gaz (Kalghatgi, 1984). A partir d'une flamme de diffusion accrochée au brûleur, lorsque la vitesse d'éjection du combustible atteint une valeur critique ($U_0 > U_c$) la flamme se décolle naturellement du brûleur. Dans le cas d'une flamme initialement suspendue, il faudra diminuer la vitesse à une valeur U_c' inférieure à U_c pour accrocher la flamme. C'est le phénomène d'hystérésis. La transition de l'état accroché à l'état décollé a été décrite selon plusieurs mécanismes de décollage (Takahashi et al., 1990). Le premier mécanisme de décollage correspond à une rupture d'équilibre entre le jet d'air entraîné et la propagation de la flamme près des lèvres du brûleur. Un autre mécanisme d'instabilité est décrit comme une extinction partielle de la flamme qui peut alors soit se décoller directement, soit se scinder en deux parties. Dans ce dernier cas, la portion de flamme restant accrochée au brûleur s'éteint rapidement et une flamme suspendue est observée.

Une fois la flamme décollée et stabilisée au-dessus de l'injecteur, son aspect change de façon radicale. En effet, elle change notamment de couleur, elle devient essentiellement bleue en raison de l'émission de chimiluminescence des radicaux CH^* . Le mélange entre le combustible et l'oxydant est rendu plus efficace grâce aux fortes vitesses qui règnent dans le jet, et la production de suies tend à décroître. Cette configuration particulière de flamme suspendue pour laquelle coexistent des zones de combustion de pré-mélange et de diffusion, est souvent appelée flamme partiellement pré-mélangée ou flamme triple, sous certaines conditions. Cette structure de flamme sera décrite plus en détail à la fin de ce chapitre.

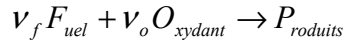
II Stabilité de flamme en milieu pré-mélangé

II.1 Structure d'une flamme pré-mélangée

Dans la configuration d'une flamme pré-mélangée, les réactifs sont mélangés avant la zone de réaction et la combustion a lieu lorsque ces réactifs atteignent une température suffisante, la

température d'auto-inflammation. Ces flammes ont la capacité de se propager dans l'espace. En effet, la couche de mélange en cours de combustion fournit de la chaleur à la couche de mélange de gaz frais voisine permettant ainsi son inflammation.

La combustion de type prémélangé est le résultat d'une combustion exothermique entre les réactifs.



Le taux de réaction est décrit par la loi d'Arrhenius :

$$\rho \dot{\omega} = \rho B N_o^{n_o} N_f^{n_f} \exp\left(\frac{-E_A}{RT}\right)$$

où $\dot{\omega}$ est le taux de réaction, représentatif du nombre de fois où la réaction se produit par unité de temps et de masse de réactifs, N_o et N_f sont les concentrations molaires des espèces, n_o et n_f , les ordres de réactions.

Ici, la réaction est décrite comme ne comportant qu'une étape. En réalité la transformation chimique nécessite un grand nombre d'étapes élémentaires faisant intervenir de nombreuses espèces intermédiaires comme les radicaux. Cette réaction induit deux phénomènes. Premièrement, lors d'une telle réaction, un dégagement de chaleur important a lieu dans une zone très restreinte de l'écoulement créant ainsi un gradient de température très élevé. Le rapport des températures des gaz brûlés (T_b) sur les gaz frais (T_u) est de l'ordre de 5 à 7, de fortes variations de masse volumique sont alors induites. Le deuxième phénomène consiste en une variation non linéaire du taux de réaction avec la température comme on peut le voir avec la loi d'Arrhenius. Mallard et Le Chatelier ont donné une première description de la structure de flamme (Mallard & Le Chatelier, 1883). Zeldovitch a ensuite étendu cette description en utilisant l'hypothèse de grande énergie d'activation. Le nombre de Zeldovitch est défini par :

$$\beta = \frac{E_A}{RT_b^2} (T_b - T_u)$$

Cette réaction se propage sous la forme d'un front mince qui consomme les réactifs et laisse en aval les produits de combustion. Ce front de flamme peut être considéré comme une surface de discontinuité séparant les gaz frais et les gaz brûlés. Pour un mélange réactif immobile dans un tube cylindrique, le front de flamme se propage des gaz brûlés vers les gaz frais à la vitesse S_L° .

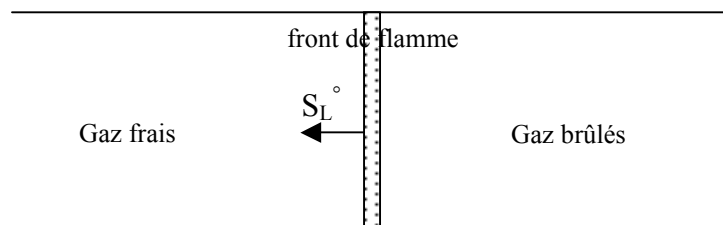


Figure 1.6 : Propagation d'un front de flamme dans un tube vertical.

La propagation est le résultat des réactions chimiques et des phénomènes diffusifs. Ce front de prémélange est caractérisé par la vitesse de propagation et par son épaisseur.

II.1.a Epaisseur de flamme laminaire

La zone de réaction est limitée à une couche de faible épaisseur. La région de la flamme correspond à la région présentant un gradient de température. Cette zone d'épaisseur δ_L est divisée en deux régions distinctes (figure 1-7):

- épaisseur de préchauffage δ_p où dominent les phénomènes de diffusion et de convection de masse et de chaleur, dans cette zone les réactions chimiques sont négligeables,
- épaisseur de réaction δ_R où le dégagement de chaleur se fait par les réactions chimiques exothermiques.

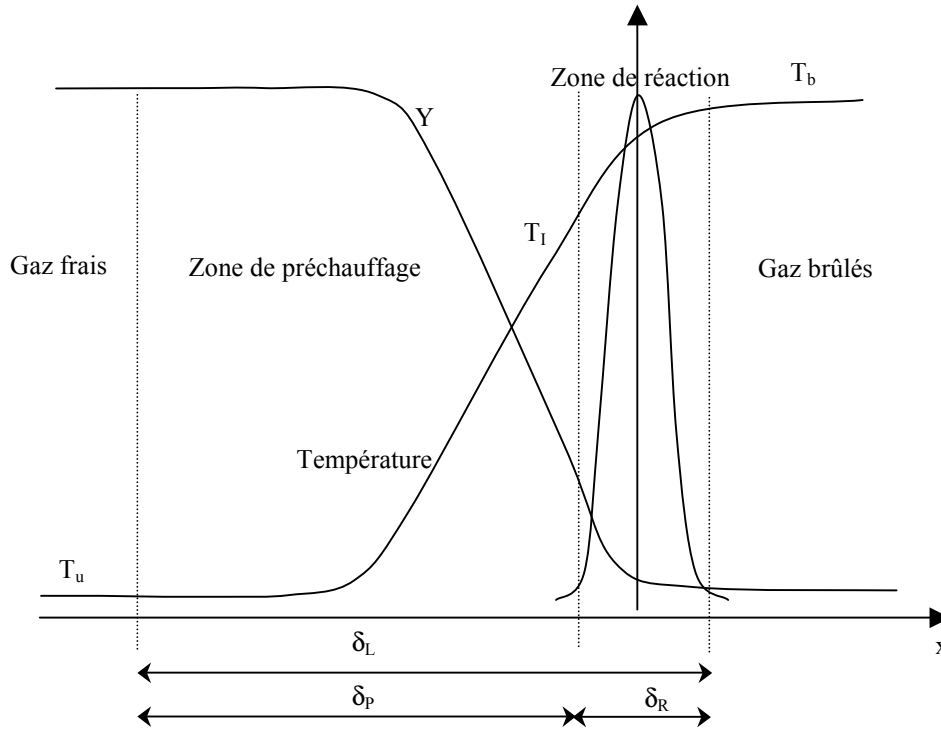


Figure 1-7 : Structure d'un front de flamme de prémélange laminaire.

L'épaisseur totale de la flamme est $\delta_R + \delta_p = \delta_L$. Cette épaisseur, introduite en premier lieu par Zeldovitch, est une grandeur caractéristique des flammes de prémélange laminaire. Dans le cas des grandes énergies d'activations ($\beta \rightarrow \infty$), δ_R , égal au rapport δ_p / β , devient négligeable devant δ_p . L'épaisseur est alors assimilée à la zone de préchauffage. Par analyse dimensionnelle, on peut écrire l'épaisseur de flamme :

$$\delta_L = \frac{\lambda}{\rho_u C_p S_L^o}$$

où λ est la conductivité thermique, C_p la chaleur spécifique, ρ_u la masse volumique du prémélange de gaz frais et S_L^o la vitesse de propagation de flamme laminaire. Cette quantité est représentative de l'épaisseur à l'intérieur de laquelle les gaz frais sont chauffés jusqu'à la température d'inflammation par la zone de réaction.

II.1.b Vitesse de flamme

Nous avons vu que la flamme de prémélange a la capacité de se propager dans un écoulement de gaz. La vitesse de propagation de flamme est donc une caractéristique essentielle pour définir une flamme de prémélange laminaire. L'étude des caractéristiques propagatives d'un front de flamme présente un intérêt particulier dans le cadre d'une étude de stabilité. En effet l'aptitude de la flamme à se propager avec une vitesse plus ou moins importante est un des mécanismes mis en jeu dans le processus de stabilisation.

La vitesse spatiale $\vec{w}$ est celle avec laquelle se propage une aire élémentaire dA de la surface du front de flamme dans le référentiel du laboratoire. Si le prémélange fluide est lui-même en mouvement à la vitesse $\vec{u}$, une vitesse de propagation de la flamme $\vec{V}_p$ est alors définie dans le référentiel du fluide en mouvement :

$$\vec{V}_p = \vec{w} - \vec{u}$$

Cette vitesse de propagation est dépendante des déformations locales du front de flamme, une vitesse de flamme plane laminaire non étirée S_L^o est définie.

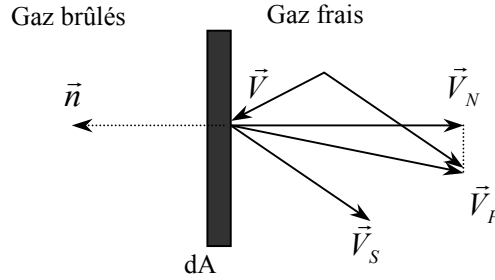


Figure 1-8 : Représentations des vitesses de l'écoulement de la flamme sur un élément de surface du front de flamme dA .

La vitesse fondamentale S_d de déplacement ou de propagation d'un front de flamme prémélangé laminaire est la composante normale de sa vitesse de propagation V_p dans le référentiel du fluide en mouvement. La projection de la vitesse de propagation sur la normale au front de flamme est notée $\vec{V}_N$ sur la figure 1-8: $S_d = \|\vec{V}_N\|$. Dans le cas idéal d'une flamme plane stabilisée sur un brûleur,

$$\vec{V}_p = \vec{V}_N = -\vec{u}$$

Cette vitesse de propagation de la flamme est définie relativement aux gaz frais (indice u) en écoulement à la vitesse $\vec{u}$, elle est notée $\vec{V}_p$ ou $\vec{V}_{pu}$. Une vitesse de propagation de la flamme relative aux gaz brûlés (indice b) en écoulement à la vitesse $\vec{u}_b$ est également définie:

$$\vec{V}_{pb} = \vec{w} - \vec{u}_b.$$

La conservation de la masse au travers du front de flamme permet d'écrire la relation suivante :

$$\rho_u V_{pu} \cos \alpha = \rho_b V_{pb} \cos \gamma$$

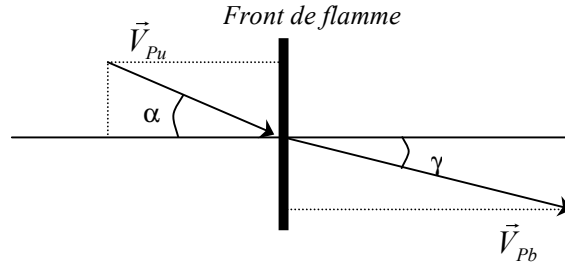


Figure 1-9 : Déviation des lignes de courant au travers du front de flamme.

En négligeant les forces de frottements et les forces à distance, l'équation de bilan de quantité de mouvement projetée tangentiellement sur le front de flamme s'écrit :

$$\frac{\partial(\rho V_{PN} V_{PT})}{\partial N} + \frac{\partial(\rho V_{PN} V_{PT})}{\partial T} = -\frac{\partial p}{\partial T}$$

où V_{PN} et V_{PT} sont les projections de la vitesse de propagation normalement et tangentiellement au front de flamme. Si on considère un front de flamme plan et si chaque point se trouve dans le même état, aucune variable ne dépend de la composante tangentielle, alors $\frac{\partial p}{\partial T}$ est nul et $\rho V_{PN} V_{PT}$ est constant à la traversée du front de flamme. Nous avons vu précédemment la relation $\rho_u \vec{V}_{Pu} \cos \alpha = \rho_b \vec{V}_{Pb} \cos \gamma$, ce qui permet d'écrire :

$$\rho_u \vec{V}_{PNu} = \rho_b \vec{V}_{PNb}$$

Sous ces conditions, la composante V_{PT} est alors constante au travers du front de flamme. Finalement :

$$V_{Pu} \sin \alpha = V_{Pb} \sin \gamma \text{ et } \rho_b \tan \alpha = \rho_u \tan \gamma.$$

II.1.c Expression analytique de la vitesse de flamme

Mallard et Le Chatelier en 1883 ont donné une première expression analytique de la vitesse de combustion laminaire d'une flamme plane (Mallard & Le Chatelier, 1883). Ces études ont été reprises par Zeldovitch qui a donné une expression de la vitesse pour de grandes énergies d'activation. Cette expression est fondée sur l'équilibre d'énergie dans la zone de préchauffage de la flamme. Cet équilibre s'effectue entre le flux de conduction issu de la zone de réaction et la chaleur quittant la zone de préchauffage par le flux convectif. Ce flux convectif est produit par le mouvement du front de flamme des gaz brûlés vers les gaz frais.

$$S_L^\circ = \frac{\rho_b}{\rho_u} \sqrt{Le^n \frac{D_{th}}{\beta^{n+1} \tau_R}}$$

avec D_{th} le coefficient de diffusion concernant le flux de conduction thermique, pris en compte dans les gaz brûlés, τ_R , le temps chimique, β le nombre de Zeldovitch, ρ_u et ρ_b les masses volumiques des gaz frais et des gaz brûlés. Le est le nombre de Lewis, rapport du coefficient de diffusivité thermique sur le coefficient de diffusion moléculaire D d'une espèce :

$$Le = \frac{\lambda_{th}}{\rho_u C_p D}$$

De manière générale, les expressions analytiques développées par différents auteurs mettent en avant une relation de proportionnalité entre la vitesse de propagation de la flamme et la racine carrée de la diffusivité thermique et du taux de réaction.

La composition et les caractéristiques thermodynamiques du prémélange agissent fortement sur la valeur de la vitesse de propagation de flamme. Les principaux paramètres à prendre en considération sont : la température, la pression, la dilution du mélange et la richesse. Des études expérimentales ont montré que la vitesse de propagation de flamme décroît lorsque la pression du mélange augmente et qu'elle augmente avec la température (Gu et al., 2000). Dans le cadre de notre étude, l'influence de la richesse va jouer un rôle prépondérant.

II.1.d Influence de la richesse sur la vitesse de flamme.

L'influence de la richesse sur la vitesse de flamme a été étudiée par de nombreux auteurs de manière expérimentale mais aussi à l'aide de simulations numériques. La figure 1-10 présente des résultats obtenus par différents auteurs. Pour toutes les études, un maximum de vitesse est obtenu pour une richesse de 1,1. La richesse du mélange influence donc la propagation de la flamme et lorsque l'on s'éloigne du mélange stœchiométrique, la vitesse de flamme décroît rapidement.

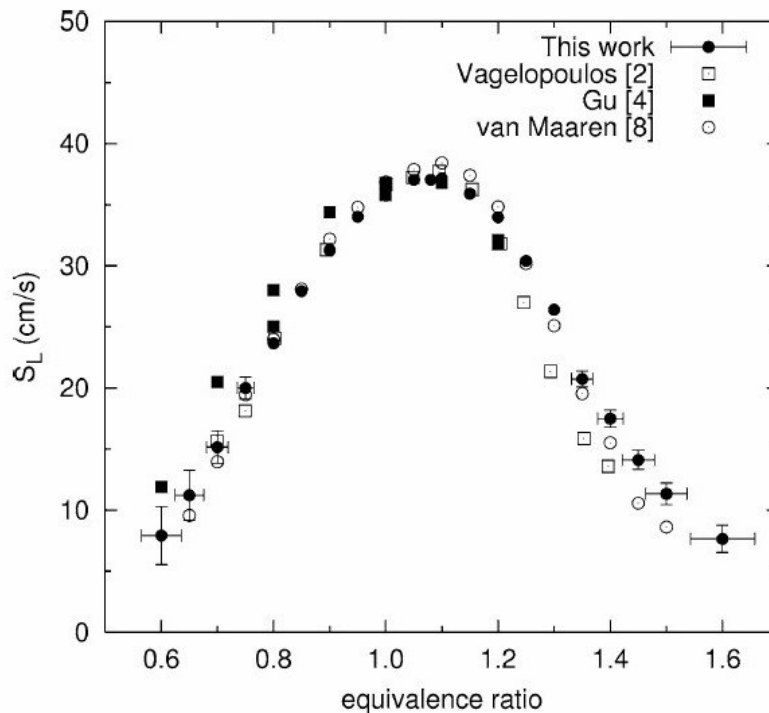


Figure 1-10 : Influence de la richesse sur la vitesse de propagation laminaire d'une flamme méthane-air (Boosschaart & de Goey, 2003).

II.1.e Influence de la courbure et de l'étirement sur la vitesse de flamme

La courbure et l'étirement sont des paramètres qui influencent la structure du front de flamme et donc sa vitesse de propagation S_d . La première formulation a été donnée par Markstein en 1964, et exprime la vitesse de flamme en fonction de la courbure en introduisant une grandeur caractéristique du mélange, $\mathcal{L}$, la longueur de Markstein (Markstein, 1964) :

$$\frac{S_d}{S_L^\circ} = 1 + \frac{\mathcal{L}}{\mathcal{R}} \quad (1)$$

La courbure h est définie par l'expression suivante :

$$h = \nabla_t \cdot \vec{n}$$

où $\vec{n}$ est le vecteur normal au front de flamme.

$$h = \left(\frac{1}{\mathcal{R}_1} + \frac{1}{\mathcal{R}_2} \right) = \frac{1}{\mathcal{R}}$$

$\mathcal{R}_1$ et $\mathcal{R}_2$ sont les deux rayons de courbures principaux de la surface de flamme tri-dimensionnelle et $\mathcal{R}$ le rayon de courbure total de la flamme. $\mathcal{R}_1$ et $\mathcal{R}_2$ correspondent au plus grand rayon de courbure de la surface et au rayon obtenu dans la direction perpendiculaire. Dans le cas d'un contour de flamme bi-dimensionnel défini par les coordonnées (x,y), on définit la courbure par la relation suivante où s est l'abscisse curviligne du front de flamme (Mokhtarian & Macworth, 1986) :

$$h = - \frac{\frac{dx}{ds} \frac{d^2 y}{ds^2} - \frac{dy}{ds} \frac{d^2 x}{ds^2}}{\left(\left(\frac{dx}{ds} \right)^2 + \left(\frac{dy}{ds} \right)^2 \right)^{3/2}} \quad (2)$$

Généralement on définit une courbure h positive pour une flamme convexe vers les gaz brûlés. Si le front de flamme peut être représenté en deux dimensions par des coordonnées (x,y) et se mettre sous la forme $y=f(x)$, le vecteur unitaire normal au front de flamme s'écrit alors (Poinsot et al., 1991):

$$\vec{n} = \left(\frac{-\frac{df(x)}{dx}}{\sqrt{\left(\frac{df(x)}{dx} \right)^2 + 1}}, \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{df(x)}{dx} \right)^2 + 1}} \right)$$

La courbure s'exprime par :

$$h = \nabla_t \cdot \vec{n} = \frac{\frac{d^2 f(x)}{dx^2}}{\left(\left(\frac{df(x)}{dx} \right)^2 + 1 \right)^{3/2}}$$

La relation donnée par Markstein ne tient pas compte des effets d'étirements. En 1982, Clavin et Williams suivis par Matalon puis par Clavin et Joulin définissent une relation qui lie la vitesse de flamme et l'étirement κ à la longueur de Markstein (Matalon 1982, Clavin & Joulin 1982).

$$S_d = S_L^\circ - \mathcal{L}\kappa$$

L'étirement κ est l'étirement global, il tient compte de la déformation du front de flamme due à l'écoulement et également à sa propre courbure. Le nombre de Markstein est inversement proportionnel à l'épaisseur de flamme, il est défini par :

$$Ma = \frac{\mathcal{L}}{\delta_L}$$

Le concept de l'étirement a été introduit par Karlovitz pour déterminer et quantifier la modification de la surface du front de flamme. La variation de la surface de la flamme est décrite par la notion d'étirement (approche de type flammelles). L'étirement est défini par la relation :

$$\kappa = \frac{1}{\mathcal{A}} \frac{d\mathcal{A}}{dt} = a_t + \frac{S_d}{\mathcal{R}}$$

où $\mathcal{A}$ est un élément de la surface de la flamme, a_t est le taux de contrainte, S_d la vitesse de propagation par rapport aux gaz frais, $\mathcal{R}$ le rayon de courbure. Cette quantité est représentative de l'étirement local subi par la surface de flamme se déplaçant dans l'écoulement à la vitesse S_d .

Lewis et Von Elbe ont dérivé cette expression pour l'appliquer à un écoulement à deux dimensions (Lewis & Von Elbe, 1987). La flamme rencontre alors un gradient de vitesse $\frac{dV}{dy}$ avec y la composante transversale de l'écoulement. Le taux d'étirement K est exprimé sous la forme :

$$K = \frac{\delta_L}{V} \frac{dV}{dy}$$

avec δ_L une épaisseur caractéristique du front de flamme.

Cette expression du taux d'étirement est cependant très restrictive puisqu'elle ne s'applique qu'à des configurations d'écoulement bi-dimensionnelles.

Matalon a introduit une expression de l'étirement indépendante du système de coordonnées (Matalon, 1983). L'étirement est considéré comme la modification de superficie d'un élément lagrangien de la surface du front de flamme.

Poinsot et al. ont repris cette formulation et l'ont exprimée à l'aide de variables directement mesurables dans l'écoulement (Candel & Poinsot, 1990). Un point appartenant au front de flamme se déplace perpendiculairement au front de flamme à la vitesse $\vec{w}$. L'étirement peut alors s'écrire :

$$\kappa = -\vec{n} \otimes \vec{n} : \vec{\nabla} \vec{w} + \vec{\nabla} \cdot \vec{w}.$$

Le front de flamme se propageant à la vitesse S_d , la vitesse $\vec{w}$ apparaît comme la somme de la vitesse locale du fluide $\vec{u}$, et de la vitesse de flamme S_d dans la direction normale avec $\vec{n}$, le vecteur normal au front de flamme.

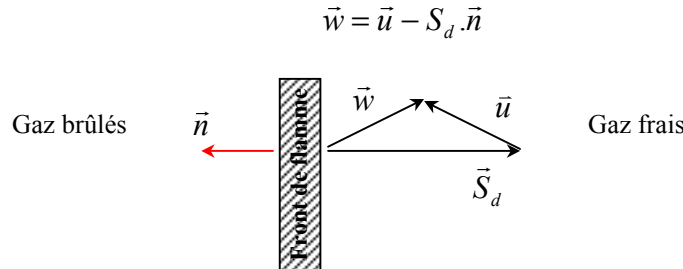


Figure 1-11 : vitesse de propagation et projection sur le front de flamme.

L'étirement κ de la flamme consiste en deux contributions : l'effet de la courbure de flamme et la déformation de la surface de flamme liée à l'écoulement.

$$\kappa = -\vec{n} \otimes \vec{n} : \vec{\nabla} \vec{u} + \vec{\nabla} \cdot \vec{u} - S_d (\vec{\nabla} \cdot \vec{n})$$

De nombreuses études expérimentales, théoriques ou numériques ont montré que pour un nombre de Lewis inférieur à l'unité, l'augmentation de l'étirement pouvait accroître le taux de réaction. Pour des valeurs critiques de l'étirement, il peut y avoir des phénomènes d'extinction locale.

La flamme se propage normalement à elle-même :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{n} = \vec{\nabla}_t \cdot \vec{n} = h.$$

Le terme $\kappa_c = -S_d(\vec{\nabla} \cdot \vec{n})$ est la contribution des effets de courbure à l'étirement de la flamme. Les deux premiers termes sont souvent regroupés sous la forme :

$$\kappa_s = -\vec{n} \otimes \vec{n} : \vec{\nabla} \vec{u} + \vec{\nabla} \cdot \vec{u} = \vec{\nabla}_t \cdot \vec{u}$$

C'est l'expression de la contrainte dans le plan tangent. L'étirement κ d'un front de flamme peut donc se calculer de la manière suivante :

$$\kappa = \kappa_s + \kappa_c = \vec{\nabla}_t \cdot \vec{u} - S_d h$$

Si le front de flamme peut être représenté par une courbe en deux dimensions par des coordonnées (x,y), la divergence de la vitesse des gaz frais de la vitesse sera alors calculée par rapport à l'abscisse curviligne s :

$$\vec{\nabla}_t \cdot \vec{u} = \frac{u_2 - u_1}{s_2 - s_1}$$

où 1 et 2 sont des positions adjacentes sur le contour de flamme et u est la vitesse des gaz frais en amont du front de flamme comme présentées sur la figure 1-12.

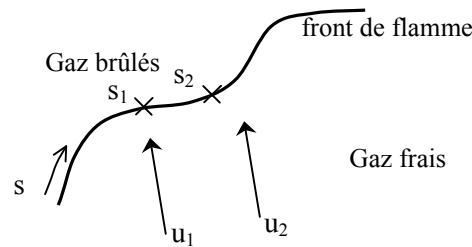


Figure 1-12 : vitesse des gaz frais en deux positions adjacentes sur le contour de flamme.

La relation de l'étirement avec la vitesse de flamme établie par Clavin ne tient cependant pas compte du taux de diffusion des réactifs au travers du front de flamme. En effet, la relation liant l'étirement à la vitesse de propagation n'est pas nécessairement simple et le nombre de Lewis a été introduit de manière à tenir compte de la diffusivité massique des réactifs.

L'analyse de Mikolaitis a mis en avant le fait que l'étirement n'était pas suffisant pour expliquer le comportement dynamique des flammes très fortement courbées (Mikolaitis, 1984). La courbure a donc été introduite dans la relation liant la vitesse de flamme à l'étirement comme un paramètre indépendant. Chung & Law ont repris cette analyse et ont exprimé la vitesse de propagation de la flamme à l'aide de deux termes, l'étirement κ et la courbure (Chung & Law, 1988) :

$$\frac{S_d}{S_L} = 1 + \delta_L (\nabla_t \cdot \vec{n}) + \left(\frac{1}{Le} - 1 \right) \left(\frac{\delta_L / S_L}{2T_{ad} / T_a} \right) \cdot \kappa$$

où T_{ad} est la température adiabatique de combustion et T_a la température d'activation.

De nombreuses études expérimentales et numériques ont été réalisées ces dernières années pour comprendre l'effet de l'étirement sur la vitesse de flamme (Bailot et al., 2002 ; Choi & Puri, 2003 ; Durox et al., 2001). L'étude expérimentale de Choi et al. met en avant le fait que la vitesse de flamme est dominée par des effets hydrodynamiques dans les régions planes et par l'influence d'une forte courbure dans les régions courbes (Choi & Puri, 2003). Ces régions fortement courbées sont les sommets et les bases de flammes dans une configuration de flamme stabilisée sur un brûleur. Dans les régions planes, les auteurs montrent que la relation de Markstein est vérifiée et que les valeurs de S_L° obtenues sont en accord avec la littérature. Dans les régions courbées de la flamme, la contribution des effets de courbure domine. La courbure joue donc un rôle essentiel dans la réponse de la flamme à l'étirement. Les auteurs observent que pour une flamme concave relativement au gaz frais (sommet de cône de flamme Bunsen), la vitesse de flamme est largement supérieure à la vitesse de flamme plane non étirée. Inversement, une courbure convexe (base de flamme) tend à décroître la vitesse de flamme.

L'étirement résulte non seulement de la distorsion de la surface de flamme sous l'influence de la contrainte et de la courbure mais il résulte également de l'effet de la diffusion préférentielle des espèces et de la chaleur au travers du nombre de Lewis. Tseng et al. ont étudié l'interaction de la diffusion préférentielle et de l'étirement par la comparaison de multiples combustibles présentant des nombres de Lewis différents (Tseng et al., 1993). Les auteurs ont pu ainsi montrer que l'effet de l'étirement sur la vitesse de flamme peut être retardé ou accéléré si la diffusion préférentielle est stable ($Ma > 0$) ou instable ($Ma < 0$).

Les précédentes études se sont concentrées sur les interactions de la vitesse de flamme et de l'étirement par comparaison de différentes régions et différentes natures d'écoulement en se basant sur l'approximation d'une surface de flamme infiniment fine. Cependant, Mukhopadhyay & Puri montrent que la prise en compte de l'épaisseur de flamme est un facteur très important dans l'estimation de l'effet de l'étirement sur la vitesse de flamme (Mukhopadhyay & Puri, 2003). Les valeurs de vitesses de flamme ainsi estimées grâce à une formulation basée sur la conservation de la masse au travers du front de flamme sont plus faibles et plus proches des résultats expérimentaux, en particulier dans les régions courbes. Dans les régions où l'étirement est faible, une relation linéaire classique entre la vitesse de flamme et l'étirement est confirmée.

Ces études sont complétées par Yokomori & Mizomoto qui étudient les variations de l'étirement et du nombre de Lewis le long de la surface de flamme (Yokomori & Mizomoto, 2003). Les études précédentes sont en effet basées sur des taux d'étirements et des températures constantes le long du front de flamme. Les auteurs montrent que la température de flamme est supérieure ou inférieure à la température adiabatique dans les régions courbées positivement ou négativement. Ils fournissent une nouvelle expression de la température en fonction de l'étirement en tenant compte non seulement de l'épaisseur de la flamme mais aussi des gradients d'étirement le long du front de flamme. Les auteurs obtiennent ainsi une meilleure prédiction de la température et montrent que les transferts de chaleur jouent un rôle très important dans l'estimation de la vitesse de flamme particulièrement lorsqu'il y a des changements rapides d'étirement.

II.2 Stabilisation des flammes de prémélange

En milieu prémélangé, on parle de stabilisation de flamme lorsque le flux de gaz frais prémélangé s'écoule dans une direction opposée à la propagation de l'onde de combustion et à une vitesse égale à la vitesse de propagation de la flamme (Glassman, 1987). La flamme devient alors stationnaire relativement au brûleur.

Dans le cas particulier d'un brûleur de type bec Bunsen (figure 1-13), on pourra dire que la flamme est maintenue stable si sa vitesse de propagation est équivalente à la vitesse de l'écoulement localement.

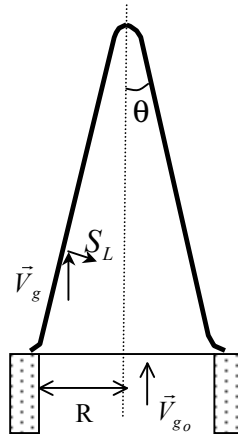


Figure 1-13 : Stabilisation d'une flamme sur un brûleur de type Bunsen.

La flamme est considérée comme conique et fait un angle θ avec la vitesse V_g de l'écoulement de gaz frais. On a alors :

$$\sin \theta = \frac{S_L}{V_g}$$

où S_L est la vitesse de propagation du front de flamme et V_g la vitesse de l'écoulement. Lorsque la vitesse de l'écoulement augmente, l'angle formé par le cône diminue. La composante de la vitesse de l'écoulement normale au front de flamme reste ainsi égale à la vitesse de propagation.

Cette formulation simplifiée met en avant le fait que pour un mélange donné et pour une vitesse de l'écoulement fixée, l'angle θ est constant, ce qui donne à la flamme une forme conique.

Toutefois, la répartition de vitesse du mélange réactif V_g n'est pas uniforme à la sortie du brûleur. En effet la vitesse est nulle ou très faible près des parois et maximale sur l'axe. Par ailleurs, pour une même section de l'écoulement, la vitesse de propagation de la flamme S_L n'est pas constante. En effet, le brûleur agit comme un puits de chaleur et de radicaux diminuant ainsi la vitesse de propagation. En particulier, les lèvres du brûleur et la région proche de la sortie de l'écoulement fournissent les conditions propices à la position de stabilisation.

Dans la configuration d'un brûleur de type Bunsen, telle que présentée sur la figure 1-13, on considère un écoulement de type laminaire. Comme le montre la figure 1-14, il peut exister deux points (S_1 et S_2) pour lesquels la vitesse de l'écoulement V_g est égale à la vitesse de flamme S_L si la vitesse de l'écoulement n'est pas trop importante par rapport à la vitesse de flamme. Malgré cela, ces points de fonctionnement sont des points instables car entre ces deux positions, la vitesse de flamme excède la vitesse de l'écoulement, la flamme peut donc remonter l'écoulement. Ces deux points existent pour plusieurs sections droites de l'écoulement, mais c'est pour la section la plus proche du brûleur où les deux courbes sont tangentes au point S que la flamme se stabilise.

Si la vitesse du gaz au centre de l'écoulement $V_g(0)$ est trop grande, ou si la vitesse S_L est trop faible, la stabilisation est impossible car les courbes V_g et S_L ne peuvent pas se couper, la flamme disparaît, c'est le soufflage (ou "blow out" en anglais).

Au contraire, si la vitesse V_g est trop faible, le point de stabilisation S devient trop proche des parois du bec, la flamme remonte alors l'écoulement et rentre dans le tube d'injection, c'est le retour de flamme (ou "flashback" en anglais).

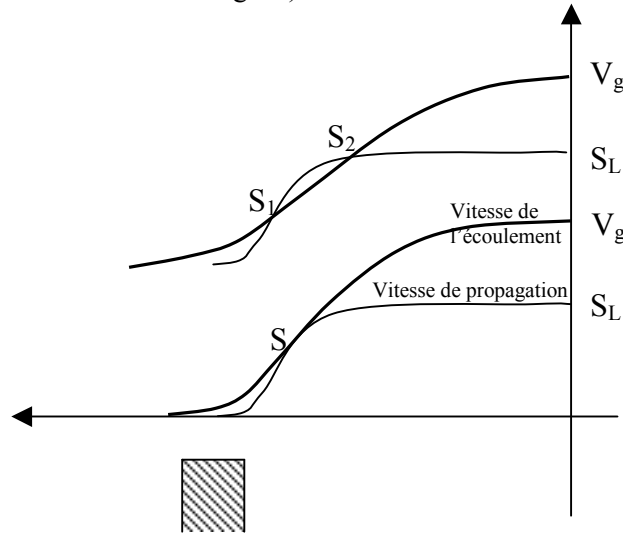


Figure 1-14 : Profil de vitesse de l'écoulement et de vitesse de flamme à la sortie d'un brûleur de type Bunsen.

On peut représenter qualitativement dans le plan richesse - vitesse de l'écoulement, le diagramme de stabilité d'un brûleur de type bec Bunsen (figure 1-15). On obtient alors le domaine d'existence d'une flamme sur ce type de brûleur. La combustion est stable pour un domaine compris entre deux courbes critiques : le soufflage et le retour de flamme.

Lorsque la richesse dépasse 1, une flamme de diffusion se forme autour de la flamme de prémélange et on ne peut plus parler de régime de combustion purement prémélangé.

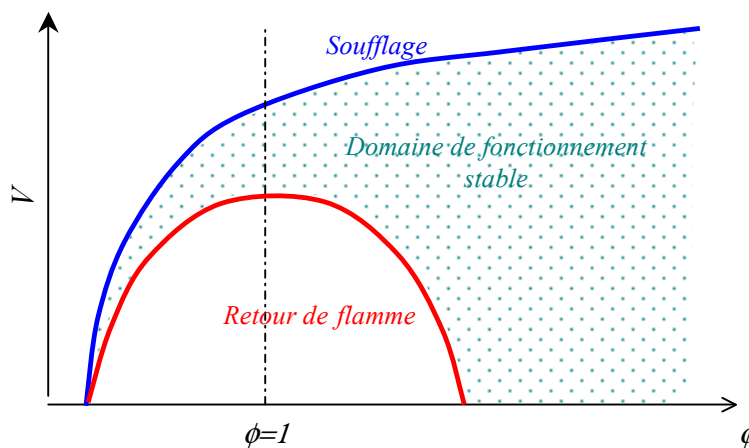


Figure 1-15: Représentation qualitative de la stabilité de la flamme sur un brûleur de type Bunsen dans le plan vitesse de sortie de l'écoulement-richesse du prémélange.

L'augmentation de la vitesse avec la richesse est plus rapide pour la limite de soufflage que pour la limite de retour de flamme. Au-delà de la stœchiométrie, la vitesse limite de soufflage

continue à croître tandis que la vitesse limite de retour de flamme décroît avec la richesse. Ce phénomène s'explique par le fait que le phénomène de décollement se produit dans l'air ambiant permettant la diffusion de l'air dans le prémélange de gaz et l'augmentation de la vitesse de flamme. Des expériences de décollement réalisées avec un écoulement annulaire extérieur d'azote ont montré que la vitesse limite de décollement présentait la même allure que la vitesse limite de retour de flamme en fonction de la richesse.

Ces remarques mettent en avant le fait que pour comprendre les mécanismes qui stabilisent une flamme, il est nécessaire de s'intéresser aux limites d'existence de ces mécanismes et donc aux limites de stabilité. L'étude des instabilités de combustion permet de comprendre les phénomènes physiques locaux qui sont responsables des limites de stabilité et donc de la déstabilisation d'une flamme.

II.3 Instabilités de combustion

Nous avons vu précédemment que la structure et la propagation des flammes de prémélange sont dues principalement aux phénomènes de convection, de diffusion, et de réactions chimiques. Ces réactions chimiques sont caractérisées par une grande énergie d'activation et un fort taux de dégagement de chaleur. Les flammes de prémélange sont généralement étudiées selon deux grandes directions. La première est de nature aérodynamique, la flamme est considérée comme une surface qui se propage à vitesse constante. La deuxième direction tient compte de la structure interne de la flamme.

Il a été reconnu que les flammes prémélangées pouvaient être profondément affectées par l'aérodynamique. Les phénomènes d'extinction, de stabilisation et de décollement ne peuvent être décrits sous l'hypothèse d'une vitesse de flamme constante. Il faut également tenir compte des variations de courbure de la surface du front de flamme. Le front de flamme laminaire est donc soumis à de nombreuses instabilités qui modifient sa structure.

II.3.a Instabilités hydrodynamiques de Darrieus et Landau

En 1938, Darrieus montre qu'une flamme plane vue comme une discontinuité hydrodynamique, est inconditionnellement instable. Quelques années plus tard, Landau parvient aux mêmes résultats. La flamme est assimilée à une surface de discontinuité séparant les gaz frais des gaz brûlés et se propageant à une vitesse normale constante, la vitesse de flamme laminaire S_L .

L'analyse de stabilité linéaire consiste à étudier l'évolution temporelle d'une perturbation infinitésimale, déplaçant le front en $x = \zeta$ (Clavin, 1985) :

$$\zeta(y, t) = A_k \exp(\sigma_k t + j\vec{k}\vec{y})$$

A_k est l'amplitude initiale, k est le vecteur d'onde et σ_k le taux de croissance de la perturbation. Il s'agit de déterminer si pour le nombre d'onde donné $k = \frac{2\pi}{\Lambda}$, la perturbation s'amplifie au cours du temps ($\text{Re}(\sigma_k)$ positif), ou au contraire se résorbe ($\text{Re}(\sigma_k)$ négatif). L'étude mathématique consiste à intégrer les équations d'Euler linéarisées au premier ordre dans les gaz frais et dans les gaz brûlés, en respectant les conditions aux limites à l'infini ainsi qu'à la traversée du front de flamme.

Le saut de vitesse normale à la traversée du front implique une déviation des lignes de courant vers la normale locale du front de flamme dans les gaz brûlés. Nous avons vu que la conservation de la masse et de la quantité de mouvement permettent d'écrire les équations :

$$\rho_u \vec{V}_{PNu} = \rho_b \vec{V}_{PNb}$$

$$\vec{V}_{PTu} = \vec{V}_{PTb}$$

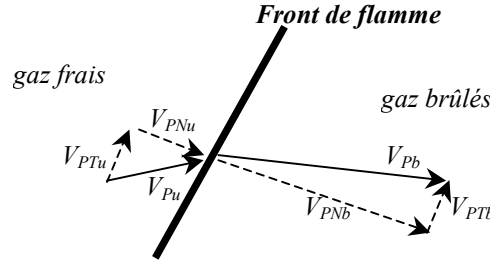


Figure 1-16: Divergence de l'écoulement à la traversée du front de flamme.

Le plissement du front de flamme produit une modification des lignes de l'écoulement. Il en résulte une convergence (divergence) de l'écoulement de gaz brûlés en aval des parties convexes (concaves) par rapport aux gaz frais. Cette modification de l'écoulement s'étend uniquement sur une distance Λ et plus loin, l'écoulement est uniforme et instationnaire. Les lignes de courant se courbent en générant des gradients de pression dans la direction parallèle au front de flamme. L'écoulement étant incompressible (les vitesses associées au processus de combustion étant suffisamment faibles pour que les effets de compressibilité soient négligés dans les gaz brûlés et les gaz frais), cette modification de l'écoulement se répercute en amont. L'écoulement de gaz frais est alors ralenti en face des parties convexes, et accéléré en face des parties concaves.

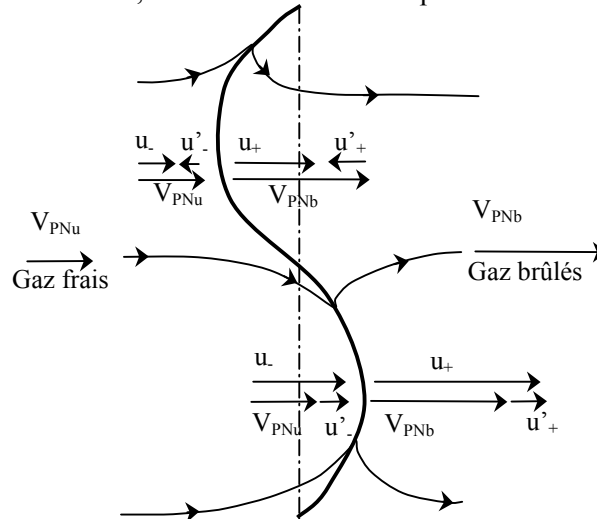


Figure 1-17 : Instabilités de Darrieus-Landau (V_{PNu} et V_{PNb} sont les vitesses non perturbées, les termes u'_- et u'_+ sont les perturbations de vitesses induites par le plissement).

Le champ de vitesse induit par le plissement rend le front de flamme instable à toute perturbation par rapport à sa position d'équilibre. Cette analyse implique un taux de croissance positif, quelle que soit la longueur d'onde de la perturbation.

La forme de la relation de dispersion peut être obtenue par analyse dimensionnelle. Celle-ci s'écrit :

$$\sigma_k = kV_{PNu}\Omega$$

$$\Omega = \frac{E}{E+1} \left[\left(\frac{E^2 + E + 1}{E} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right] \text{ avec } E = \frac{\rho_u}{\rho_b}$$

E est le coefficient de dilatation des gaz. Ω est une fonction positive pour E positif. La relation de dispersion présente une croissance linéaire du taux de croissance avec le nombre d'onde. Quand Λ tend vers 0, le taux de croissance diverge en $+\infty$. C'est la limite du modèle de Darrieus et Landau. Lorsque la longueur d'onde de la perturbation devient de l'ordre de l'épaisseur de la flamme, on ne peut plus assimiler la flamme à une simple discontinuité, il faut tenir compte de l'épaisseur de sa structure interne.

II.3.b Instabilités liées à la structure interne du front de flamme et instabilités intrinsèques à la combustion

Dans le cas d'une flamme alimentée par une réaction chimique à grande énergie d'activation, nous avons vu que la structure interne de la flamme se présente comme une zone d'épaisseur δ_L , lieu des gradients de température et de concentration d'espèces.

Instabilités thermodiffusives- Effet de courbure

Lorsque le front de flamme est plissé sous l'effet des transferts diffusifs selon une longueur d'onde de l'ordre de l'épaisseur du front de flamme, la courbure du front crée des gradients de température et de concentration.

Dans la partie du front convexe, par rapport aux gaz frais, le flux de chaleur évacue une partie de l'énergie dégagée par la réaction chimique pour la concentrer dans les parties concaves. Ainsi, la température de flamme diminue dans les parties convexes et augmente dans les parties concaves.

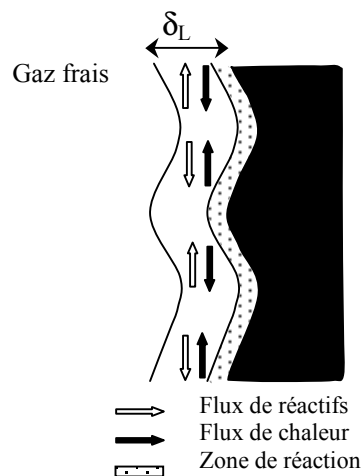


Figure 1-18 : Instabilités thermodiffusives-effet de courbure

Ces variations de température induisent des variations de vitesse de flamme : la flamme accélère dans les parties concaves et ralentit dans les parties convexes, résorbant ainsi la

perturbation initiale du front. Le flux de chaleur est donc stabilisant. Le profil des réactifs variant dans le sens opposé à celui de la température, le flux diffusif de réactifs produit l'effet inverse.

Aux petites longueurs d'ondes, la stabilité du front de flamme résulte d'une compétition entre ces deux flux diffusifs et donc dépend du nombre de Lewis, rapport des diffusivités thermiques et moléculaires. Si $Le > 1$, le flux de chaleur stabilise le front de flamme, si $Le < 1$, le flux diffusif de réactifs renforce l'instabilité.

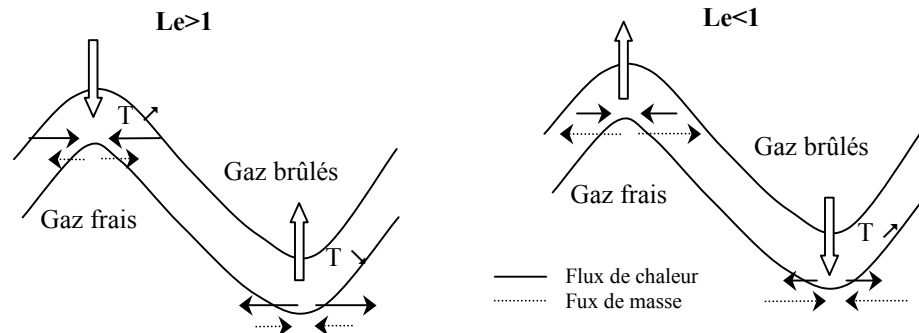


Figure 1-19 : Instabilités thermodiffusives- effet du nombre de Lewis.

Les études ne tenant compte que des instabilités de types thermo-diffusives ne sont pas rigoureuses. En effet, elles ne prennent pas en compte les effets couplés de l'hydrodynamique, qui sont pourtant dominants dans la combustion de gaz.

Effet de l'étirement des zones de réaction

Il a été vu que la première étude qui couple les effets hydrodynamiques et thermo-diffusifs a été effectuée par Markstein (Markstein, 1964). Markstein introduit une expression de la vitesse de propagation de flamme qui tient directement compte du rayon de courbure $\mathcal{R}$ du front de flamme. Une analyse de stabilité linéaire montre que pour $Ma > 0$, les petites longueurs d'ondes sont stabilisées, tandis que pour $Ma < 0$ la théorie prévoit un renforcement de l'instabilité hydrodynamique.

II.3.c Instabilités liées aux forces de gravités- Effet de l'accélération

Lorsque la flamme se propage verticalement, l'accélération de la gravité peut modifier le taux de croissance de l'instabilité. Le front de flamme est considéré comme une interface horizontale mince séparant les gaz frais et les gaz brûlés. Deux gaz de masses volumiques différentes sont soumis à un champ de pesanteur dirigé vers le bas.

La flamme sera stable si elle se propage vers le bas (gaz frais en dessous des gaz brûlés). Elle sera instable dans le cas contraire.

D'après Williams, l'échelle de longueur caractéristique de l'instabilité en présence de l'accélération gravitationnelle g est de l'ordre de $\frac{U_u S_L}{g}$ (Williams, 1985).

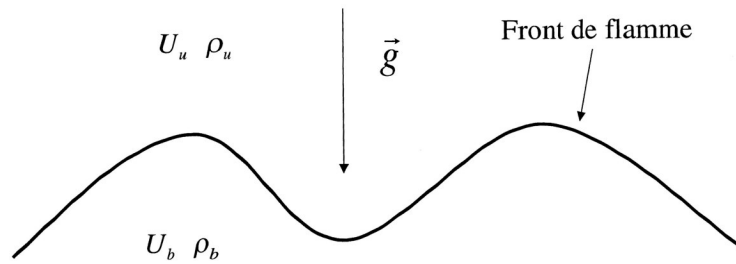


Figure 1-20 : Effet de la gravité sur le front de flamme.

II.3.d Effet de la convection naturelle sur le battement du front de flamme

Les gaz brûlés d'une flamme sont naturellement convectés vers le haut. Il se forme alors des rouleaux de convection constitués de gaz brûlés. Ces derniers reviennent au niveau de la flamme avec une certaine fréquence et provoquent un battement de la flamme (Durox et al., 1990; Toong et al., 1965, Matsumoto et al. 1982). La fréquence du battement du front de flamme est basse (de l'ordre de 10-20 Hz).

II.3.e Effet de la variation de la richesse locale

De nombreuses études se sont concentrées sur l'effet d'un gradient de richesse sur un front de flamme prémélangé. La majorité des travaux sont entrepris dans des configurations de flammes stratifiées, c'est à dire avec un gradient de richesse imposé vis-à-vis du front de flamme. Il y a donc deux manières d'imposer ce gradient de richesse : parallèlement ou perpendiculairement au front de flamme.

Les conditions de gradient perpendiculaire au front de flamme sont celles rencontrées dans les moteurs Injection Directe Essence (IDE). L'utilisation d'un gradient de richesse décroissant permet de réduire la richesse globale. Les différents travaux réalisés sur ces configurations montrent que la flamme se propage plus rapidement dans un milieu stratifié que dans un milieu homogène (Pires da Cruz et al., 2000).

Les études menées par Zhou et al. montrent que plus le mélange est hétérogène en richesse, plus le front de flamme se plisse (Zhou et al., 1998). La vitesse de propagation de flamme ne varie pas linéairement avec le degré d'hétérogénéité. Cette vitesse a tendance à augmenter en premier lieu puis présente un maximum avant de décroître.

Dans le cas d'un gradient de richesse parallèle au front de flamme, le front rencontre des zones de richesses différentes et ne se propage pas de la même manière sur toute sa surface. Les inhomogénéités de richesse induisent donc des gradients de vitesse au niveau du front de flamme. Ces variations vont alors augmenter le plissement du front de flamme. La figure 1-21 présente le comportement d'un front de flamme prémélangé initialement plan soumis à un faible gradient de richesse.

La propagation de la flamme est optimale sur la ligne stœchiométrique et décroît de part et d'autre. Dans certaines conditions et pour un gradient de richesse fort, une importante quantité d'imbrûlés provenant des zones de réaction se situant de part et d'autre de la ligne stœchiométrique se rejoignent et forment une queue de diffusion observable à l'arrière du front de flamme.

Cette structure réactionnelle particulière a été étudiée expérimentalement et numériquement par de nombreux auteurs. La configuration est alors celle d'une flamme partiellement prémélangée (§ III).

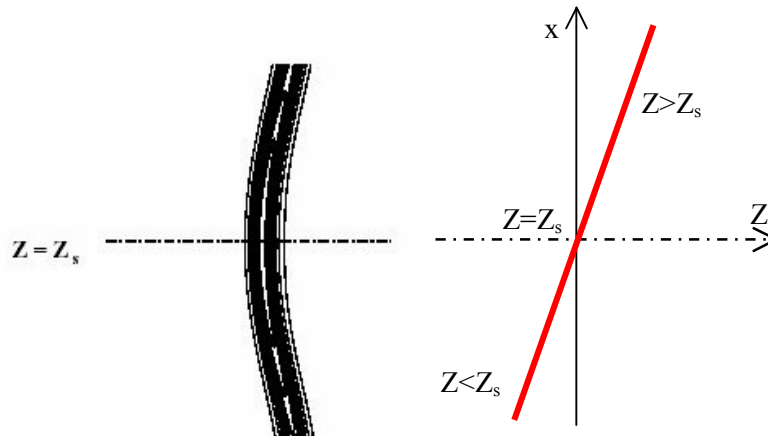


Figure 1-21 : Front de flamme soumis à un gradient de richesse- iso ligne du taux de réaction (Boulanger et al., 2002).

II.3.f Perturbations acoustiques extérieures

Les flammes sont sensibles aux perturbations extérieures, particulièrement aux perturbations acoustiques. Leurs couplages avec les ondes propres à la combustion produisent des instabilités de flamme (Bourehla & Baillot, 1998 ; Demare, 2003).

L'écoulement environnant (et donc les perturbations extérieures) altère la structure de la flamme par différents mécanismes : courbure de flamme, contrainte, et effets instationnaires.

Tous ces phénomènes d'instabilités sont responsables d'une modification de comportement des flammes. Sous l'effet de ces instabilités, les limites du régime de fonctionnement stable sont atteintes. Pour une flamme de prémélange la plus simple, on parle de retour de flamme ou de soufflage. Dans le cadre de cette étude, c'est le soufflage de flamme qui va nous intéresser particulièrement. En effet, pour des appareils domestiques, il est nécessaire de bien caractériser et maîtriser la limite de soufflage car elle représente une importante limite de sécurité. Avant d'atteindre le soufflage et l'extinction totale, certaines flammes de prémélange comme les flammes de brûleurs domestiques, se décolle du brûleur. Le passage d'une combustion stable à une combustion instable se fait par un décollement de flamme avant le soufflage.

II.4 Décollement de flamme

Les premières études de stabilisation de flammes laminaires prémélangées s'intéressant plus particulièrement au décollement de flamme, ont été réalisées par Lewis & Von Elbe (Lewis & Von Elbe, 1987). La description de la stabilisation d'une flamme sur le bord d'un brûleur est donnée sur la figure 1-22.

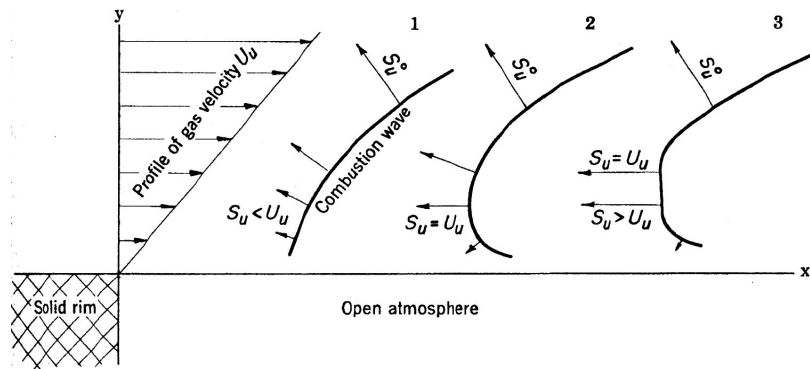


Figure 1-22 : Schéma de stabilisation d'un front de flamme (Lewis & Von Elbe, 1987).

Dans cette approche, les auteurs considèrent que l'écoulement de gaz sortant du tube présente un profil du type écoulement laminaire de Poiseuille. La vitesse des gaz est nulle aux lèvres du brûleur et augmente jusqu'à atteindre un maximum au centre du jet. Dans la région des lèvres du brûleur, la distance sur laquelle le profil de vitesse peut être considéré comme linéaire est très petite. Le diamètre du brûleur est suffisamment grand pour pouvoir considérer le profil de vitesse linéaire dans la région de stabilisation. La vitesse de propagation de flamme décroît le long du profil du front de flamme comme indiqué par la taille des vecteurs sur la figure 1-22. A une certaine distance du bord du brûleur, la vitesse S_u^0 maximale est atteinte.

Si le front de flamme est très proche des lèvres du brûleur (position 1), la vitesse de propagation est inférieure à la vitesse de l'écoulement pour toutes les lignes de courant. La flamme est repoussée par l'écoulement.

En s'éloignant du brûleur, la vitesse de propagation augmente car les pertes thermiques et radicalaires dues aux lèvres du brûleur décroissent. Une position d'équilibre est atteinte, pour laquelle la vitesse de propagation est égale à la vitesse de l'écoulement (position 2). Si l'on s'éloigne encore du brûleur (position 3), la vitesse de propagation devient supérieure à la vitesse de l'écoulement et le front de flamme revient à sa position d'équilibre (position 2).

Quand la vitesse de l'écoulement augmente, la position d'équilibre est décalée en aval du brûleur. La distance entre la flamme et le brûleur augmentant, le prémélange gazeux issu du brûleur est progressivement dilué par interdiffusion avec l'air ambiant. La vitesse de propagation sur la ligne de courant à l'extrémité du brûleur est alors modifiée. Les pertes thermiques et radicalaires de la flamme au brûleur diminuent lorsque la flamme s'éloigne du brûleur. Sous ces deux effets combinés, la flamme trouve une dernière position d'équilibre pour laquelle les effets de l'éloignement au brûleur sont contrebalancés par l'effet de la dilution par l'air ambiant. Si, enfin, la vitesse de l'écoulement excède en tout point la vitesse de flamme, la flamme se décolle puis elle est soufflée.

II.5 Limites de stabilité

Les points développés dans les paragraphes précédents mettent en avant la nécessité de bien comprendre les mécanismes de stabilité de flammes pour envisager de maîtriser les limites de stabilité. L'intérêt de bien comprendre les limites de stabilité est évident pour la conception d'un brûleur Bunsen mais également pour tous les brûleurs de flammes prémélangées. L'objectif est d'optimiser le fonctionnement en ayant la plus grande plage de fonctionnement possible, c'est-à-dire une gamme maximale de débit accessible sans rencontrer de problème de stabilité.

Dans le cas d'un brûleur de type Bunsen, la question est de savoir quel est le diamètre optimal de sortie pour une flexibilité maximale. Plusieurs règles ont été établies empiriquement. Le diamètre de sortie du brûleur doit être au minimum égal à la distance d'extinction (quenching distance), d_T . La distance d'extinction, est définie comme étant le diamètre maximum du tube qui ne permet pas le retour de flamme dans le tube. La flamme s'éteint car la diffusion des espèces et de la chaleur, deux mécanismes qui favorisent la propagation de flamme sont affectés par la réduction du diamètre du brûleur. Plus le diamètre est petit, plus le rapport de surface est grand, plus les pertes de chaleur et les collisions sont importantes. Un autre critère de stabilité est basé sur la vitesse de sortie de l'écoulement. Elle doit être au moins égale à deux fois la vitesse de propagation laminaire, sinon, aucun cône ne sera formé à la sortie du brûleur. La vitesse de sortie ne doit pas dépasser cinq fois la vitesse de flamme, sinon, le combustible pénètre le cône (Lewis & Von Elbe, 1987).

Si l'on considère le diagramme général de stabilité d'une flamme de prémélange (figure 1-15), une solution simple pour éviter le retour de flamme est de fixer la richesse à des valeurs suffisamment importantes pour ne pas rencontrer cette limite de stabilité dans la gamme de vitesse d'éjection considérée. Pour cela, le diamètre de sortie du brûleur et la vitesse d'éjection des gaz peuvent être fixés de manière à obtenir la richesse qui satisfait cette condition.

III Flammes partiellement prémélangées

Les deux premières parties de ce chapitre exposent la stabilité de flamme sous deux aspects distincts: les flammes non prémélangées et les flammes prémélangées. C'est en effet la manière la plus fréquemment utilisée pour exposer les problématiques liées à la combustion. Cependant, pour expliquer certains phénomènes de stabilisation, il a fallu introduire un nouveau régime de combustion qui s'impose comme une "passerelle" entre les deux régimes classiques. Ce nouveau régime appelé partiellement prémélangé s'est avéré être présent dans un très grand nombre de situations.

Le régime partiellement prémélangé est établi lorsque les deux régimes de combustion classiques, prémélangé et non prémélangé, coexistent. Ce type de combustion peut avoir lieu si l'écoulement est composé d'un mélange riche adjacent à un mélange pauvre. Les conditions de gradient de richesse ainsi créées permettent d'obtenir des flammes partiellement prémélangées. Ces flammes ont à la fois les propriétés des flammes prémélangées et des flammes de diffusion. L'intérêt de ce type de flamme est certain puisqu'on bénéficie des avantages de chaque régime de combustion en terme de sécurité, de contrôle des émissions et de stabilité de flamme.

Dans de nombreuses configurations propices aux flammes de diffusion, une zone de mélange entre les réactifs peut avoir lieu avant la zone de réaction (Muniz & Mungal, 1997 ; Lyons, 2000). Dans ces conditions, il s'agit de flammes partiellement prémélangées.

Le régime de flamme partiellement prémélangé se retrouve également lors des situations d'écoulements très perturbés où les flammes subissent des extinctions locales. Le réallumage de régions de flamme localement éteintes se fait souvent dans des conditions de flammes partiellement prémélangées (Favier & Vervisch, 2001 ; Lyons et al. 2005).

Nous verrons que les flammes partiellement prémélangées peuvent également être présentes dans une configuration initiale de prémélange (Plessing et al., 1998 ; Puri et al., 2001). En effet, si le prémélange de réactif est riche, une seconde zone de combustion de nature non prémélangée

entoure la zone de combustion prémélangée. Cette situation est également favorable à la présence simultanée des deux natures de flammes.

Dans la pratique, ces flammes sont présentes dans de nombreux systèmes de combustion allant des fours industriels aux brûleurs à gaz domestiques, mais également dans les systèmes de combustion mettant en œuvre des sprays de combustible, pour lesquels l'évaporation des gouttes combinée à un mauvais mélange permet d'obtenir des gradients de richesse importants.

III.1 Structure d'une flamme partiellement prémélangée

Les flammes partiellement prémélangées sont généralement décrites sous la forme d'une tête de flamme de prémélange éventuellement prolongée par une queue correspondant à une flamme de diffusion. On a vu que la flamme de prémélange peut elle-même être constituée d'une aile riche et d'une aile pauvre. La zone riche est déficitaire en oxydant et dépend alors de la zone pauvre pour l'apport en oxygène nécessaire à la combustion. En contrepartie, la zone pauvre bénéficie de l'apport de chaleur et de radicaux provenant de la zone riche, si bien que même si les conditions de richesse dans la zone pauvre sont en dessous des limites d'inflammabilité, la combustion peut avoir lieu.

La forme de la zone de réaction dépend du gradient de fraction de mélange qu'elle rencontre. Selon l'importance de ce gradient, une queue de diffusion peut apparaître. Cette zone de diffusion existe par la présence d'imbrûlés issus des branches de prémélange et qui diffusent normalement à la ligne stœchiométrique. Lorsque le gradient est suffisamment faible, la flamme admet une structure que l'on désigne par flamme triple. La flamme triple est composée de deux branches de prémélange, une branche de prémélange riche et une pauvre. Une zone de combustion de diffusion prend place entre ces deux branches de prémélange et les trois composantes de la flamme se rejoignent en un point commun appelé "point triple".

La flamme partiellement prémélangée peut également prendre une forme "ailée". Elle ne se compose alors plus que d'un noyau prémélangé suivi d'une queue de diffusion. Cette flamme est observée pour des gradients de fraction de mélange importants.

Cette structure bien particulière que l'on appelle flamme partiellement prémélangée peut être observée aussi bien lors d'une expérience de décollage de flammes de diffusion que lors d'une expérience où l'on introduit un prémélange riche dans un brûleur.

Les flammes partiellement prémélangées ont pu être observées lors d'expériences mettant en jeu des flammes de diffusion suspendue (figure 1-23). L'injecteur de combustible présente généralement un diamètre très faible (de 3 à 5 mm) et les auteurs utilisent un écoulement annulaire extérieur d'air. La flamme est suspendue assez loin de l'injecteur (hauteurs de suspension atteignant jusqu'à 10 cm) de telle manière que le mélange du réactif et du comburant se fasse et donne lieu à un gradient de fraction de mélange en amont de la flamme. Une flamme partiellement prémélangée suspendue en aval dans l'écoulement est alors observée.



Figure 1-23: Structure d'une flamme partiellement prémélangée - configuration initiale de diffusion (Chung & Lee, 1991).

Une autre possibilité pour obtenir des flammes partiellement prémélangées, est l'introduction dans un injecteur d'un mélange dont la richesse est supérieure à la stœchiométrie adjacent à un mélange pauvre.



Figure 1-24: Structure d'une flamme partiellement prémélangée - configuration initiale de prémélange (Lock et al., 2005).

Les flammes peuvent alors être accrochées au brûleur ou encore stabilisées en aval non loin de l'injecteur (Puri et al., 2001 ; Lock et al., 2005). Dans le cas d'une flamme suspendue, une flamme de prémélange riche est observée au centre de l'écoulement et une flamme de diffusion s'établit à l'extérieur. Une flamme de prémélange pauvre est observée à l'extérieur.

Si la flamme est stabilisée sur le brûleur, on observe une flamme centrale de prémélange riche entourée d'une flamme de diffusion. La flamme extérieure de prémélange pauvre existe si un mélange pauvre adjacent au mélange riche est introduit. En remplaçant le mélange pauvre par de l'air, une autre structure de flamme est observée. La flamme ainsi stabilisée sur le brûleur n'a plus de branche pauvre, on la définit alors par "flamme double" (Lock et al., 2005).

III.2 Stabilisation des flammes partiellement prémélangées

Le comportement des flammes partiellement prémélangées a été étudié par de nombreux auteurs car, comme on l'a vu, ces flammes sont présentes dans de nombreuses applications et jouent un rôle essentiel dans le phénomène de stabilisation.

Les premières théories concernant la stabilisation de flammes supposent que la turbulence permet de mélanger suffisamment les réactifs sur une distance qui sépare la flamme suspendue et le brûleur (Vanquickenborn & Van Tiggelen, 1966). L'extrémité de la flamme est considérée comme une flamme de prémélange se propageant à la vitesse S_T , vitesse de flamme turbulente. La flamme se stabilise alors à une hauteur H pour laquelle la vitesse de l'écoulement est égale à la vitesse S_T . Des études expérimentales ont par la suite montré que l'extrémité de la flamme ne se situait pas forcément dans une zone où le mélange est à la stœchiométrie.

Une autre approche propose que la stabilisation de la flamme est gouvernée par les grandes structures de l'écoulement qui se développent à l'interface entre le combustible et l'air (Broadwell J. E. & Breidenthal R. E., 1982). Ces grosses structures vont entraîner et brasser de l'air provenant de la périphérie du jet, des gaz brûlés issus de la combustion, et du combustible en excès. Selon les différents auteurs, si le temps de mélange de ces trois composés est suffisamment long pour permettre à la réaction chimique de s'établir, alors la stabilisation de la flamme est possible.

Par la suite, Peters et Williams ayant postulé que le mélange à la base de la flamme n'est pas réalisé parfaitement, proposent une analyse basée sur le concept de flammelettes (Peters et Williams, 1983). La flamme est considérée comme une flamme de diffusion pure. La combustion devient impossible dès que le taux d'étirement dépasse un seuil critique d'extinction. La stabilisation à la base de la flamme est alors contrôlée par le taux de dissipation scalaire χ .

$$\chi = 2D \cdot \left(\frac{\partial Z}{\partial x_i} \right)^2 = 2D \cdot |\nabla Z|^2$$

où Z est la fraction de mélange et D le coefficient de diffusivité massique.

L'arrêt de la combustion se produit lorsque le taux de dissipation scalaire instantané atteint une valeur critique.

Ces modèles tenant compte uniquement des propriétés propagatives ou des propriétés diffusives des flammes ont ensuite laissé place à des modèles de flammes partiellement prémélangées.

Plusieurs études expérimentales ont mis en avant le fait que les flammes de diffusion suspendues présentent en réalité une extrémité qui a un caractère propagatif. Par imagerie directe ou encore par Fluorescence Induite par Laser, la base de la flamme a été mise en évidence comme une région présentant une réactivité plus importante que les autres régions de la flamme partiellement prémélangée (Lee et Chung, 2001). Le niveau de mélange évolue très peu dans la zone de stabilisation ce qui signifie que la base de la flamme est pilotée par le régime de prémélange (Mansour, 2003). Cette partie propagative de la flamme se stabilise en équilibre avec la vitesse locale de l'écoulement et adapte sa structure en fonction de l'écoulement. Les observations expérimentales sont en accord avec les résultats de simulations numériques et montrent que la vitesse à la base de la flamme passe par une phase de décélération avant d'accélérer rapidement sous l'effet de l'expansion des gaz chauds (Mungal & Muniz, 1997).

Si l'on considère une flamme de prémélange soumise à un faible gradient de mélange et que l'on impose une légère augmentation de ce gradient, alors une flamme de diffusion peut apparaître en aval de la flamme de prémélange (Kim et al., 2005). Dans ces conditions, la flamme de prémélange est alors faiblement incurvée et l'effet de l'étirement est très faible, la zone de réaction de prémélange est donc peu modifiée. La réaction additionnelle d'une flamme de diffusion contribue à l'augmentation de la vitesse de propagation. En effet, la présence de la flamme de

diffusion résulte en une augmentation de la température des gaz brûlés en aval de la flamme de prémélange ce qui a pour effet d'augmenter l'expansion volumique des gaz et ainsi la vitesse de propagation de la structure.

Certaines flammes partiellement prémélangées sont donc constituées d'un front de prémélange courbé avec deux branches pauvre et riche, suivi d'une flamme de diffusion. Ce type de flamme a été décrit précédemment sous le terme de flamme triple et a fait l'objet d'une attention particulière ces dernières années concernant l'étude de sa structure et de sa stabilisation.

III.3 Flammes triples

Une des théories pour expliquer la stabilisation des flammes de diffusion suspendues repose sur le fait que le mécanisme de stabilisation est assuré dans un milieu partiellement prémélangé par une structure particulière de flamme, appelée flamme triple, qui se propage en amont de l'écoulement.

Expérimentalement, cette structure réactionnelle a été observée pour la première fois par Phillips dans une couche de mélange composée de méthane et d'air (Phillips, 1965). De nombreuses études aussi bien numériques (Ruetsch et al., 1995 ; Plessing et al., 1998 ; Puri et al., 2001) qu'expérimentales ont suivi (Kioni et al., 1999 ; Watson & Lyons, 2000 ; Lee et al., 1997).

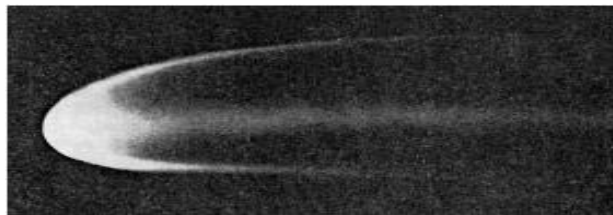


Figure 1-25: Observation d'une flamme triple (Phillips, 1965).

La flamme triple telle que décrite par Boulanger et al. est composée de deux branches de prémélange et d'une branche de diffusion (figure 1-26) (Boulanger et al., 2002). Les conditions de l'écoulement imposent un gradient de richesse en amont de la flamme, mettant ainsi en présence une zone de mélange riche ($Z > Z_s$) et une zone de mélange pauvre ($Z < Z_s$).

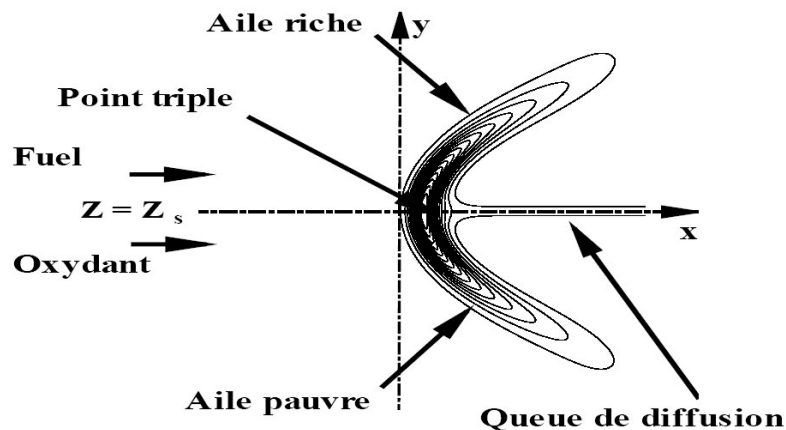


Figure 1-26 : Structure d'une flamme triple (Boulanger et al., 2002).

La structure d'une flamme triple repose en une flamme de diffusion le long de la ligne stœchiométrique avec une branche de prémélange riche et une branche de prémélange pauvre de chaque côté. Ces deux branches se rejoignent donc sur la ligne stœchiométrique en un point commun, appelé point triple. Le point triple est situé au croisement de la ligne de richesse stœchiométrique et du contour de flamme. Des études expérimentales et numériques ont montré que le point triple se propage le long de la ligne stœchiométrique (Qin et al., 2004). L'excès de combustible issu de la branche de prémélange riche et l'excès d'oxydant issu de la branche pauvre diffusent et donnent lieu à une queue de diffusion qui prend naissance au point triple.

Un grand nombre de travaux portent sur l'étude des caractéristiques des flammes triples. En utilisant des méthodes asymptotiques, les études analytiques ont apporté de nombreux éléments de compréhension de la stabilisation de ces flammes (Lee & Chung, 2001 ; Revuelta et al., 2002 ; Chen & Bilger, 2000). En utilisant le principe de similarité des jets, les auteurs prédisent la hauteur de stabilisation de la flamme et déterminent des critères de stabilité.

Lee et Chung montrent qu'une flamme obtenue avec un combustible dont le nombre de Schmidt est compris entre 0,5 et 1, comme c'est le cas du méthane, ne peut pas se stabiliser en aval de l'écoulement (Lee & Chung, 2001). Le nombre de Schmidt est défini par le rapport de la viscosité cinématique de l'air (ν_∞) sur la diffusivité massique du combustible (D_f) :

$$S_c = \nu_\infty / D_f$$

L'étude analytique montre que la vitesse de l'écoulement est croissante le long de la ligne stœchiométrique, ce qui est déstabilisant pour la flamme. Par la suite Ghosal et Vervisch, ont montré analytiquement qu'une flamme suspendue pouvait exister si le nombre de Schmidt est supérieur à une valeur critique S_{cr} qui est inférieure à 1 pour le méthane (Ghosal & Vervisch, 2001). Les résultats analytiques et numériques obtenus par Dold ont mis en avant le fait que la vitesse de flamme triple est plus faible que la vitesse fondamentale d'une flamme plane stœchiométrique et qu'elle est limitée par cette vitesse de référence (Dold, 1989).

Ces études asymptotiques ont le désavantage de ne pas prendre en compte l'effet de l'expansion thermique des gaz. Ce problème a été résolu par Ruetsch et al., qui parviennent à des conclusions différentes des auteurs précédents (Ruetsch et al., 1995). En introduisant l'effet du dégagement de chaleur sur la vitesse de flamme, les auteurs montrent que la flamme triple est principalement contrôlée par deux phénomènes, le taux de dégagement de chaleur et la courbure.

La chaleur dégagée par la flamme provoque une modification de l'écoulement. En effet, l'expansion thermique a pour effet une augmentation de la composante de la vitesse perpendiculaire au front de flamme à la traversée de la zone réactive, alors que la composante tangentielle est inchangée. L'augmentation de la composante perpendiculaire tend à rediriger l'écoulement vers la ligne centrale. Cette redirection est accommodée par une divergence des lignes de l'écoulement en amont de la flamme, et la vitesse dans cette région est alors plus faible. Les résultats obtenus par les simulations numériques de Ruetsch et al. mettent en avant cet effet (Ruetsch et al., 1995). La vitesse axiale de l'écoulement relevée à la traversée de la flamme triple le long de la ligne stœchiométrique est présentée sur la figure 1-27. Ce profil normalisé par la vitesse de propagation de flamme plane est comparé au profil de vitesse à la traversée d'une flamme prémélangée plane stœchiométrique (figure 1-27).

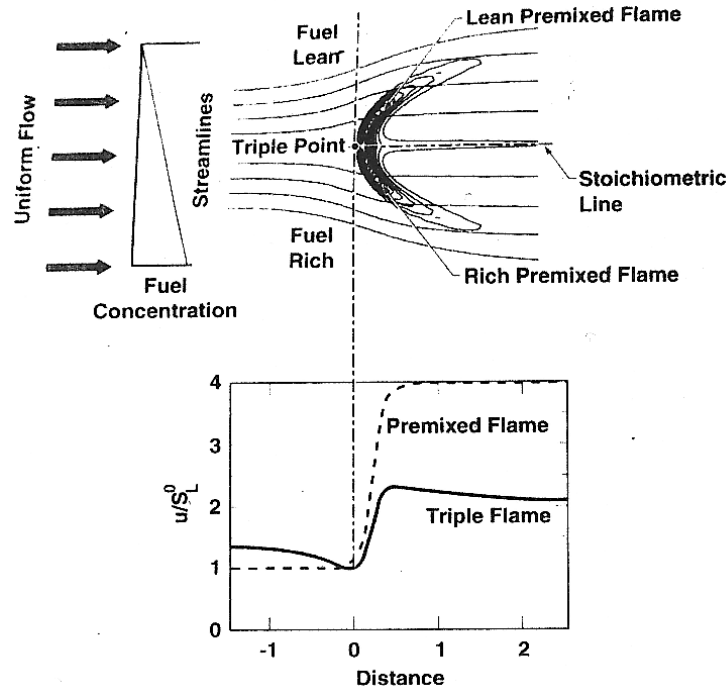


Figure 1-27: Structure d'une flamme triple et profil de vitesse sur l'axe dans le cas d'une flamme plane de prémélange et dans le cas de la flamme triple (Ruetsch et al., 1995).

Les auteurs font ici une distinction entre deux vitesses de propagation. D'une part, la vitesse locale de flamme mesurable juste en amont de la structure, qui contrôle le taux de réaction, et d'autre part, la vitesse de propagation de la structure globale mesurée plus en amont de l'écoulement.

Sous l'effet de l'expansion thermique, les lignes de courant de l'écoulement divergent en amont de la tête de la flamme, alors la vitesse décroît au niveau du point triple pour atteindre une valeur proche de celle d'une flamme plane laminaire à la stœchiométrie. La flamme se stabilise dans cette zone pour une vitesse de flamme en équilibre avec la vitesse locale de l'écoulement. Plusieurs auteurs ont mesuré la vitesse de l'écoulement dans cette zone et obtiennent effectivement des valeurs très proches de la vitesse de propagation d'une flamme plane laminaire (Plessing et al., 1998 ; Kioni et al., 1999).

Ruetsch et al. montrent que la vitesse amont maximale que peut supporter la flamme triple est proportionnelle à $\sqrt{\frac{\rho_u}{\rho_b}} \times S_L$ (Ruetsch et al., 1995).

Les résultats numériques obtenus par Ruetsch sont confirmés expérimentalement par Muniz qui ont mesuré par PIV la vitesse de l'écoulement à la base d'une flamme turbulente suspendue de méthane. Les auteurs montrent que la vitesse au point triple varie entre S_L^0 , la vitesse de propagation de la flamme plane stœchiométrique et $3S_L^0$, avec une distribution dont la valeur la plus probable est S_L^0 . Les auteurs observent que si la vitesse de l'écoulement dépasse $3S_L$, la flamme ne peut plus se stabiliser dans l'écoulement et elle est soufflée. Ce résultat est cohérent avec la vitesse amont maximum prédite par Ruetsch et al.. Watson et al. mesurent également une vitesse équivalente à $3S_L^0$ (Watson et al., 2000).

La courbure du front partiellement prémélangé dépend des vitesses de l'écoulement en amont et augmente avec le gradient de fraction de mélange qui est imposé devant la flamme. L'influence du gradient de concentration sur la vitesse de propagation n'est pas claire et toutes les études n'aboutissent pas aux mêmes conclusions. La plupart des auteurs annonce qu'en augmentant le gradient de fraction de mélange, la vitesse de propagation décroît (Ruetsch et al., 1995 ; Kioni et al., 1999). Kim et al. montrent qu'en utilisant une plage de variation large pour le gradient de mélange, la hauteur de stabilisation de la flamme triple diminue puis augmente (Kim et al., 2005). Il existe donc une vitesse de propagation maximale et un gradient de concentration critique. Au delà de cette valeur, une augmentation du gradient de concentration induit une diminution de la vitesse de propagation. Ce résultat est en accord avec de nombreux auteurs et peut s'expliquer par l'effet de l'éirement sur la vitesse de propagation d'une flamme courbée. En dessous de cette valeur critique, une augmentation du gradient de concentration induit une augmentation de la vitesse de propagation qui peut s'expliquer par la présence de la flamme de diffusion qui tend à augmenter la réactivité de la flamme.

Globalement, le dégagement de chaleur a pour effet d'augmenter la vitesse de propagation de la flamme. Ceci est dû à la redirection de l'écoulement en amont de la flamme. Les effets du dégagement de chaleur et du gradient de fraction de mélange sont interdépendants et une diminution du gradient de fraction de mélange implique une augmentation de vitesse de propagation. En effet, en diminuant le gradient de fraction de mélange, la structure de la flamme triple s'élargit ce qui accroît la redirection des lignes de l'écoulement en amont et donc accroît la vitesse de flamme (Ruetsch et al., 1995).

La structure de la flamme partiellement prémélangée ne dépend pas seulement des propriétés de l'écoulement telles que la vitesse et le gradient de fraction de mélange. En effet, plusieurs auteurs ont pu mettre en avant l'effet de la cinétique de réaction ou des échanges thermiques entre les zones de réactions ou encore l'effet de la convection naturelle sur la stabilisation de ce type de flamme.

La structure d'une flamme triple est caractérisée par les interactions entre les différentes zones de combustion. Des études numériques ont explicité les schémas cinétiques et mettent en avant des interactions fortes entre les trois branches composant une flamme triple (Azzoni et al., 1999). Il a également été observé expérimentalement que les concentrations en radicaux OH ne sont pas réparties de la même manière dans les trois branches de la flamme triple (Plessing et al., 1998). La structure de la flamme triple est influencée par les échanges thermiques entre les trois zones réactives. La cinétique propre à chaque réactif régit également la structure de la flamme triple. En effet selon la nature du réactif utilisé, les plages d'inflammabilité et les schémas d'oxydation sont différents si bien que la structure de la flamme est modifiée (Takahashi & Katta, 2005).

L'influence de la flottabilité sous l'effet de la convection naturelle des gaz chauds a été étudiée par Won et al. pour expliquer l'existence de flammes de méthane suspendues (Won et al., 2005). Ces flammes partiellement prémélangées sont obtenues à partir d'une flamme de diffusion entourée d'un écoulement extérieur d'air. L'effet de la flottabilité est pris en compte par le nombre de Richardson :

$$Ri = \frac{(\Delta\rho)gd_o}{\rho_u V_{go}^2}$$

Ce nombre est le rapport de la flottabilité causée par l'expansion thermique sur la quantité de mouvement du jet. $\Delta\rho$ est la différence des masses volumiques des gaz brûlés et des gaz frais, ρ_u la masse volumique des gaz frais, g l'accélération gravitationnelle, d_o le diamètre du jet, et V_{go} la vitesse d'injection. La flottabilité a pour effet de rediriger les lignes de l'écoulement vers le centre du jet et d'accélérer l'écoulement en amont de la flamme. Les auteurs montrent que la variation de vitesse de propagation lorsque la flamme se propage en amont est toujours supérieure à la variation de la vitesse de l'écoulement si bien que la position de stabilisation de la flamme est un point stable malgré l'augmentation de vitesse le long de la ligne stœchiométrique.

III.4 Des flammes triples aux extrémités de flamme

Lorsque le niveau de mélange de l'écoulement en amont de la flamme est suffisant, ce qui implique un gradient de fraction de mélange suffisamment faible, on a vu qu'une flamme partiellement prémélangée se développe et prend éventuellement la forme d'une flamme triple. Les ailes de prémélange de la flamme sont alors développées de part et d'autre de la ligne stœchiométrique. Un front de flamme partiellement prémélangé est formé et se courbe sous l'effet des vitesses de l'écoulement et du gradient de fraction de mélange.

Si le gradient de fraction de mélange devient important, la structure de la flamme triple est perturbée et les ailes de prémélange se referment sur la branche de diffusion (figure 1-28). Boulanger propose un scénario décrivant l'évolution de la topologie de la flamme lorsque le gradient de fraction de mélange croît (Boulanger, 2002).

La structure de flamme qui subit un fort gradient de fraction de mélange est composée d'une tête aux caractéristiques propagatives suivie d'une queue de diffusion. Cette flamme est désignée par le terme d'extrémité de flamme ou "edge-flame".



Figure 1-28: Iso-lignes du taux de réaction- Transition de la structure du front de flamme avec l'augmentation du gradient de mélange (Boulanger, 2002)

Peu d'études ont été mises en œuvre pour expliquer le comportement de ce type de structure. Hartley et Dold donnent quelques éléments de réponse à l'aide d'une étude analytique et numérique (Hartley & Dold, 1991). Les résultats de cette étude montrent que la vitesse de propagation de ce type de structure est plus faible que la vitesse de propagation de la flamme triple.

En pratique cette structure est souvent observée dans les écoulements turbulents. La flamme est alors tellement perturbée que les ailes de prémélange sont rabattues le long de la branche de diffusion.

C'est également ce type de structure que l'on peut observer dans le cas d'extinctions locales (Favier & Vervish, 2001 ; Lyons et al. 2005). Après rupture de la zone de combustion, les deux

extrémités de flamme formées présentent une structure de "edge-flame". Ces structures sont formées et se déplacent avec des vitesses de propagation négatives (dirigées des gaz frais vers les gaz brûlés) et se propagent ensuite dans l'écoulement jusqu'à rencontrer des conditions propices de stabilisation pour lesquelles la vitesse de flamme s'équilibre avec la vitesse locale de l'écoulement.

III.5 Flammes doubles

Les paragraphes précédents mettent en avant le fait que le régime de flamme partiellement prémélangé couvre un large domaine de flammes s'établissant dans différentes configurations d'écoulements. Ces flammes présentent toutes la particularité d'être constituées de zone de flamme prémélangée et de zone de flamme de diffusion, cependant la structure est modifiée en fonction des vitesses de l'écoulement et du gradient de fraction de mélange rencontrés par la flamme.

Un type particulier de flamme partiellement prémélangé est défini sous le terme de "flamme double". Ces flammes doubles ont pu être rencontrées dans des configurations de flammes de diffusion (Watson & Lyons, 1999). Lorsque l'écoulement est fortement turbulent, la branche de prémélangé riche, branche interne à l'écoulement de combustible, se replie le long de la branche de diffusion est ne peut plus être visualisée (figure 1-29).

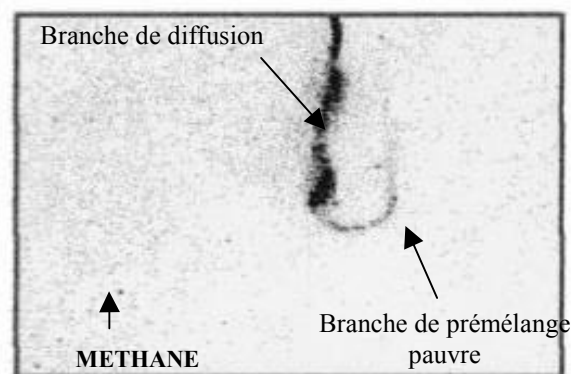


Figure 1-29 : Image de fluorescence du radical CH – extrémité de flamme double (Watson & Lyons, 1999).

La transition d'une flamme triple vers une flamme double a également été observée par la disparition de la branche de prémélangé pauvre. Qin et al. étudient la propagation d'une flamme triple initiée en aval d'un écoulement de prémélangé riche (Qin et al., 2004). La flamme se propage vers la sortie du brûleur et rencontre un gradient de fraction de mélange de plus en plus important si bien que la branche de prémélangé pauvre se replie le long de la branche de diffusion. Finalement, la flamme stabilisée aux lèvres du brûleur est alors une flamme double (figure 1-29). D'autres auteurs caractérisent cette flamme double directement à partir d'une flamme stabilisée aux lèvres d'un brûleur en introduisant un mélange riche à l'intérieur d'un écoulement d'air (Shu et al., 1998 ; Lock et al., 2005).

Mise à part la disparition de la branche riche ou de la branche pauvre, les propriétés de ces flammes doubles sont très proches des flammes triples (Puri et al., 2001). C'est typiquement ce type de flamme composé d'une branche de prémélangé riche enveloppée d'une zone réactionnelle de diffusion que l'on va retrouver dans la configuration des brûleurs domestiques. En effet, nous

allons voir que l'introduction d'un prémélange riche par les fentes de sortie du brûleur laisse place à des flammes partiellement prémélangées constituées d'une flamme centrale de prémélange enveloppée d'une seconde zone de combustion de type diffusion, comme représentée sur la figure 1-30. Ces deux zones de combustion se rejoignent en un point et forment alors une flamme double telle que décrite précédemment.

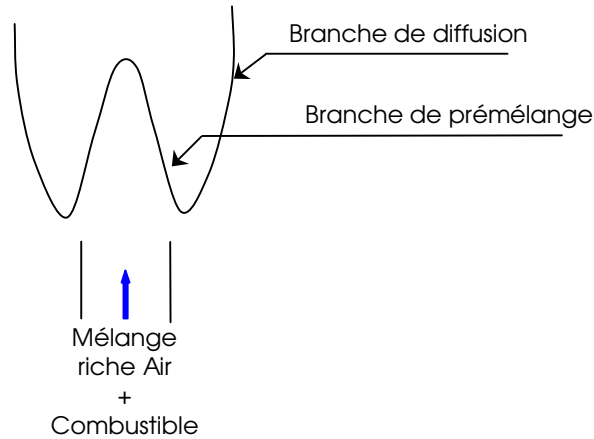


Figure 1-30 : Structure de flamme double stabilisée sur un brûleur.

Dans cette première partie du manuscrit, les propriétés ainsi que le mode de stabilisation de chaque type de combustion, prémélangée et diffusion, ont été exposées. La flamme de diffusion peut être stabilisée par accrochage au nez du brûleur ou encore en suspension dans l'écoulement de gaz. Les mécanismes de stabilisation diffèrent selon les situations et nous avons vu que le comportement des flammes suspendues dépend essentiellement de la vitesse du jet. La flamme de prémélange est caractérisée par des propriétés particulières telles que son épaisseur ou la capacité de se propager. Cette flamme se stabilise par l'équilibre de sa vitesse de propagation et de la vitesse de l'écoulement. La vitesse de l'écoulement est définie par la géométrie de l'injecteur et nous avons vu que la définition et la compréhension des limites de stabilité sont alors nécessaires pour le fonctionnement en régime stable d'un brûleur.

La flamme double, tout comme les flammes partiellement prémélangées en général, combine les propriétés de chaque type de flamme, prémélange et diffusion. En effet, ces flammes bénéficient d'une zone de réaction définie spatialement avec la capacité de se propager et la combustion est complétée par une flamme de diffusion. Les nombreuses études réalisées dans les années 90 portant sur les flammes partiellement prémélangées et les flammes triples ont permis de mieux comprendre ce type de combustion qui intervient dans de multiples applications courantes. Ces travaux ont été complétés par des études plus récentes et les mécanismes de stabilisation des flammes triples ont été approfondis.

Nous pouvons désormais nous appuyer sur ces récents acquis concernant la combustion en régime partiellement prémélangée pour apporter un regard nouveau sur les flammes de type double générées par les brûleurs domestiques.

Chapitre 2 Brûleurs domestiques

L'utilisation du gaz naturel comme combustible a connu une augmentation considérable ces dernières décennies grâce à son faible coût et sa facilité d'utilisation. Après la baisse d'activité qui a suivi le passage du gaz manufacturé au gaz naturel, les services de Recherche et Développement (R&D) se sont à nouveau intéressés à la conception de brûleurs domestiques au gaz naturel. Les avancées ont été considérables dans le domaine de la conception et des nouveaux designs de brûleurs plus compacts et plus performants ont été mis au point. L'utilisation de brûleurs au gaz est ancienne et de nombreuses expériences ont permis d'appréhender le fonctionnement des brûleurs domestiques. Malheureusement, les connaissances actuelles sur la combustion dans le domaine des brûleurs domestiques sont essentiellement empiriques et une compréhension détaillée des phénomènes physiques mis en jeu devient nécessaire pour développer de meilleurs produits. Actuellement, les constructeurs de brûleurs domestiques cherchent à mettre au point des produits toujours plus innovants, plus sûrs et plus performants tout en garantissant la stabilité de flamme dans toutes les conditions de fonctionnement.

Pour les brûleurs à mélange préalable, et en particulier pour les brûleurs domestiques, la maîtrise de la stabilité de flamme s'avère être un critère de première importance qui nécessite de s'appuyer sur la compréhension des phénomènes physiques responsables de la stabilisation des flammes. Ce chapitre expose le fonctionnement d'un brûleur à gaz domestique et détaille l'approche utilisée lors de cette étude pour décrire la stabilité des flammes de brûleurs domestiques et plus spécifiquement des brûleurs de cuisson.

I Conception de brûleurs domestiques

Les études menées dans les années 70 et 80 sont nombreuses (Deschamps, 1984 ; Jones, 1991). Elles ont été principalement initiées par les problématiques d'interchangeabilité des gaz. En effet, lors du passage du gaz manufacturé au gaz naturel, les constructeurs ont dû se pencher sur les problèmes de stabilité de flammes sur les brûleurs domestiques. Cependant, l'état des connaissances ainsi que l'avancement des moyens expérimentaux de l'époque ne permettaient pas d'explorer en détail et de comprendre les mécanismes physiques qui pilotent la stabilisation de ces flammes sur un brûleur. Dans les années 90 quelques travaux ont permis de mieux comprendre la structure de ce type de flammes en particulier sur des brûleurs de chaudières (Larass, 2000) ou encore d'étudier en détail la dynamique de l'écoulement à l'intérieur du corps d'un brûleur de cuisson (Serres, 2001).

Le premier chapitre (§II.5) expose le fait que pour concevoir un brûleur à flamme de prémélange il est nécessaire de tenir compte des limites de stabilité. En effet, pour fixer le diamètre de sortie optimal d'un simple brûleur de type Bunsen, nous avons vu qu'il faut considérer la

richesse et la vitesse de sortie du prémélange de manière à obtenir une plage de stabilité assez large sans rencontrer le retour de flamme ou son décollement.

En considérant un brûleur de cuisson à induction comme un simple tube injecteur de gaz, son comportement est très similaire à celui d'un brûleur de type Bunsen comme le montre la figure 2-1 (Glassman, 1987).

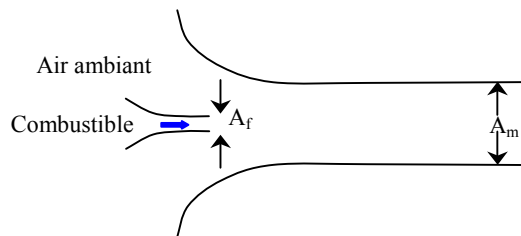


Figure 2-1 : Schéma du système d'éjection de gaz pour un brûleur de cuisson domestique.

La conservation de la masse permet d'écrire que le flux de quantité de mouvement du mélange est égal au flux de quantité de mouvement du combustible issu de l'injecteur :

$$\begin{aligned}\dot{m}_m \cdot u_m &= \dot{m}_f \cdot u_f \\ u_m \cdot (\rho_m \cdot A_m \cdot u_m) &= (\rho_f \cdot A_f \cdot u_f) \cdot u_f \\ \rho_m \cdot u_m^2 &= \alpha_s \cdot \rho_f \cdot u_f^2\end{aligned}$$

avec $\dot{m}$ le débit massique, u la vitesse d'injection, ρ la masse volumique, A l'aire de la section considérée et α_s , le rapport des sections A_f/A_m . Les indices m et f sont respectivement attribués au mélange et au combustible.

De la même manière que pour un brûleur de type Bunsen, si l'on considère le diagramme général de stabilité d'un brûleur à flamme de prémélange (figure I-15), une solution simple pour éviter le retour de flamme est de fixer la richesse à des valeurs suffisamment importantes pour ne pas rencontrer cette limite de stabilité dans la gamme de vitesse d'injection. Pour cela, le diamètre de sortie de l'injecteur de gaz (A_f) est fixé de manière à obtenir une richesse qui satisfait cette condition.

Les concepteurs de brûleurs domestiques doivent également s'assurer du bon fonctionnement des appareils pour une modification de la composition du combustible. Un changement de nature du combustible induit une modification du mélange réalisé par induction dans le tube. La richesse de fonctionnement est alors modifiée. Le rapport volumique combustible sur mélange total (air et combustible) s'écrit :

$$\left(\frac{F}{M} \right)_v = \frac{u_f \cdot A_f}{u_m \cdot A_m}$$

Avec l'équilibre des quantités de mouvement, le rapport combustible sur mélange devient :

$$\left(\frac{F}{M} \right) = \sqrt{\alpha_s \cdot \frac{\rho_m}{\rho_f}}$$

En considérant que le mélange d'air et de combustible est constitué majoritairement d'air, le rapport volumique combustible sur mélange total est proche du volumique combustible sur air.

Pour ces hypothèses, un changement de quantité de combustible ne modifie pas la densité du mélange de façon significative et :

$$\left(\frac{F}{A}\right) = \sqrt{\alpha_s \cdot \frac{\rho_m}{\rho_f}}$$

Pour deux combustibles de natures différentes, le rapport stœchiométrique (volumique) combustible sur comburant est proportionnel à l'inverse de la masse moléculaire du combustible et donc à l'inverse de la masse volumique de combustible :

$$\left(\frac{F}{A}\right)_{ST} \propto \frac{1}{\rho_f}$$

La richesse peut alors s'écrire :

$$\Phi = \frac{F/A}{(F/A)_{ST}}$$

$$\Phi \propto \frac{\sqrt{\alpha_s \cdot \rho_m / \rho_f}}{1/\rho_f} \propto \sqrt{\alpha_s \cdot \rho_f \cdot \rho_m}$$

Ce résultat met en avant le fait que si l'utilisateur du brûleur doit passer d'un combustible de masse volumique importante à un combustible de masse volumique plus faible, la richesse diminue. Pour un même brûleur, la richesse de fonctionnement optimale est décalée vers les faibles richesses comme le montre la figure 2-2. La flamme peut alors être soumise aux problèmes de retour de flamme et le fonctionnement stable a lieu sur une plage de débits plus faibles.

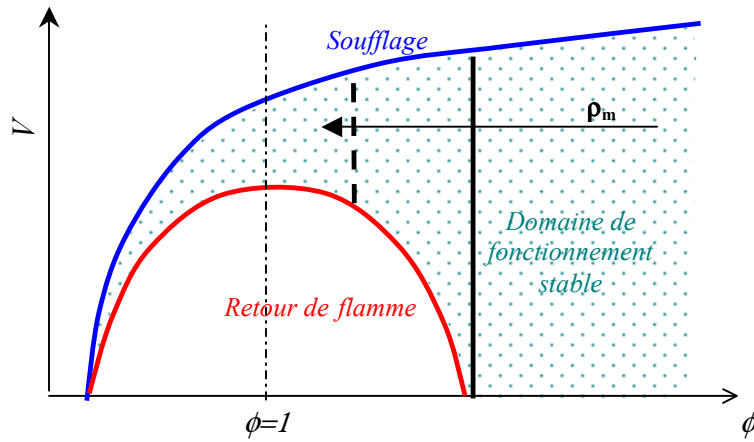


Figure 2-2: Représentation qualitative de la variation du domaine de stabilité de la flamme dans le plan (vitesse de sortie de l'écoulement-richesse du prémélange) avec la masse volumique du combustible.

Lors du passage d'un combustible lourd à un combustible léger, comme cela a été le cas lors du passage du gaz manufacturé au gaz naturel, il est nécessaire de modifier le brûleur en agrandissant les fentes de sorties du brûleur, ce qui revient à augmenter le coefficient α_s , pour pouvoir fonctionner à une richesse optimale, c'est-à-dire sans rencontrer le retour de flamme.

La conception des brûleurs à induction atmosphérique doit donc se faire tout en respectant les contraintes imposées par les limites de stabilité. Comme cela a déjà été exposé, le brûleur doit permettre de fonctionner dans une plage suffisamment importante sans rencontrer de limites de stabilité comme le soufflage de flamme ou le retour de flamme. La géométrie mise au point par le concepteur de brûleur doit être testée suivant la norme EN 437 avant la commercialisation. Pour cette certification, la sensibilité d'un brûleur fonctionnant au gaz naturel (gaz de la deuxième famille) est testée avec des gaz de compositions différentes référencées (Journal Officiel de l'Union Européenne, 2003):

- le G231 (15 % N_2 et 85 % de CH_4) est le gaz limite de décollement de flamme, il permet d'évaluer la résistance des flammes au soufflage,
- le G20 (méthane pur) est le gaz de référence,
- le G222 (23 % H_2 et 77 % de CH_4) permet de tester la sensibilité du brûleur au retour de flamme,
- le G21 (13 % C_3H_8 et 87 % de CH_4) est le gaz limite de combustion incomplète et de charbonnement.

Le brûleur est testé avec ces gaz, et s'il permet une combustion stable sans observer le retour de flamme, ni le décollement de flamme, ni la présence de suies, la configuration du brûleur est validée pour fonctionner avec du gaz naturel de réseau.

D'autres contraintes sont imposées au concepteur de brûleurs domestiques. En effet, le brûleur doit permettre le respect de la puissance de fonctionnement, quelque soit le gaz utilisé. Un type d'injecteur avec un réglage particulier doit pouvoir fonctionner avec une famille de gaz. Une famille de gaz regroupe des gaz de différentes compositions et il existe 3 grandes familles. La première famille correspond aux gaz manufacturés dits "gaz de ville". Ils contiennent du CO et une forte proportion d'hydrogène. Ces gaz ont disparu du réseau français au profit des gaz naturels. La deuxième famille est constituée des gaz naturels (G20). La France s'approvisionne en Norvège (27% en 2004), en Russie (21%), aux Pays Bas (20%), en Algérie (12%) ainsi qu'en mer du Nord et en mer de Barents. Suivant leur provenance, la teneur en hydrocarbure varie. La troisième famille (G30) est celle des gaz de pétrole liquéfié, les propanes et les butanes. Les propanes commerciaux sont constitués de 90 % de mélange de propane (C_3H_8) et de propène (C_3H_6), le reste est constitué d'éthylène (C_2H_4), de butane (C_4H_{10}) et de butène (C_4H_8). Les butanes commerciaux contiennent des butanes et des butènes.

Une contrainte plus qualitative impose que la flamme soit la plus tendue possible, c'est à dire la plus horizontale possible. Cette condition doit être garantie par une vitesse de sortie des gaz suffisante.

Pour un fonctionnement correct du brûleur, la flamme ne doit pas présenter de pointes jaunes. On ne doit pas observer de dépôt de suie sur le fond des objets de cuisson. En pratique, ce critère d'aspect est respecté pour des richesses inférieures à 1,6.

Enfin, la dernière contrainte est imposée par les normes de pollution et s'applique aux émissions de CO et CO_2 , puisque ce sont les seules réglementées dans le domaine des brûleurs domestiques. Les normes européennes stipulent que la concentration de CO doit être inférieure à 0,1% en volume dans les produits de combustion secs et sans air. La concentration en CO_2 dans les produits de combustion dilués par l'air ambiant doit être inférieure à 2% (European Committee for Standardisation, 1995).

II Brûleur de cuisson commercial

Les brûleurs de cuisson commercialisés sont des brûleurs à induction atmosphérique. Le gaz est issu d'un injecteur constitué d'un orifice de faible diamètre. En quittant l'injecteur, le jet de gaz entraîne l'air primaire par un échange de quantité de mouvement. Le mélange est réalisé dans le corps du brûleur, plus précisément dans le tube de mélange. Ce tube peut être profilé et avoir la forme d'un tube de venturi d'un convergent ou plus simplement d'un tube cylindrique. Le mélange est ensuite conduit dans la tête du brûleur pour être distribué de façon homogène dans les ports de sorties. Ce type de brûleur délivre des flammes de type partiellement prémélangé, l'air ambiant complétant la combustion du prémélange riche.

La géométrie standard de ce type de brûleur se présente comme celle décrite sur la figure 2-3. Les brûleurs de conception plus récente commercialisés actuellement présentent une géométrie différente (figure 2-4). Ils sont plus compacts et ne se composent plus que de deux pièces : le corps du brûleur et une plaque supérieure. Le principe est le même, un jet vertical axisymétrique de gaz combustible débouche dans un espace annulaire où le mélange se réalise par entraînement d'air. Le jet impacte ensuite sur la plaque supérieure et l'écoulement se répartit de part et d'autre du point d'arrêt. Le mélange réactif s'homogénéise dans l'espace confiné appelé chambre du brûleur puis est éjecté par les orifices ou fentes de sortie.

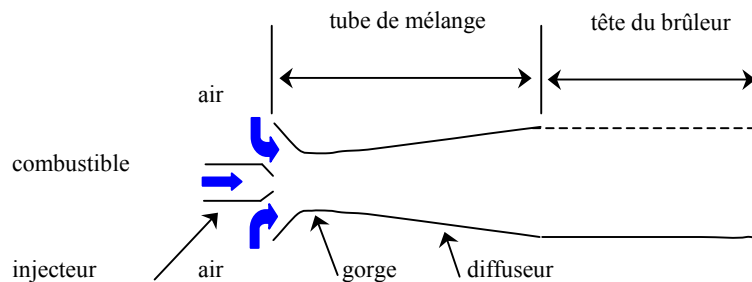


Figure 2-3: Principe de fonctionnement du brûleur à induction atmosphérique.

La géométrie et la disposition des fentes sont guidées par les propriétés de combustion et de stabilité des flammes.

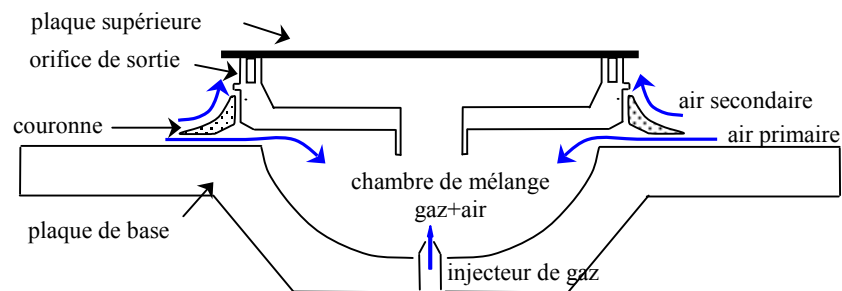


Figure 2-4: Principe de fonctionnement d'un brûleur de cuisson récent.

Le réglage de la puissance calorifique se fait par action d'une vanne contrôlant le débit sur un réseau à pression constante. Le réglage du débit d'air se fait par obturation partielle de l'entrée d'air.

III Processus d'entraînement

Le mécanisme d'entraînement d'air est d'un intérêt capital dans de nombreuses applications et en particulier pour la conception de brûleurs domestiques. L'entraînement se définit comme le flux massique de fluide ambiant introduit dans un jet. Les jets de gaz ont en effet la capacité d'entraîner une importante quantité du fluide qui les entourent. Le débit massique total du jet augmente, le jet s'évase et la vitesse sur l'axe diminue. Le mécanisme d'entraînement a été étudié expérimentalement et théoriquement depuis de nombreuses années. Ce processus intervient à deux niveaux dans la configuration d'un brûleur domestique. Nous avons vu précédemment que le taux d'aération primaire est contrôlé par l'entraînement d'air induit par le jet de gaz. Le mécanisme d'entraînement intervient à nouveau à la sortie des fentes du brûleur. En effet, les brûleurs domestiques fonctionnent avec un prémélange riche et génèrent des flammes constituées d'une zone de combustion de type diffusion dans laquelle, l'excès de combustible brûle avec l'air ambiant entraîné. Il faut aussi considérer que dans la région proche de la sortie du brûleur, le jet de prémélange peut induire de l'air par entraînement avant la zone de réaction si la flamme est suffisamment détachée du brûleur.

III.1 Entraînement d'air primaire pour un brûleur domestique réel

A l'intérieur du corps du brûleur, le jet de gaz est considéré comme un jet libre débouchant d'un orifice. Le débit de gaz dépend de la pression d'injection p et du diamètre de l'orifice. La puissance thermique P s'exprime par (en Watt) :

$$P = 12,78 \cdot A_j \cdot W \cdot C_d \cdot \sqrt{p}$$

où A_j est la section de sortie de l'injecteur, C_d est le coefficient de décharge de l'injecteur, et W est le nombre de Wobbe :

$$W = \frac{P_{cs}}{\sqrt{d}}$$

avec P_{cs} le pouvoir calorifique supérieur et d la densité du combustible.

Des transferts de quantité de mouvement s'effectuent entre le jet de gaz et l'air ambiant, contrôlant l'entraînement d'air dans le jet et son expansion. A partir de l'équilibre des quantités de mouvement entre la sortie de l'injecteur et la gorge de l'injecteur ainsi qu'entre la gorge de l'injecteur et la sortie du diffuseur (en amont des fentes de sortie du brûleur), le rapport R_v de volume d'air entraîné sur le volume de gaz s'exprime par :

$$R_v = \frac{-(1 + \sigma_p)}{2} + \sqrt{\frac{\sigma_p \cdot A_p \cdot C_{dp}}{A_j \cdot \sqrt{(1 + C_L)}}}$$

avec σ_p le rapport des masses volumiques du combustible sur l'air, A_p , la section des fentes de sortie, C_{dp} , le coefficient de décharge des orifices de sortie et C_L le coefficient de frottement dans la gorge et le diffuseur.

Cette relation permet de prédire l'entraînement d'air primaire uniquement dans le cas d'un dispositif réel de brûleur comprenant un tube divergent dont la géométrie est celle de la figure 2-3. Toutefois, cette équation met en avant le fait que, pour un brûleur à induction atmosphérique, le rapport des quantités d'air induit et de combustible, et donc la richesse du prémélange sont indépendants du débit de gaz, sauf pour une variation des coefficients de décharge et de frottement

avec la pression. Il a été montré expérimentalement que sauf pour des débits de gaz très faibles, le rapport reste constant.

III.2 Entraînement par un jet libre

Plusieurs auteurs ont réalisé des mesures d'entraînement dans les jets, avec différentes approches. Ricou et Spalding ont mis en place la première expérience permettant de mesurer directement la quantité d'air entraînée par un jet de gaz (Ricou & Spalding, 1961). Les auteurs ont utilisé une chambre poreuse pour mesurer le flux de masse entraîné par un jet non réactif et ont défini un taux d'entraînement global. Le jet débouche dans une enceinte cylindrique de diamètre suffisamment grand pour que l'effet du confinement soit négligeable. Des ouvertures à la surface de l'enceinte permettent à l'air extérieur de pénétrer librement et perpendiculairement à l'axe du jet. Lorsqu'une pression atmosphérique uniforme est établie dans l'enceinte, les auteurs estiment que la quantité d'air introduite dans l'enceinte est assimilable à la quantité d'air entraînée par le jet. Les expériences sont menées sur des jets axisymétriques fortement turbulents ($Re \geq 25000$). La relation établie grâce à leurs travaux est:

$$\frac{\dot{m}_t}{\dot{m}_o} = 0.32 \cdot \frac{x}{d_o} \cdot \left(\frac{\rho_1}{\rho_o} \right)^{1/2}$$

avec $\dot{m}_t$ le débit massique total, $\dot{m}_o$, le débit massique injecté, d_o le diamètre du brûleur, ρ_1 et ρ_o les masses volumiques des fluides entraîné et injecté, respectivement. Cette relation est valable en région lointaine du jet ($x/d_o \geq 2,4$) est dans la limite d'existence du jet. Le débit massique total s'écrit :

$$\dot{m}_t = \dot{m}_e + \dot{m}_o$$

où $\dot{m}_e$ est le débit massique d'air entraîné. Le taux d'entraînement est noté C_e et les auteurs obtiennent ici $C_e = 0,32$.

Le rapport du débit massique total sur le débit massique initial varie donc linéairement avec la distance axiale à l'injecteur en suivant une pente croissante. Il apparaît que la capacité d'entraînement d'un jet de gaz de faible densité ($\rho_1/\rho_o > 1$) est plus importante que celle d'un jet de forte densité ($\rho_1/\rho_o < 1$). Avec un jet réactif, Ricou et Spalding ont observé une augmentation du taux d'entraînement par rapport au cas non réactif avec une quantité de mouvement du jet conservée.

Des mesures plus locales de l'entraînement réalisées par d'autres auteurs ont suivi (Hill, 1972 ; Becker & Yamakazi, 1978 ; Serres, 2001). Hill a utilisé la méthode expérimentale mise au point par Ricou et Spalding et l'a adaptée de manière à obtenir une mesure locale de l'entraînement le long de l'axe du jet. Les mesures effectuées par Hill ont montré que dans la zone proche de la sortie de l'injecteur, l'évolution du débit massique n'est pas linéaire avec la distance axiale (Hill, 1972). Le taux d'entraînement est faible dans la région proche de l'injecteur et augmente progressivement jusqu'à une distance axiale équivalente à $x/d_o \approx 15$, pour atteindre une valeur asymptotique qui confirme les résultats obtenus par Ricou et Spalding (Ricou & Spalding, 1961).

La méthode la plus fréquemment utilisée pour déterminer l'entraînement est l'utilisation de profils radiaux de vitesses. Pour utiliser cette méthode il est nécessaire de connaître la distribution de masse volumique dans l'écoulement. L'intégration des profils de vitesse couplée aux valeurs de masse volumique permet d'obtenir l'évolution axiale du taux d'entraînement. Cette méthode n'est pas toujours facile à appliquer, d'une part à cause de la difficulté de mesure des faibles vitesses à la frontière du jet et d'autre part parce que la détermination de la masse volumique locale est souvent délicate, particulièrement dans les écoulements réactifs.

Becker et Yamakazi ont réalisé une étude complète de l'entraînement, du flux de quantité de mouvement et de la température dans des jets libres turbulents réactifs et non réactifs (Becker & Yamakazi, 1978). Leurs résultats confirment une nette augmentation de l'entraînement en régime de convection naturelle.

Han et Mungal présentent une méthode différente basée sur des mesures de vitesse réalisées dans le fluide ambiant à l'extérieur de la flamme (Han & Mungal, 2001). La quantification de l'entraînement s'appuie sur les profils de vitesse de l'air entraîné, les auteurs s'affranchissent ainsi des difficultés rencontrées avec la détermination de la masse volumique. L'influence de plusieurs paramètres sur le taux d'entraînement tels que l'effet de la vitesse de l'écoulement annulaire extérieur, le dégagement de chaleur et la flottabilité est étudiée.

Pour un jet non réactif, les auteurs confirment que le taux d'entraînement est faible dans les régions proches du jet et augmente progressivement jusqu'à atteindre une valeur asymptotique de $C_e=0,32$. Par comparaison des résultats obtenus dans un jet réactif et dans un jet non réactif, Han et Mungal confirment également que le dégagement de chaleur est responsable d'une forte baisse de l'entraînement, pour des distances axiales inférieures à 40 diamètres d'injecteur. Le coefficient d'entraînement obtenu dans le cas réactif est $C_e=0,13$. Pour des distances à l'injecteur plus importantes, les auteurs observent que le taux d'entraînement des jets réactifs surpasse celui des jets non réactifs. Dans cette région lointaine du jet, l'entraînement est certainement réalisé par l'influence des grandes structures instationnaires croissantes avec la distance axiale sous l'effet de la flottabilité. Han et Mungal ont également appliqué cette technique pour mesurer l'entraînement d'une flamme de diffusion suspendue. Une forte décroissance du taux d'entraînement est mesurée au niveau de la base de la flamme. Le taux d'entraînement augmente à nouveau pour des positions plus en aval de l'écoulement sous l'effet de la flottabilité.

III.3 Entraînement d'air primaire et entraînement d'air secondaire dans le cadre de notre étude

L'entraînement d'air primaire à l'intérieur du corps du brûleur a fait l'objet d'études précédentes et l'effet de la masse volumique du jet de gaz et de son confinement dans le corps du brûleur a été étudié (Serres, 2001).

Le processus d'entraînement d'air secondaire est impliqué dans le mécanisme de stabilisation des flammes. En effet, l'entraînement d'air par la flamme extérieure de diffusion induit des vitesses de l'air ambiant importantes sous l'effet de la flottabilité. De plus, si la flamme se décolle du brûleur, cela permet au jet de gaz d'induire une part d'air ambiant et ainsi de modifier la richesse locale.

Pour réaliser notre étude de stabilité nous avons choisi de garder un contrôle sur la richesse du prémélange. Le dispositif mis en place est détaillé plus loin et nous verrons que le mélange de gaz

combustible et d'air est réalisé avant introduction dans le brûleur. Seul, l'entraînement d'air secondaire sera donc pris en considération dans les analyses.

IV Méthodologie

IV.1 Contexte

Les contraintes actuelles de conception des brûleurs tendent à réduire les plages de fonctionnement des brûleurs domestiques. Les gammes de fonctionnement des appareils modernes deviennent de plus en plus étroites en terme de vitesse, de puissance et de mélange. Il est nécessaire de bien comprendre les mécanismes de la stabilisation de flamme sur ce type d'appareil.

Une étude expérimentale a donc été initiée par Gaz de France dans l'objectif de décrire et de comprendre les phénomènes physiques fondamentaux intervenants dans les processus de stabilisation et de décollement de flammes sur les brûleurs de cuisson.

Cette étude de la stabilité s'appuie sur différents dispositifs. Trois brûleurs de géométries différentes ont été utilisés : le brûleur modèle bidimensionnel, le brûleur de référence axisymétrique et un brûleur modèle axisymétrique. De manière à réaliser une étude détaillée des phénomènes de stabilisation sur ces appareils, un contrôle du prémélange introduit dans chaque brûleur est nécessaire.

IV.2 Dispositif d'alimentation des gaz

Pour cette étude, il est nécessaire de contrôler un maximum de paramètres. La première modification à apporter par rapport au brûleur commercial est le contrôle du taux d'aération primaire. Le prémélange des réactifs est donc réalisé dans une boîte de prémélange avant d'être introduit dans le corps du brûleur. Ce prémélange est réalisé par contrôle des débits d'air et de gaz par cols soniques.

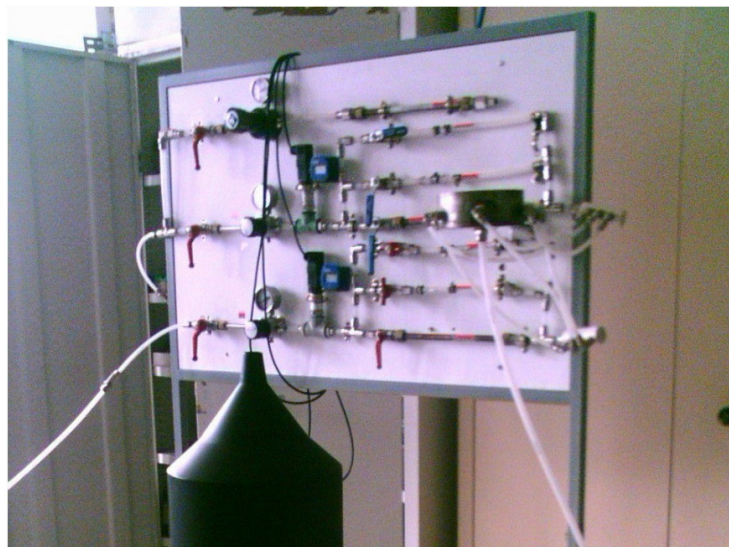


Figure 2-5 : Photographie du tableau de contrôle des débits d'air et de gaz.

La détermination des débits de gaz et d'air est réalisée par l'étalonnage des cols soniques. Deux lignes d'alimentation indépendantes pour l'air et le gaz combustible sont équipées d'une

vanne, d'un détendeur-manomètre (Air Liquide DACC) et d'un capteur de pression en amont du col sonique. Les cols soniques ont été réalisés en verre de façon à obtenir des diamètres de cols très réduits (inférieur au millimètre). Après un étalonnage de chaque col sonique grâce à un compteur à gaz Gallus G2000, une relation linéaire est obtenue entre la pression amont et le débit volumique en aval du col. La correspondance en débit massique de gaz est réalisée en considérant que la température du laboratoire varie très peu.

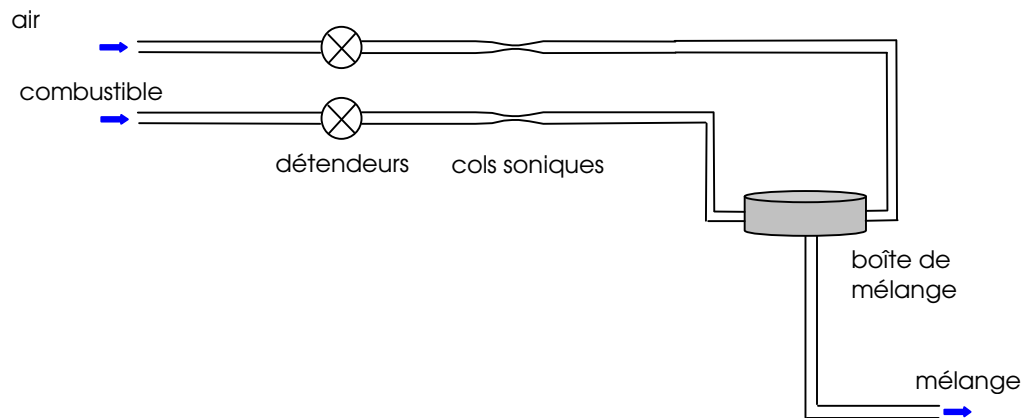


Figure 2-6 : Schéma des lignes d'alimentation du gaz et de l'air.

L'air et le gaz sont mélangés dans une boîte équipée de trois entrées pour l'air et trois pour le gaz réparties en alternance tangentiellement aux parois, de manière à obtenir un prémélange homogène. Le combustible choisi pour réaliser cette étude est du méthane (G20) de pureté 99,99%, composant principal du gaz naturel de réseau.

IV.3. Brûleur modèle bidimensionnel

Un brûleur modèle bidimensionnel, constitué de vingt fentes disposées dans un plan méridien commun, a été utilisé au cours de cette étude. Ce brûleur plan bidimensionnel, est une représentation de la configuration commerciale qui aurait été déroulée sur un seul plan. Le schéma du brûleur est présenté sur la figure 2-7.

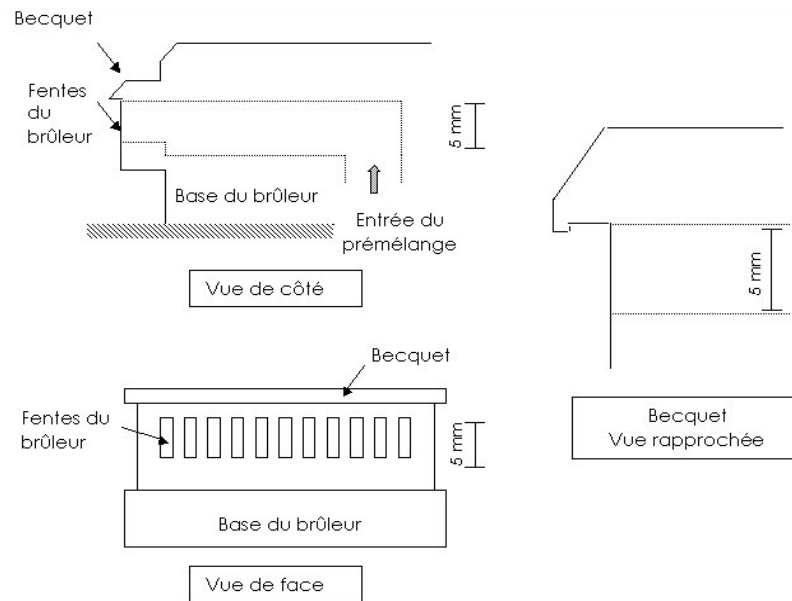


Figure 2-7: Vue schématique de côté et de face du brûleur de cuisson domestique modèle- Vue rapprochée du becquet.

Les fentes de sorties sont rectangulaires, elles ont une hauteur de 5 mm et une largeur de 1,6 mm. Les fentes sont surplombées d'un becquet (extrémité de la plaque supérieure) dont la géométrie est détaillée sur la figure 2-7. Comme pour la configuration commerciale (figure 2-4), le jet de prémélange est introduit verticalement et impacte sur la plaque supérieure avant de se répartir dans les fentes de sortie. La répartition homogène du prémélange dans les vingt fentes a été vérifiée en introduisant des particules de façon homogène dans le prémélange. Une image de particules à la sortie des fentes du brûleur a été réalisée avec le brûleur en vue de face par tomographie laser. Un niveau de signal équivalent a été collecté dans chaque fente de sortie du brûleur, assurant ainsi une distribution homogène du prémélange.

Une plaque et une pièce triangulaire ont été ajoutées sous la rampe de fentes pour s'approcher au mieux de la configuration réelle (figure 2-8).

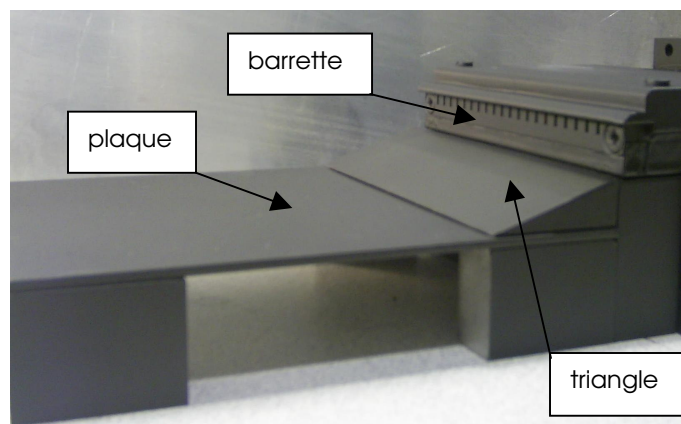


Figure 2-8 : Photographie du brûleur modèle bidimensionnel.

Cette configuration bidimensionnelle du brûleur permet de modifier la position du becquet de façon simple. La plaque supérieure est alors avancée ou reculée simplement à l'aide d'une vis

située à l'arrière du brûleur. L'avancée du becquet par rapport aux orifices de sortie du prémélange est un paramètre impliqué dans la stabilisation des flammes et donc important à contrôler. L'effet de la position du becquet sur le décollement des flammes a été étudié et les différentes positions du becquet sont détaillées sur la figure 2-9.

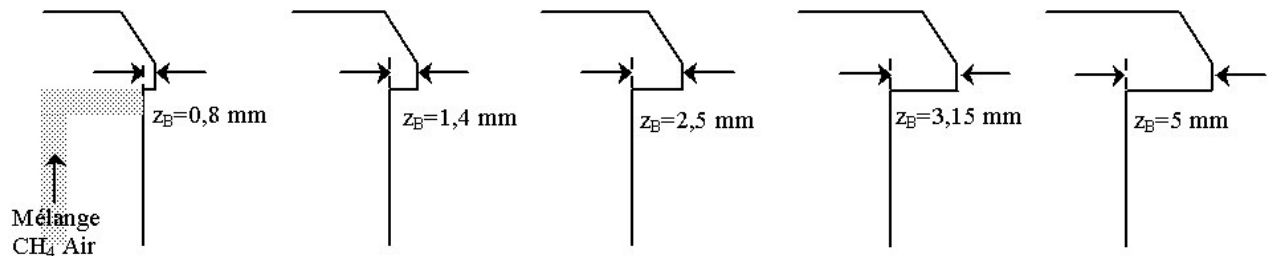


Figure 2-9: schéma des cinq positions étudiées du becquet.

La position du becquet par rapport aux fentes de sortie est notée z_B . La position initiale de référence correspond à $z_B=2,5\text{mm}$. A partir de cette position de référence, le becquet a été reculé au maximum en position $z_B=0,8\text{mm}$, puis en position $z_B=1,4\text{mm}$ et avancé en position $z_B=3,15\text{mm}$ et au maximum en position $z_B=5\text{mm}$.

La pièce qui constitue les vingt fentes de sortie du brûleur est une pièce indépendante, appelée "barrette" (figure 2-8). De manière à étudier l'effet des transferts thermiques entre la flamme et le brûleur, cette pièce a été produite en trois exemplaires de géométrie identique mais de compositions différentes.

Des matériaux de propriétés thermiques différentes ont été utilisés. La pièce originale (ainsi que l'ensemble du brûleur) est constituée de laiton. Une barrette en cuivre et une en acier réfractaire ont été réalisées. Les coefficients de conductivité thermique (λ_{th}) de ces trois matériaux sont présentés dans le tableau 2-1. Les trois barrettes permettent ainsi de balayer une plage de conductivité thermique importante.

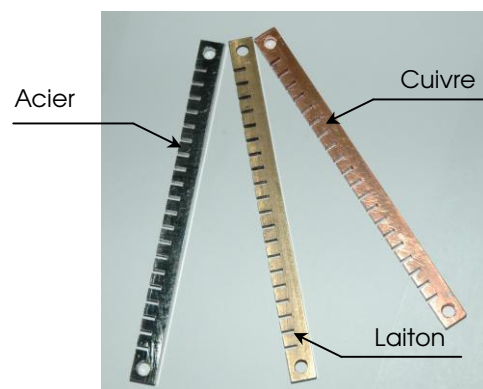


Figure 2-10: Photographie des trois barrettes constituant les fentes de sortie du brûleur.

Cuivre	$\lambda_{th}=400 \text{ W/mK}$
Laiton	$\lambda_{th}=125-188 \text{ W/mK}$
Acier réfractaire	$\lambda_{th}=0,1 \text{ W/mK}$

Tableau 2-1 : coefficients de conductivité thermique des trois matériaux utilisés pour fabriquer les barrettes.

Le brûleur modèle bidimensionnel a fait l'objet d'une étude approfondie de la stabilité de ses flammes. Son fonctionnement optimum en régime stable correspond à une puissance de 2kW et une richesse de 1,7 (avec du méthane G20). Une photographie des flammes générées par le brûleur modèle bidimensionnel dans ces conditions est présentée sur la figure 2-11.



Figure 2-11 : Photographie des flammes issues du brûleur modèle bidimensionnel.

IV.4. Brûleur de référence de type Bunsen

Un brûleur de référence laminaire axisymétrique à flamme unique de type Bunsen a été conçu au laboratoire. Cette configuration simplifiée permet de poursuivre en détail l'étude des phénomènes de déstabilisation sur un brûleur de géométrie simple. Ce brûleur permet également de s'affranchir de phénomènes tels que l'effet de la gravité ou le voisinage des autres flammes.

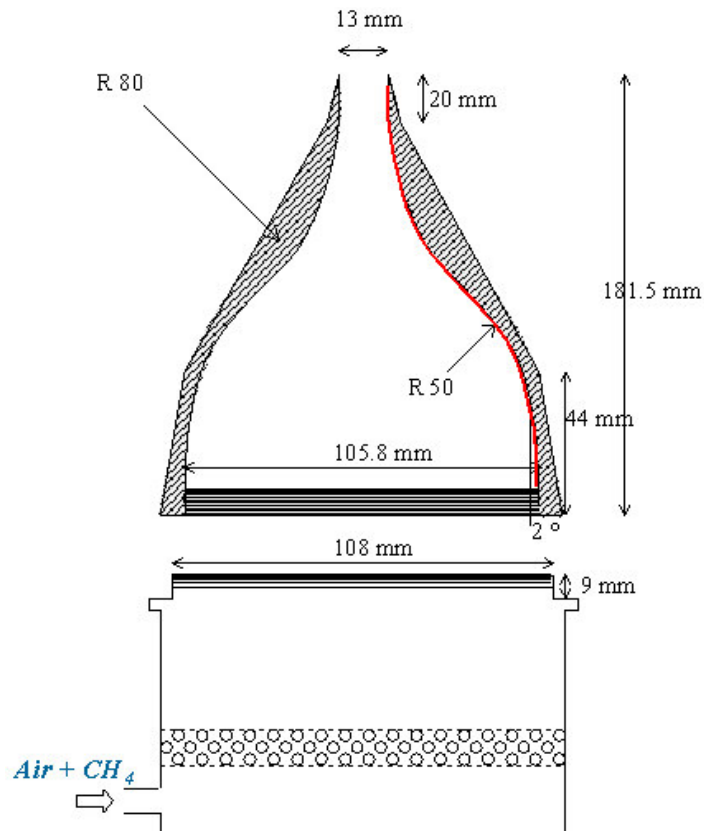


Figure 2-12: Schéma de conception du brûleur de référence de type Bunsen.

Le brûleur est conçu en deux blocs de Dural[®], matériau composé d'Aluminium (95% en masse), de Cuivre (4%) et de Magnésium (1%). La partie haute, qui comprend le profil convergent et la sortie du brûleur est munie d'un filetage qui permet d'assembler la partie basse du brûleur. Cette partie comprend une entrée pour le prémélange ainsi qu'un lit de bille de verre pour répartir le prémélange de façon homogène dans le corps du brûleur. Le profil convergent est établi à partir de l'équation d'un polynôme de degré 6. Un rapport de section minimum de 1/100 permet d'obtenir des couches limites très réduites en sortie du brûleur.

L'épaisseur minimale des lèvres du brûleur (1 mm) ainsi qu'une hauteur réduite de la sortie droite contribuent également à l'établissement d'un profil de vitesse le plus plat possible. Le front de flamme est ainsi beaucoup moins incurvé dans la zone de stabilisation, proche des lèvres du brûleur.

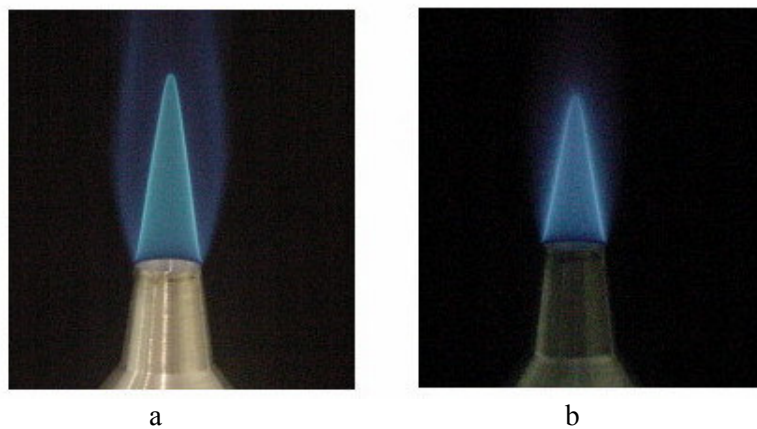


Figure 2-13 : Photographies de flamme riche (a) et pauvre (b) sur le brûleur de référence de type Bunsen.

IV.5 Brûleur modèle axisymétrique

Un brûleur modèle axisymétrique constitué de vingt fentes de sortie a également été conçu au laboratoire. La géométrie est homothétique au brûleur bi-dimensionnel avec une section de sortie du prémélange multipliée par quatre.

Ce brûleur est constitué de trois pièces. Un tube divergent permet d'alimenter le brûleur en prémélange tout en réduisant les vitesses du jet avant l'impact sur la plaque de stabilisation. Le corps du brûleur est composé d'un tube d'alimentation vertical qui conduit le prémélange aux fentes de sorties. La couronne comprend vingt fentes de 10 mm de hauteur et de 3,2 mm de largeur. La plaque supérieure a été usinée avec une forme intérieure conique de manière à optimiser la répartition du prémélange dans les vingt fentes.

Le fonctionnement en régime stable de ce brûleur correspond à une puissance de 3 kW et une richesse de 1,6. Sur ce brûleur, un cas de combustion particulier est observé, pour lequel toutes les flammes sont décollées en même temps (figure 2-15 b).

Ce brûleur permet de s'approcher de la configuration commerciale des appareils de cuisson domestique tout en conservant une géométrie a priori simple. Ce brûleur modèle axisymétrique

nous permettra donc de valider les études effectuées sur le brûleur modèle bidimensionnel, pour une configuration plus proche du cas réel d'utilisation.

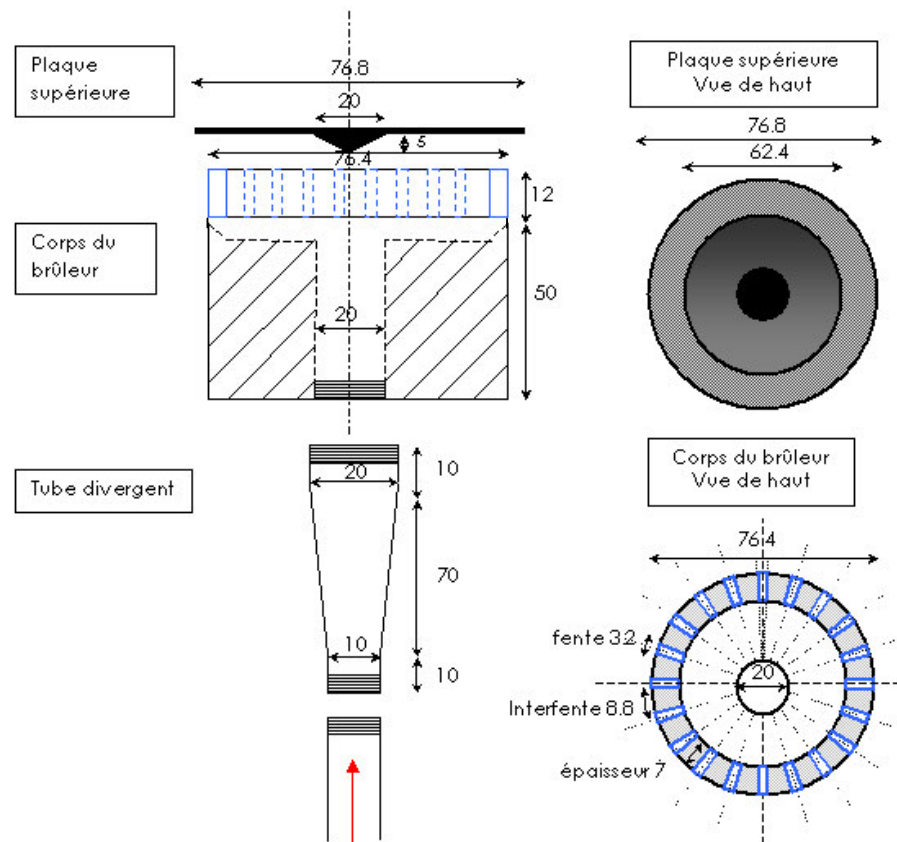


Figure 2-14 : Schéma de conception du brûleur modèle axisymétrique à vingt fentes.

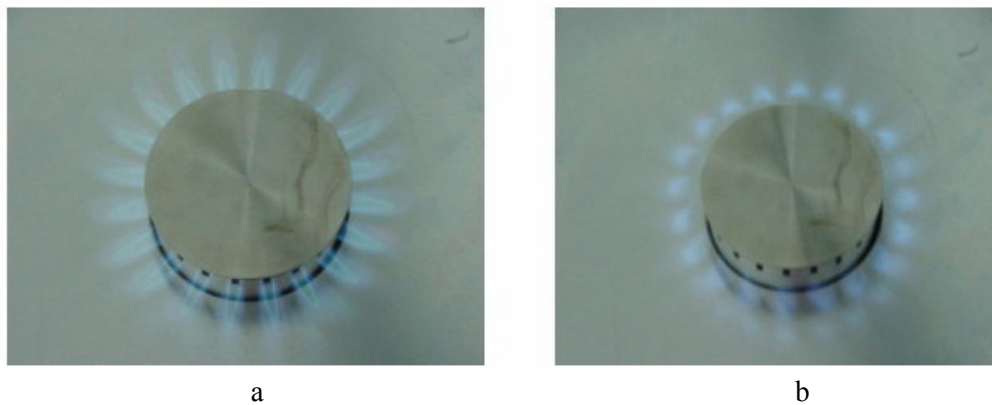


Figure 2-15 : Photographie de flammes stables (a) et décollées (b) sur le brûleur modèle axisymétrique.

V Structures des flammes de brûleurs domestiques

La majorité des brûleurs à gaz domestiques (brûleur de chaudières, de fours ou de cuisson) fonctionne avec un prémélange riche de gaz combustible et d'air atmosphérique. En conséquence la

structure des flammes générées par ce type d'appareil est celle d'une flamme partiellement prémélangée de type flamme double comme décrite dans le premier chapitre (§2.III.5). Cette flamme est constituée de deux zones de combustion distinctes (figure 2-16).

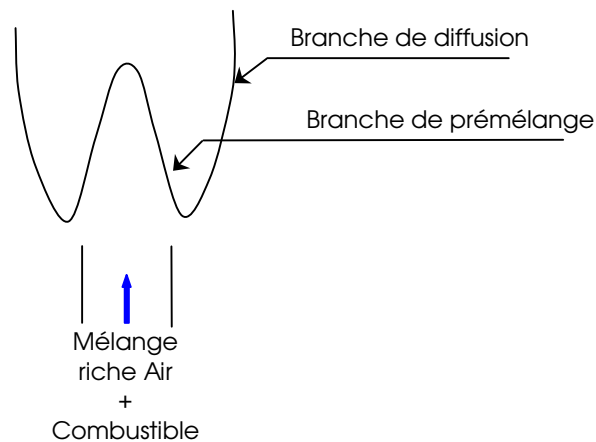


Figure 2-16 : Schéma d'une flamme partiellement prémélangée de brûleur domestique.

Une première zone réactive correspond à une combustion en régime prémélangé. Le prémélange riche brûle au travers d'un front de flamme qui a la forme approchée d'un cône. L'excès de combustible brûle ensuite avec l'air ambiant dans une seconde zone de combustion. Cette deuxième zone de combustion est de type non prémélangé. L'excès de gaz issu du premier front de flamme brûle avec l'air ambiant par diffusion.

Les trois brûleurs présentés précédemment sont alimentés avec un prémélange riche et génèrent effectivement ce type de flammes partiellement prémélangées. Pour chaque brûleur (figures 2-11, 2-13-a et 2-15-a), la structure de la flamme est similaire : une zone centrale de combustion prémélangée est entourée d'une seconde zone de combustion de type diffusion.

Bien que le principe de conception par induction atmosphérique des appareils de cuisson commerciaux soit le même que celui mis au point dans les années 80, ce chapitre a mis en avant la nécessité d'étudier le fonctionnement de brûleurs domestiques encore à l'heure actuelle. Il est en effet important de comprendre les mécanismes de stabilisation de la combustion sur les appareils domestiques. De récentes études plus fondamentales permettent d'approfondir les phénomènes physiques fondamentaux responsables de la déstabilisation des flammes sur les appareils domestiques et plus particulièrement les brûleurs de cuisson.

La méthodologie adoptée pour notre étude s'appuie sur l'utilisation de trois brûleurs. Un brûleur modèle axisymétrique à vingt fentes, très proche de la configuration commerciale nous autorise à transposer les résultats obtenus à l'application commerciale du brûleur de cuisson. Un brûleur modèle conçu en deux dimensions, avec vingt fentes de sortie disposées dans un même plan, nous permet de réaliser une étude détaillée de la structure et de l'aérodynamique des flammes issues de brûleur de cuisson, en facilitant les modifications de sa géométrie ainsi que l'utilisation de diagnostics optiques. Enfin, un brûleur de référence de type Bunsen nous a permis de mettre en parallèle nos résultats et analyses avec des travaux issus de la bibliographie qui concernent des configurations fondamentales. Ce brûleur de référence permet également de s'affranchir de

phénomènes tels que le voisinage des autres flammes ou encore la convection de gaz chaud induite par la position horizontale des flammes de brûleurs de cuisson.

Chapitre 3 Mesures par diagnostics optiques

Les chapitres précédents mettent en avant la nécessité de connaître la structure des zones de réaction ainsi que la vitesse de l'écoulement pour comprendre le phénomène de stabilisation de flamme. Pour obtenir ces informations localement dans la flamme, l'utilisation de diagnostics optiques est très utile. En effet, de manière à étudier les caractéristiques de l'écoulement, la méthode choisie doit être non intrusive afin de ne pas perturber la propagation de la flamme. Les diagnostics optiques employés tels que la Vélocimétrie par Images de Particule et la Fluorescence Induite par Laser ont l'avantage de permettre des mesures en deux dimensions.

Le développement récent de ces deux techniques permet leur utilisation dans la configuration particulière du brûleur modèle bidimensionnel décrit précédemment. Dans un premier temps, les techniques de vélocimétrie seront décrites. Nous montrerons comment l'Anémométrie Doppler Laser permet de caractériser l'écoulement en sortie du brûleur. La technique de Vélocimétrie par Images de Particules sera plus amplement détaillée et en particulier les différentes utilisations qui en ont été faites. Ensuite, la technique de Fluorescence Induite par Laser et son utilisation pour caractériser le front de flamme seront détaillées. Enfin, la méthode de couplage des résultats obtenus par ces deux techniques sera exposée.

I Mesures de vitesse

I.1 Anémométrie Doppler Laser

Pour caractériser un écoulement, il est nécessaire de connaître sa dynamique. En particulier, le profil de vitesse à la sortie d'un brûleur est une caractéristique intéressante car il conditionne le développement du jet en aval. L'Anémométrie Doppler Laser (ADL) est une technique qui permet une mesure locale de plusieurs composantes (jusqu'aux trois composantes) de la vitesse, avec une très bonne résolution temporelle. Cette technique nécessite un ensemencement de l'écoulement en particules. Les mesures obtenues par ADL permettent d'obtenir la vitesse et les fluctuations de vitesse de ces particules, qui peuvent souvent être identifiées comme celles du gaz porteur.

I.1.a Principe

Le principe de cette méthode optique repose sur le fait qu'une particule en mouvement modifie la fréquence de la lumière qu'elle transmet en raison de l'effet Doppler. Lorsqu'un détecteur mobile reçoit une onde émise d'une source fixe à la fréquence ν_0 ou lorsqu'un détecteur fixe reçoit une onde réfléchie par un obstacle mobile, alors la fréquence de cette onde est modifiée (ν_s) à cause du mouvement relatif de la particule : c'est l'effet Doppler (figure 3-1).

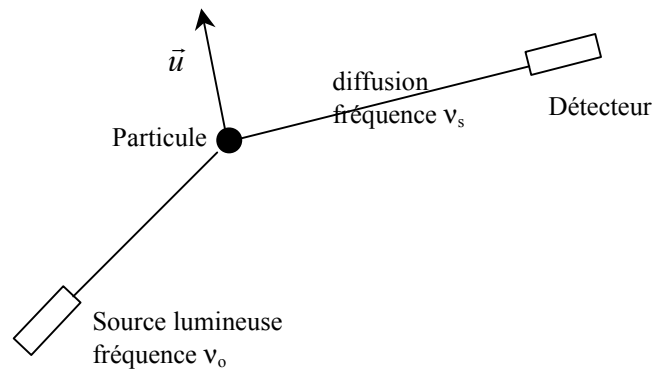


Figure 3-1: Représentation des ondes lumineuses incidentes et réfléchies par rapport à une particule en mouvement.

La mesure du décalage en fréquence dû à l'effet Doppler est une mesure du vecteur vitesse de la particule. Cependant, pour des vitesses de particule faibles devant la vitesse de la lumière, comme c'est le cas pour les applications en mécanique des fluides, le décalage en fréquence est extrêmement faible devant la fréquence de la source elle-même (10^{14} Hz) et sa mesure n'est alors pas réalisable. En revanche, le décalage en fréquence est aisément mesuré si le signal lumineux diffusé est "mêlé" avec un signal lumineux de fréquence proche. Cette technique appelée détection hétérodyne est la plus utilisée de nos jours. La première mesure de vitesse d'un écoulement fluide a été réalisée par Yeh et Cummins en 1964 (Yeh & Cummins, 1964). Le dispositif utilisé par ces auteurs a depuis été largement modifié et de nos jours, les techniques interférentielles hétérodynes sont les plus utilisées avec des systèmes d'anémomètre standard "Dual Beam". Le faisceau laser est séparé en deux faisceaux qui se croisent dans la zone de mesure. Ainsi, le détecteur collecte un signal lumineux diffusé avec une fréquence ω_{D1} par la particule traversant le premier faisceau laser, et un signal lumineux diffusé avec une fréquence ω_{D2} par la particule traversant le deuxième faisceau laser. La détection hétérodyne de ces deux signaux permet d'obtenir la différence de fréquence entre ω_{D1} et ω_{D2} qui est proportionnelle à la vitesse de la particule (Watrasiwicz & Rudd, 1976 ; Goldstein, 1983).

1.1.b Le modèle à frange

Dans le cas d'une configuration optique de type standard "Dual Beam", une explication alternative du principe de fonctionnement de l'anémomètre Doppler peut être introduite sans avoir recours au décalage en fréquence par effet Doppler : c'est le modèle à frange. Le système à frange est très souvent utilisé car il permet de décrire de façon simplifiée le principe de l'ADL.

Deux faisceaux issus de la même source laser continue sont utilisés (figure 3-4). La zone de croisement des deux faisceaux lasers est vue comme une zone d'interférence des deux sources. Cette zone est représentée par un réseau "virtuel" de franges. Il est décrit comme virtuel puisqu'il n'a pas d'existence physique. Le point de croisement des deux faisceaux constitue le volume de mesure (figure 3-2).

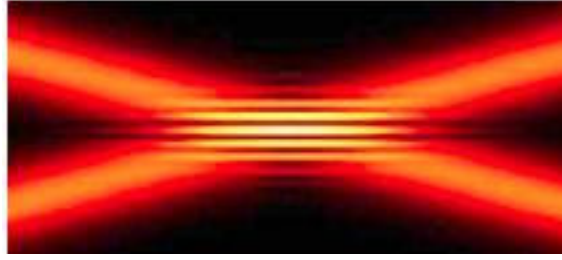


Figure 3-2: Représentation du réseau d'interfranges.

L'interfrange i de ce volume de mesure est une fonction de la longueur d'onde λ_f du laser et de l'angle θ_f formé par les deux faisceaux :

$$i = \frac{\lambda_f}{2 \sin(\theta_f / 2)}$$

Le signal lumineux diffusé par les particules est collecté par le photomultiplicateur. Il a une fréquence inversement proportionnelle au temps de passage des particules dans le volume de mesure. Le signal est contenu dans une enveloppe de forme gaussienne qui correspond à l'intensité lumineuse du faisceau laser dans le plan normal à sa direction de propagation (figure 3-3).

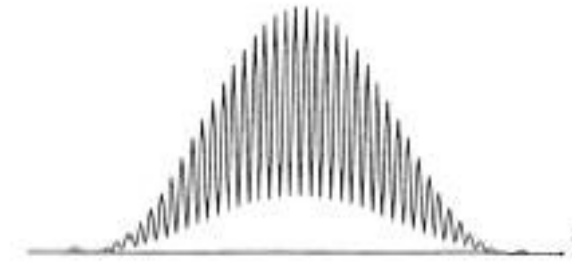


Figure 3-3: Signal Doppler.

Pour une particule parcourant la distance d'interfrange i en un intervalle de temps Δt , la fréquence sera directement liée à la composante de la vitesse perpendiculaire au plan des faisceaux. L'expression de la fréquence hétérodyne Doppler formulée grâce à la description du principe de l'ADL par le modèle d'addition des champs électromagnétiques diffusés est ici retrouvé :

$$f = \frac{1}{\Delta t} = \frac{u}{i} = \frac{2u \sin(\theta_f / 2)}{\lambda_f}$$

La valeur u mesurée correspond à la projection de la vitesse dans le plan contenant les deux faisceaux. Le sens du vecteur vitesse mesuré est déterminé en décalant la fréquence de l'un des deux faisceaux, ce qui peut être réalisé à l'aide d'une cellule opto-acoustique. Par exemple, une cellule de Bragg peut entraîner ce décalage avec une fréquence dite de "Bragg" (f_b). L'expression de la vitesse est alors :

$$u = \frac{\lambda_f (f - f_b)}{2 \sin(\theta_f / 2)}$$

L'utilisation de deux champs d'interférences perpendiculaires, avec deux longueurs d'ondes différentes, permet de mesurer simultanément deux composantes de la vitesse.

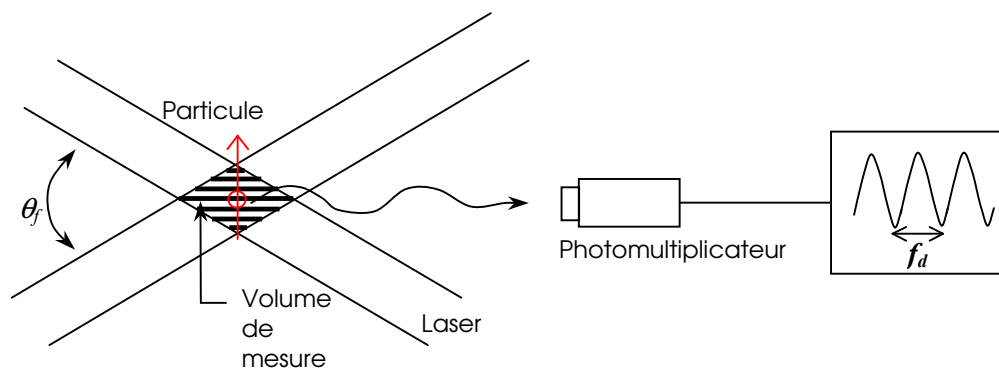


Figure 3-4 : Schéma de principe de l'ADL.

I.1.c Taille des particules

Lors de la mesure d'ADL les particules introduites dans l'écoulement doivent se comporter comme des traceurs et permettre la mesure de la vitesse de l'écoulement. La taille des particules doit leur permettre de suivre correctement les fluctuations de l'écoulement de telle sorte que la vitesse du fluide puisse être assimilée à la vitesse des particules. Les petites particules seront capables de suivre les fluctuations de l'écoulement mais si elles sont trop petites, elles ne diffuseront pas suffisamment de signal pour excéder le bruit. Des particules trop grosses ne pourront pas suivre correctement les fluctuations de l'écoulement. Cette problématique est commune aux mesures de vitesse par ADL et par Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) et sera développée plus loin (§1.2.3).

I.1.d Dispositif expérimental

Le dispositif utilisé lors de cette étude est un système TSI complet à deux composantes (figure 3-5). C'est à dire qu'il permet de déterminer la vitesse dans deux directions perpendiculaires. Il est composé d'un laser continu Argon ionisé Cohérent d'une puissance totale de 4W. Le faisceau du laser passe d'abord par un séparateur de couleur "Colorburst". Il en résulte un faisceaux de longueur d'onde 514 nm (vert) et un faisceau de longueur d'onde 488 nm (bleu). Chaque faisceau traverse ensuite une cellule de Bragg. Cette cellule permet la séparation de chaque faisceau en deux faisceaux dont l'un est décalé en fréquence. Les 2 paires de faisceaux verts et bleus sont ensuite transmises par fibre optique vers la sonde, puis sont focalisées pour former le volume de mesure composé de deux réseaux de franges perpendiculaires (un premier issu de l'interférence des faisceaux verts et le second issu de l'interférence des faisceaux bleus). La tête de la sonde est montée sur un banc de déplacement motorisé permettant de se déplacer dans les trois directions avec une précision au $1/10^{\text{ème}}$ de millimètre.

Pour limiter l'encombrement et faciliter les réglages optiques, le dispositif mis en place utilise la retrodiffusion du signal lumineux. La lumière rétrodiffusée est collectée par la même lentille que celle qui permet de créer le volume de mesure et elle est focalisée sur une cinquième fibre optique qui transmet la lumière vers les détecteurs. Des filtres interférentiels permettent la séparation du signal lumineux diffusé vis à vis de chaque composante de la vitesse selon les deux longueurs d'ondes verte et bleue. Ces deux signaux lumineux sont ensuite transformés en courant par deux

photomultiplicateurs. Un processeur "IFA 755" permet le traitement du signal. Une série de filtres passe-bande permettent de s'affranchir du bruit et de s'adapter aux conditions de l'écoulement.

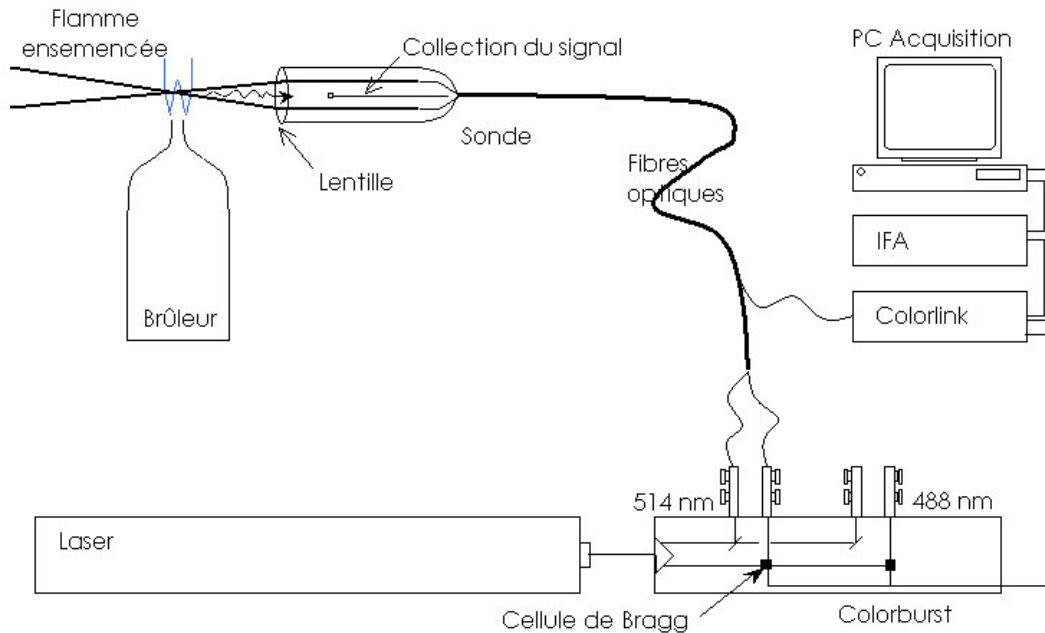


Figure 3-5 : Dispositif expérimental ADL représenté pour la mesure d'une composante de la vitesse.

I.1.e Profil de vitesse en sortie du brûleur de référence de type Bunsen

A l'aide du dispositif expérimental décrit précédemment, le profil de vitesse est mesuré à la sortie du brûleur de référence de type Bunsen.

Le profil de vitesse représenté sur la figure 3-6 est mesuré à la sortie du brûleur, à 0,45 mm au-dessus des lèvres du brûleur. Du fait du croisement des faisceaux laser, il n'est pas possible de mesurer des vitesses à des distances inférieures à 0,45 mm sans que les faisceaux soient réfléchis sur les lèvres du brûleur. La réflexion des faisceaux sur le brûleur empêche toute mesure de vitesse, en effet le signal Doppler se trouve alors "noyé" dans le bruit provoqué par la réflexion.

Le profil de vitesse obtenu au niveau de la sortie du brûleur de référence confirme que ce brûleur présente bien un profil plat en sortie. La composante axiale de la vitesse présente un large plateau, elle est constante sur environ 40% du diamètre de sortie du brûleur et son gradient est maximum dans les couches de cisaillement. Le profil de vitesse radiale met en évidence une divergence nulle de l'écoulement au centre du jet, et un léger évasement du jet au niveau des couches de cisaillement.

La fluctuation de vitesse sur la composante axiale est représentée sur la figure 3-7. La fluctuation de la vitesse axiale est assez faible et varie de 0,05 m/s au centre du jet à 0,08 m/s dans les zones de cisaillement. Les fluctuations de vitesse représentent moins de 5% de la vitesse moyenne, on peut donc considérer l'écoulement comme laminaire.

La vitesse débitante des gaz imposée pour cette mesure est de $\bar{V}_o = Q_v/S = 1,96 \text{ m/s}$, avec S la section de sortie du brûleur. En intégrant le profil de vitesse, la vitesse débitante est estimée de la manière suivante :

$$\bar{V} = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^R r V(r) dr$$

On obtient $\bar{V} = 1,87 \text{ m/s}$. L'erreur entre la vitesse débitante et la vitesse intégrée est de 5 %.

Mis à part les problèmes de mesure liés à l'ensemencement en particules, la technique d'ADL implique systématiquement un biais statistique sur la mesure de vitesse. La fréquence d'arrivée des particules dépend de la vitesse instantanée du fluide et de la densité de l'écoulement. Suivant leur vitesse, les particules plus ou moins lentes n'auront pas la même fréquence de passage et les particules les plus lentes seront moins représentées. Le choix d'un nombre d'échantillons assez grand et d'une pondération des mesures par l'intervalle depuis la mesure précédente peuvent permettre de pallier ce biais dans une certaine mesure.

La limite de la résolution des mesures de vitesses par ADL est due au traitement du signal par le processeur. La précision relative de la fréquence Doppler de 0.05% (Godard, 2001). La précision sur la mesure de vitesse dépend de la fréquence de mixage (fréquence de décalage numérique du signal Doppler) et de la fréquence de passage de la particule. Pour une fréquence de mixage de 100 kHz et une fréquence de déplacement des particules de 20 kHz, correspondant à une vitesse de 0,1 m/s, la précision relative sur la vitesse est de 0,31%.

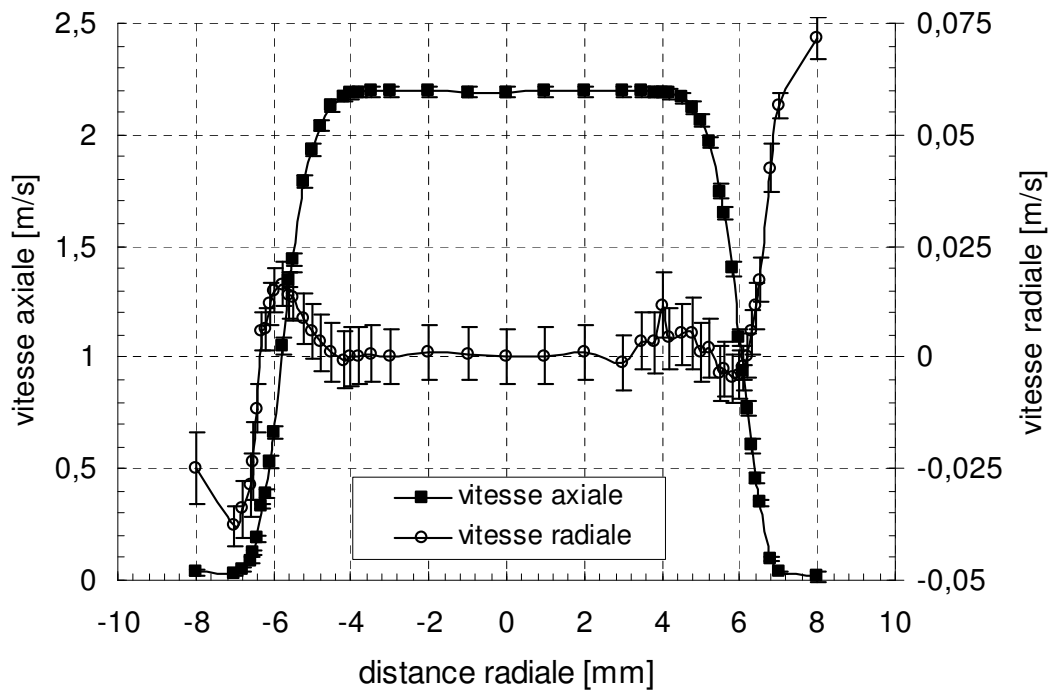


Figure 3-6: Profils de vitesses axiale et radiale sur le brûleur de référence de type Bunsen [$Q_{\text{mair}} = 3,05 \cdot 10^{-4} \text{ kg.m}^{-3}$, $V_o = 1,96 \text{ m.s}^{-1}$].

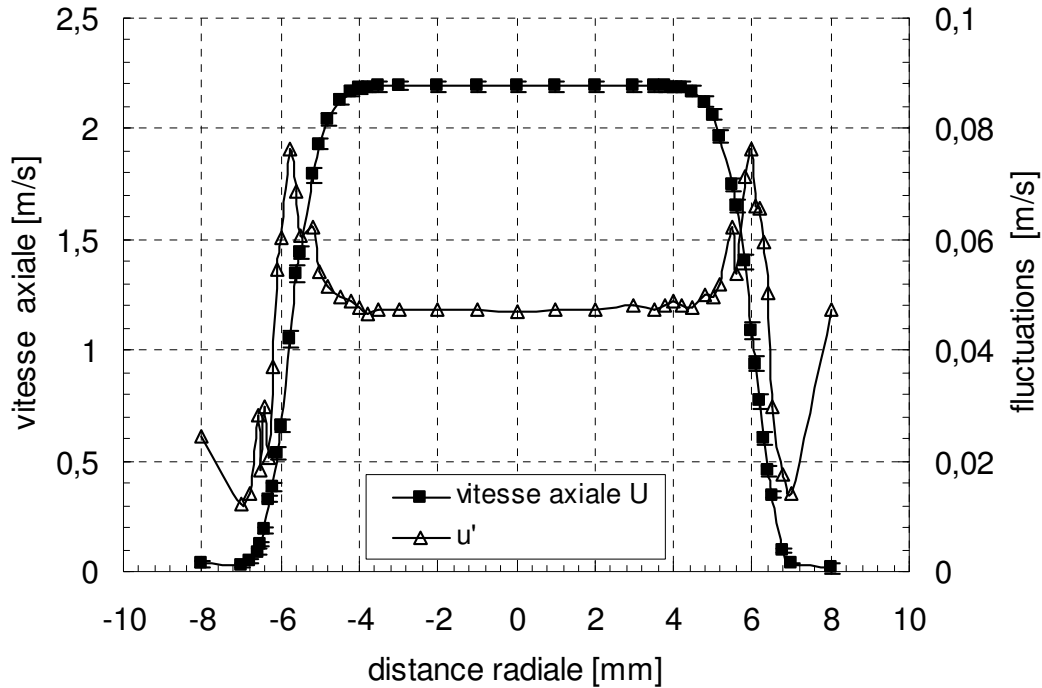


Figure 3-7: Profils de vitesse axiale et de fluctuations de vitesse axiale sur le brûleur de référence
 $[Q_{\text{mair}}=3,05 \cdot 10^{-4} \text{ kg.m}^{-3}, V_o=1,96 \text{ m.s}^{-1}]$.

I.2 Vélocimétrie par Images de Particule

Comme l'Anémométrie Doppler Laser, cette technique permet d'étudier le champ aérodynamique d'un écoulement. Elle va cependant compléter grandement les résultats obtenus par ADL puisque la Vélocimétrie par Images de Particule (PIV) permet de réaliser une mesure instantanée de la vitesse en plusieurs points d'un même plan de l'écoulement.

I.2.1 Principe

La Vélocimétrie par Images de Particules consiste à illuminer des particules ensemencées dans l'écoulement à l'aide d'une nappe laser. L'image de la lumière diffusée par les particules est ensuite collectée perpendiculairement à l'aide d'une caméra CCD (figure 3-8).

La nappe laser illumine l'écoulement en deux instants successifs. La caméra est synchronisée sur les deux tirs lasers de telle sorte que deux images successives du champ de particules éclairées soient obtenues. Les particules s'étant déplacées d'une distance Δx entre les instants t et $t+\Delta t$ correspondants aux deux instants d'acquisition, la vitesse locale des particules peut être déterminée par la relation : $\|\vec{V}\| = \frac{\Delta x}{\Delta t}$. De manière à assimiler la vitesse des particules à la vitesse de

l'écoulement, il est nécessaire de vérifier que la taille des particules utilisées est suffisamment petite pour leur permettre de suivre correctement les fluctuations de l'écoulement. La capacité des particules à suivre l'écoulement est étudiée en détail plus loin (§1.2.3).

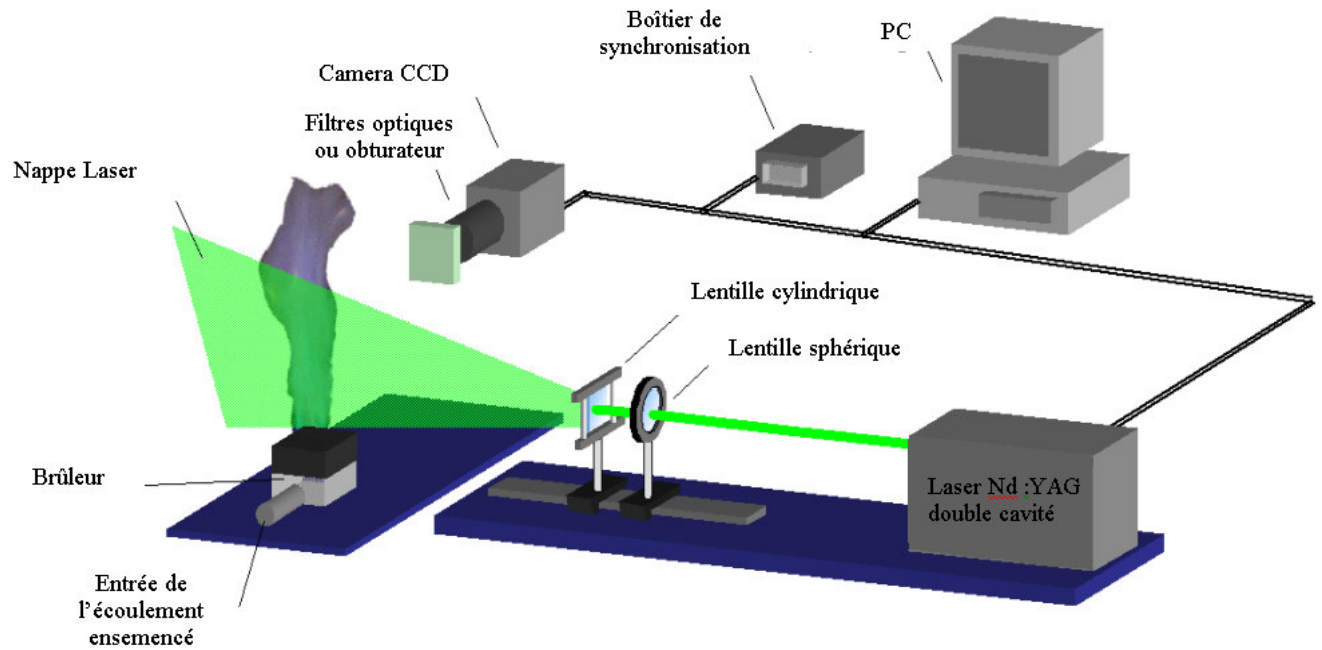


Figure 3-8 : Montage de base pour la PIV (Honoré, 2005).

A partir de deux images successives, le déplacement des particules est déterminé à l'aide d'un opérateur d'inter-corrélation.

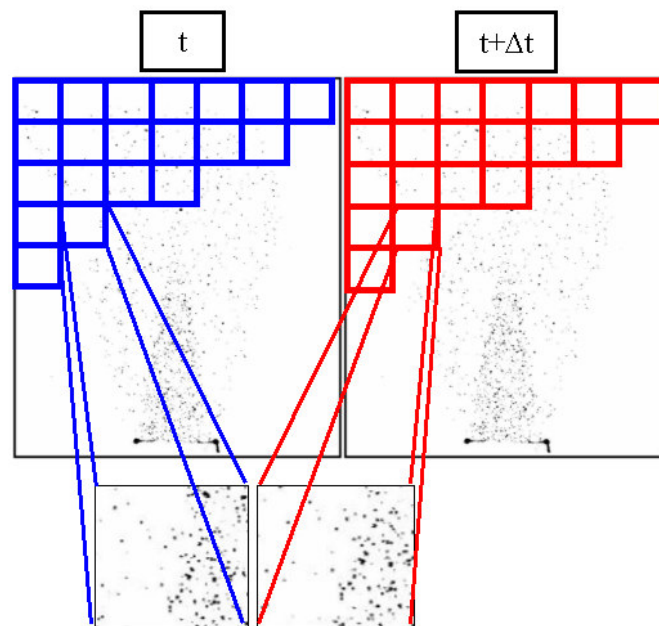


Figure 3-9 : Découpage des images de particules (en négatif) en fenêtres d'interrogations.

Pour effectuer le calcul, les images sont divisées en fenêtres d'interrogation ou mailles de calcul (figure 3-9). Le calcul est alors réalisé sur deux fenêtres correspondant à la même région spatiale de l'écoulement sur chaque image. Le résultat de ce calcul présente un pic de corrélation. L'origine correspondant au déplacement nul étant situé au centre de la fenêtre d'analyse, le pic obtenu donne directement l'amplitude et la direction du déplacement le plus probable des particules comprises dans la maille de calcul en pixels (figure 3-10).

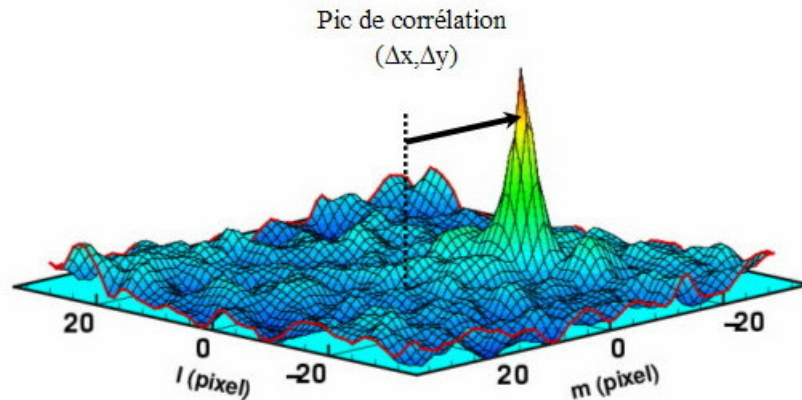


Figure 3-10 : Pic de Corrélation pour une maille de calcul (Lecordier, 1997).

Connaissant le temps entre les deux tirs laser et le grandissement optique de l'image, on obtient les vitesses de l'écoulement dans la zone d'étude.

Il existe de nombreux algorithmes de calcul de corrélation et de nombreuses améliorations ont été apportées au cours des années (méthode sub-pixel, déformation d'image, traitement itératif) (Lecordier & Trinité, 2003).

I.2.2 Dispositif expérimental

La source de lumière utilisée est un laser Nd :YAG Quantel « Big Sky » qui comprend deux cavités permettant d'obtenir deux faisceaux laser de longueur d'onde 532 nm. La fréquence de chaque impulsion est fixée à 10 Hz et leur énergie maximale est de 120 mJ pour une durée de 10 ns. La nappe laser, formée par une lentille sphérique et une lentille cylindrique est focalisée au centre du brûleur.

La lumière diffusée par les particules est collectée perpendiculairement à l'aide d'une caméra CCD FlowMaster La Vision (1280×1024 pixel² 12 bits). Un obturateur à cristaux liquides ferro-électriques Displaytech FLC synchronisé sur les tirs laser est placé devant l'objectif de la caméra de manière à diminuer le temps d'exposition. Cela permet de réduire le rayonnement ambiant ainsi que le rayonnement propre de la flamme. L'obturateur a également pour avantage de fixer un temps d'exposition identique pour les deux acquisitions (Honoré et al., 2001). En effet, le temps d'ouverture de la caméra est plus important pour la deuxième image que pour la première, cela est dû au temps nécessaire au transfert de données du capteur CCD.

I.2.3 Ensemencement

La Vélocimétrie par Images de Particules peut être utilisée pour atteindre différents objectifs selon le type d'ensemencement utilisé. Avec un ensemencement en particules liquides telles que les gouttelettes d'huile d'olive, seules les vitesses des gaz non brûlés seront obtenues. La température d'évaporation des gouttes d'huile d'olive étant de 570 K, les particules ne pourront en effet être présentes que dans les gaz frais. Ce type d'ensemencement permet également la visualisation et la localisation d'une ligne isotherme proche du front de flamme. Les particules solides réfractaires ont une température de fusion beaucoup plus grande (2980 K pour l'oxyde de Zirconium, ZrO₂ et 2035

K pour l'Alumine, Al_2O_3). Les particules introduites dans les gaz frais pourront alors être aussi présentes dans les gaz brûlés et les vitesses seront obtenues dans les gaz frais ainsi que dans les gaz brûlés. L'étude expérimentale de la stabilisation des flammes de diffusion turbulentes menée par Christophe Maurey fournit un comparatif des différentes natures de particules d'ensemencement. Les distributions de diamètres, les indices de réfractions, le niveau de signal collecté sont comparés (Maurey, 1997). Globalement, les particules d'Alumine (Al_2O_3) et d'oxyde de Zirconium (ZrO_2) présentent des caractéristiques similaires. Pour cette étude, le choix s'est porté sur les particules d'oxyde de Zirconium en raison de leur très bonne tenue aux hautes températures, leur faible diamètre (théoriquement environ $0,5 \mu\text{m}$) et leur bon indice de réfraction (2,2).

L'ensemencement peut être réalisé aussi bien en introduisant les particules dans l'écoulement de jet à étudier ou encore en ensemençant l'écoulement environnant le jet. Il est alors possible de conditionner les vitesses obtenues. Quelle que soit la technique choisie, l'ensemencement est un point crucial pour réaliser de bonnes mesures de PIV. L'aptitude des particules à suivre l'écoulement, diffuser la lumière ainsi qu'à résister à la nature de l'écoulement sans en modifier les caractéristiques sont des conditions nécessaires à l'obtention de mesures correctes.

I.2.3.a Capacité des particules à suivre l'écoulement

Pour des raisons de poids ou de taille, la particule peut suivre plus ou moins bien les fluctuations de vitesse de l'écoulement.

Une particule en mouvement dans un fluide est soumise à une force due à la traînée visqueuse du mouvement relatif entre la particule et le fluide. Cette force est liée à la vitesse relative entre la particule et le fluide par la loi de Stokes. L'équation du mouvement pour une particule supposée sphérique de rayon r est :

$$\frac{dV_p}{dt} + 6\pi\mu \frac{r}{m_p} (V_p - u) = 0,$$

u est la vitesse du fluide, V_p la vitesse de la particule, μ la viscosité dynamique du fluide et m_p la masse de la particule.

Pour une vitesse de fluide constante :

$$V_p(t) = u + (V_p(0) - u) \cdot \exp\left(\frac{-t}{\tau_p}\right)$$

où τ_p est la constante de temps du mouvement de la particule fluide : $\tau_p = \frac{m_p}{6\pi\mu r} = \frac{2\rho_p r^2}{9\mu}$.

Les viscosités dynamiques du méthane et de l'air à 300 K sont respectivement $10,8 \cdot 10^{-6} \text{ Pa.s}$ et $18 \cdot 10^{-6} \text{ Pa.s}$. La masse volumique des particules est $\rho_p = 5600 \text{ kg.m}^{-3}$. Le rayon moyen des particules d'oxyde de Zirconium est en principe de $0,5 \mu\text{m}$, mais ces particules ont tendance à s'agglomérer et en pratique les particules forment des agglomérats de rayon maximum $5 \mu\text{m}$ (Maurey, 1997). Ainsi, pour un rayon moyen des particules de $5 \mu\text{m}$, le temps de mise en mouvement dans le gaz est de 3 ms.

Le critère de réponse à la mise en mouvement des particules soumises à une fluctuation correspond à un nombre de Stokes très inférieur à l'unité ($S_k \ll 1$). Le nombre de Stokes S_k est défini comme le rapport entre le temps de réponse des particules τ_p et un temps caractéristique de l'écoulement τ_f .

Des particules de 5 μm de rayon suivront donc correctement l'écoulement pour des fréquences allant jusqu'à 50 Hz ($S_k=0,14$).

1.2.3.b Force de thermophorèse

La présence de gradients de température très importants à l'approche du front de flamme peut générer des forces non négligeables qui peuvent dévier une particule de la trajectoire de l'écoulement. Une particule placée dans un écoulement gazeux, soumis à un gradient de température rencontre d'une part des molécules chaudes, d'énergie cinétique élevée et d'autre part des molécules froides, d'énergie cinétique plus faible. Lors de collisions entre molécules et particules, la transmission d'énergie cinétique sera donc plus élevée avec des molécules chaudes, le sens du déplacement des particules provoqué par les forces de thermophorèse sera alors opposé au sens du gradient de température. Ce phénomène entraîne d'une part une erreur sur les vitesses mesurées et d'autre part une diminution du nombre de particules par unité de volume au niveau du front de flamme, sachant que cet effet est déjà présent en raison de l'expansion volumique des gaz à travers la flamme.

L'approche proposée par Sung et al. permet de calculer la vitesse induite par le phénomène de thermophorèse quel que soit le diamètre de la particule (Sung et al., 1993). En pratique, les particules ne sont pas sphériques, ce qui entraîne une modification de la vitesse de thermophorèse. Malgré cela, le calcul de la vitesse de thermophorèse est mené sous l'hypothèse de sphéricité des particules et permet d'obtenir une estimation satisfaisante de cette vitesse.

La vitesse de thermophorèse V_{th} dépend de la force de thermophorèse F_{th} , définie par la relation suivante pour une température des gaz T_g et un gradient ΔT_g :

$$F_{th} = \frac{-6\pi\mu v d_p C_s \left(\frac{\lambda_{th,g}}{\lambda_{th,p}} + C_t K_n \right) \frac{\Delta T_g}{T_g}}{(1 + 3C_m K_n) \left(1 + 2 \frac{\lambda_{th,g}}{\lambda_{th,p}} + 2C_t K_n \right)}$$

$C_m=1,14$, $C_s=1,17$ et $C_t=2,18$ sont les coefficients d'échange de quantité de mouvement, de frottement thermique et d'échange thermique calculés à partir de la théorie cinétique des gaz, d_p est le diamètre des particules et $\lambda_{th,p}$ est la conductivité thermique des particules ($\lambda_{th,p}=28 \text{ W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$ pour l'oxyde de Zirconium). K_n est le nombre de Knudsen défini par la relation :

$$K_n = \frac{2\lambda_{p,gaz}}{d_p},$$

$\lambda_{p,gaz}$ est le libre parcours moyen des molécules de gaz (Talbot et al., 1980) :

$$\lambda_{p,gaz} = \frac{2\cdot\mu}{\rho c}$$

où c est la vitesse moyenne des molécules de gaz :

$$c = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}$$

La vitesse de thermophorèse est alors donnée par la relation :

$$V_{th} = \frac{-C}{3\pi\mu d_p} F_{th}$$

avec $C = 1 + K_n \left(\alpha_o + \beta_o e^{\frac{-\gamma_o}{K_n}} \right)$, le facteur de correction proposé par Knudsen-Weber qui permet

la modification de la loi de Stokes par comparaison avec les données expérimentales. Il s'exprime en fonction du nombre de Knudsen, et des coefficients $\alpha_o=1,142$; $\beta_o=0,558$; $\gamma_o=0,999$ pour des particules solides (Sung et al, 1993).

Les valeurs des propriétés du prémélange air et méthane sont fixées pour une richesse stœchiométrique et sont données dans le tableau 3-1 pour différentes températures. Les valeurs du nombre de Knudsen et du coefficient C sont également indiquées.

	$T_g=400$ K	$T_g=1000$ K	$T_g=1500$ K
ρ (kg.m ⁻³)	0,849	0,342	0,228
μ (kgs ⁻¹ m ⁻¹)	$2,22.10^{-5}$	$4,06.10^{-5}$	$5,34.10^{-5}$
K_n	0,93	4,24	8,42
C	2,24	7,71	14,78

Tableau 3-1: Valeurs des paramètres et des constantes intervenant dans le calcul de la vitesse de thermophorèse.

Le calcul de la vitesse de thermophorèse est réalisé pour différentes températures de gaz en fonction du gradient de température ΔT_g . Ce gradient de température est considéré sur une distance de 1mm (épaisseur approximative du front de flamme de prémélange). Les résultats sont présentés sur la figure 3-11.

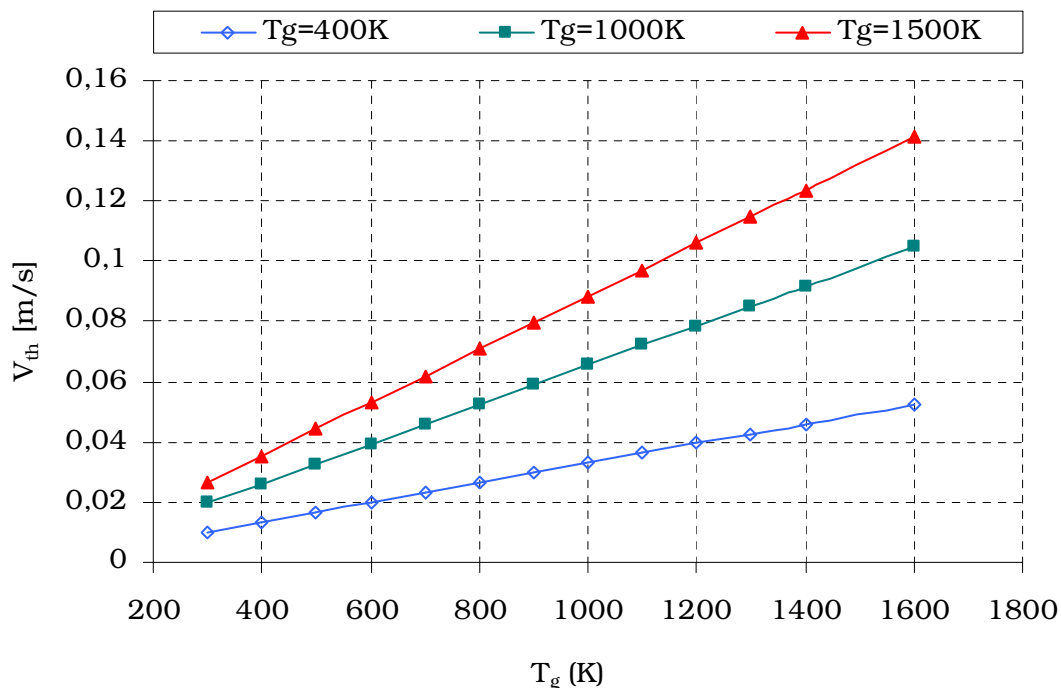


Figure 3-11 : Vitesses de thermophorèse calculées pour différentes températures des gaz prémélangés à la stœchiométrie en fonction du gradient de température.

La vitesse de thermophorèse maximum pour une température des gaz de 1500 K et un gradient de température de 1300 K/mm s'élève à 0,12 m/s. Les mesures de vitesse par ADL montrent qu'au niveau du front de flamme issu du brûleur de référence de type Bunsen, la vitesse transversale peut atteindre 1,3 m/s. Dans cette région de l'écoulement, les particules seront repoussées vers les gaz frais et la vitesse des particules est orientée dans le sens opposé à la force de thermophorèse. La vitesse mesurée est alors sous-estimée de 10% par rapport à sa valeur réelle.

Ce calcul ne nous permet pas de corriger précisément les valeurs mesurées de vitesse, il permet cependant d'estimer une incertitude dans les zones à forts gradients de température.

1.2.3.c Intrusivité des particules

Le problème majeur de l'introduction d'un traceur dans un écoulement est son intrusivité. En effet, il faut veiller à ce que les particules ne perturbent pas la combustion. Pour cela, le taux d'ensemencement a été augmenté progressivement jusqu'à l'observation d'une modification des propriétés de l'écoulement. L'effet de la concentration des particules sur la structure de la flamme a été testé à l'aide du brûleur bi-dimensionnel. Sur les figures 3-12 et 3-13, la structure d'une flamme contenant des particules est comparée à un cas de référence de flamme sans particule. Le taux d'ensemencement en particules dans la flamme est progressivement augmenté. Pour visualiser la structure des flammes, on recueille la chimiluminescence des radicaux présents dans la flamme ainsi que l'incandescence des particules solides.

La structure des flammes obtenues avec différents taux d'ensemencement a été comparée à la structure de la flamme observée sans particule. Pour cela, les contours des flammes extraits des images binarisées sont utilisés. Le taux d'ensemencement optimal pour que les particules n'aient pas d'effet sur la structure de flamme est obtenu si le contour de flamme est similaire au contour obtenu sans particule.

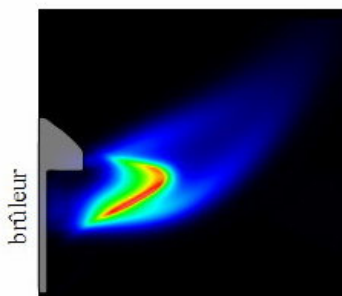


Figure 3-12: Image moyenne d'émission des radicaux dans une flamme sans particule sur le brûleur modèle bidimensionnel.

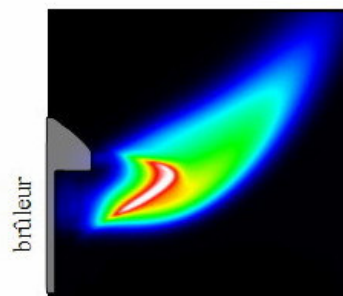


Figure 3-13: Image moyenne d'émission des radicaux et incandescence des particules dans une flamme avec particules.

1.2.3.d Différentes techniques d'ensemencement utilisées

L'ensemencement est placé directement à la sortie de la boîte de prémélange. Les particules d'oxyde de Zirconium sont donc incorporées au prémélange de gaz frais. Afin de réaliser un ensemencement homogène et régulier, l'ensemencement, fabriqué au laboratoire, consiste en une petite cavité dans laquelle une brosse rotative entraîne un nuage homogène de particules et de gaz frais. L'avantage de ce système est de pouvoir augmenter la concentration de particules par unité de

volume simplement en augmentant la vitesse de rotation de la brosse. Les particules sont étuvées pendant plusieurs heures afin d'en extraire le maximum d'humidité.

Trois différentes conditions d'ensemencement ont été réalisées. Dans un premier temps, le champ aérodynamique de l'écoulement de gaz avant et après le front de flamme a été obtenu en ensemençant le prémélange de gaz frais en particules d'oxyde de Zirconium.

Ensuite, les vitesses de l'écoulement d'air entraîné environnant la flamme a été estimé en ensemençant l'air ambiant en particules solides. Pour le brûleur de référence de type Bunsen, l'ensemencement a été réalisé en introduisant les particules solides dans un écoulement d'air annulaire extérieur. Le rapport des vitesses de l'écoulement de jet intérieur sur l'écoulement coaxial extérieur est fixé à 20. De cette manière, la vitesse de l'air de l'écoulement coaxial est négligeable et n'aura pas d'action sur la stabilisation de la flamme. Dans le cas du brûleur bi-dimensionnel, l'ensemencement est réalisé par le biais d'un diffuseur placé au pied des flammes (3-14). Ce diffuseur est positionné assez loin de la base des flammes pour ne pas perturber leur dynamique. L'écoulement dans le diffuseur est divergent de manière à introduire les particules avec une vitesse très faible.

Enfin, de manière à obtenir un champ complet de vitesses non conditionnées, un "double" ensemencement a été utilisé. Lors de ces mesures, l'écoulement de gaz prémélangé ainsi que l'air ambiant sont ensemençés en particules d'oxyde de Zirconium. Les deux techniques décrites précédemment sont couplées : des particules d'oxyde de Zirconium sont introduites à la fois dans le prémélange de gaz et dans l'air environnant les flammes.

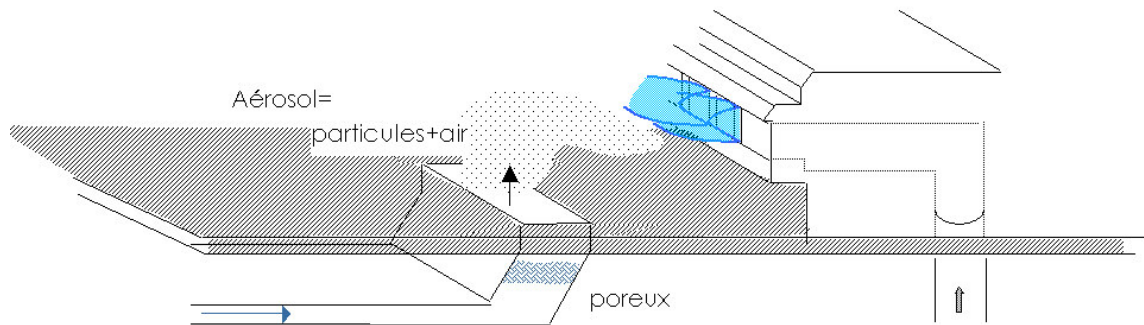


Figure 3-14: Dispositif d'ensemencement de l'air ambiant pour le brûleur bi-dimensionnel.

I.2.4 Algorithme utilisé

Le calcul des champs de vitesse est réalisé par l'algorithme de calcul du logiciel Davis. La méthode utilisée est un calcul d'inter-corrélation itératif avec déplacement des fenêtres d'interrogation et décroissance de leur taille avec chevauchement des fenêtres de 50%.

Les images de particules obtenues (figure 3-9) peuvent présenter des zones importantes sans particule. On utilise donc un filtre sur chaque champ instantané de manière à éliminer au maximum les vitesses calculées dans les mailles qui ne contiennent aucune particule. Il s'agit d'un filtre "médian" itératif. Ce filtrage doit être effectué sur les champs instantanés de manière à ne pas influencer le calcul du champ moyen. De plus, il doit être réalisé à chaque pas du calcul, c'est à dire pour chaque itération.

On utilise un filtre médian local. La condition imposée par ce filtre pour conserver un vecteur est la suivante :

$$\begin{aligned} U_{median} - U_{rms} &\leq U \leq U_{median} + U_{rms} \\ V_{median} - V_{rms} &\leq V \leq V_{median} + V_{rms} \end{aligned}$$

avec U_{median} et V_{median} les valeurs médianes des vitesses se trouvant dans les mailles voisines. Le nombre de mailles voisines à tester est au choix, entre 3 et 8. U_{rms} et V_{rms} sont les valeurs moyennes de la déviation des vitesses se trouvant dans les mailles voisines.

L'intérêt d'utiliser la valeur médiane, par rapport à la valeur moyenne, est qu'avec cette méthode, une valeur trop éloignée des autres sera classée première ou dernière et aura donc une influence moindre dans le calcul de la médiane. De même, pour le calcul de la déviation, les deux valeurs de fluctuation les plus éloignées sont éliminées (dans le cas où la condition est réalisée sur 5 valeurs au moins). Cette méthode permet de ne pas fausser la valeur de la déviation moyenne par un ou deux vecteurs faux.

Si un vecteur est identifié comme faux, les trois pics de corrélations suivants dans l'espace de corrélation sont testés, si l'un de ces pics remplit les conditions définies par le filtre, alors il remplace le vecteur erroné.

1.2.5 Correction des champs de vitesse obtenus sur le brûleur bidimensionnel par Super Résolution

Récemment, plusieurs algorithmes de calcul ont été développés dans l'objectif d'améliorer la résolution spatiale obtenue par les algorithmes classiques. Ces algorithmes consistent à mesurer un déplacement pour chaque particule. En effet, la résolution spatiale idéale pour la vélocimétrie serait d'obtenir une mesure de vitesse pour une particule. Cette technique, appelée PTV (Particle Tracking Velocimetry), repose sur le suivi des particules. Contrairement à la PIV qui nécessite un ensemencement assez dense en particules pour réaliser un calcul d'inter-corrélation entre les deux mailles de chaque image, la concentration en particules doit être assez éparse pour mesurer des vitesses par PTV. L'ensemencement utilisé au cours de cette étude ne permet pas de mesurer des vitesses par PTV. La technique utilisée est celle qui a été développée par Susset, appelée « Super Résolution ». Cette méthode peut être considérée comme un calcul hybride de PIV et de PTV (Susset et al., 2006).

A partir du champ de vitesse calculé par un algorithme comme Davis, (prédicteur), cet algorithme est capable de déterminer une vitesse pour chaque particule détectée. Les différentes étapes de calcul sont les suivantes :

- Détection des particules (position, taille, intensité) dans la première et la deuxième image,
- Interpolation du déplacement obtenu par Davis en chaque position de particule détectée dans la première image,
- Recherche de la particule la plus proche de ce déplacement dans la seconde image,
- Correction de la valeur du déplacement obtenu par Davis par le déplacement obtenu avec la deuxième image,
- Filtrages global, basé sur les valeurs extrémales de vitesse, et local, de type médian, basé sur la continuité de l'écoulement.

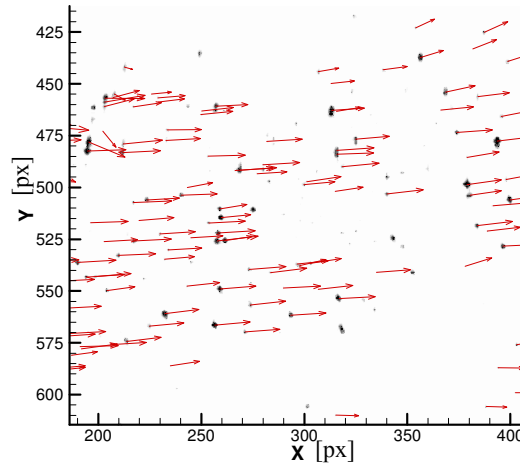


Figure 3-15 : Exemple de résultat d'un calcul par super-résolution superposé à l'image de particules (en négatif)

Cette correction est réalisée sur chaque champ instantané de vitesse. Le calcul des vitesses moyennes est réalisé sur un maillage régulier en pondérant chaque vitesse par l'inverse de la distance au centre de la maille.

$$\bar{V}_x(I, J) = \sum_n^N V_{x_n}(I, J) \times \frac{1}{d}$$

avec $\bar{V}_x(I, J)$, la moyenne de la composante en x dans la maille indiquée (I,J), $V_{x_n}(I, J)$, une valeur n de la composante axiale de la vitesse se trouvant dans la maille (I,J), et d la distance au centre de la maille.

II Fluorescence Induite par Laser du radical OH

II.1 Principe

La Fluorescence Induite par Laser, LIF (pour l'anglais *Laser Induced Fluorescence*), est une des méthodes de diagnostic laser souvent employée en combustion. Elle consiste en l'émission spontanée des molécules ou atomes, suite à l'absorption d'un rayonnement laser accordé sur une transition de l'espèce sondée. Pour réaliser une mesure dans un plan de l'écoulement, une nappe laser est utilisée pour exciter le traceur sélectionné. Le rayonnement de fluorescence émis par les molécules lors de leur désexcitation est collecté par une camera intensifiée. La figure 3-16 présente un dispositif classique de LIF. L'image obtenue présente des zones d'intense concentration en traceur, représentées en rouge.

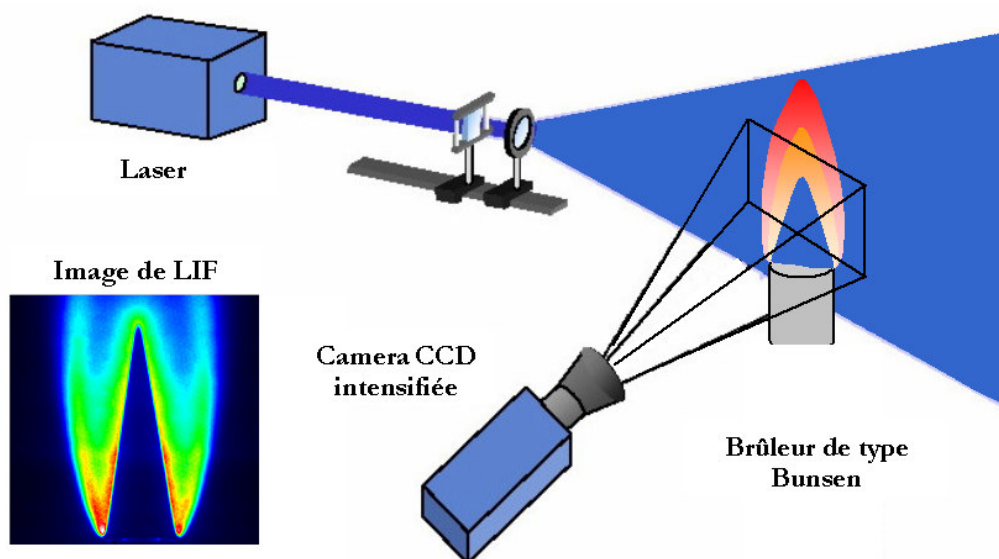


Figure 3-16 : Schéma de principe d'un montage expérimental de LIF.

Le principe de cette technique repose sur l'absorption d'un rayonnement laser accordé sur une transition de l'espèce sondée et l'émission d'un signal de fluorescence par cette espèce. Ce principe est présenté sur la figure 3-17.

Ce processus de diffusion lumineuse nécessite donc l'excitation préalable du système par une source monochromatique de forte puissance (source laser). En particulier, une source laser dans l'ultra-violet permet d'exciter des transitions entre deux niveaux électroniques de la molécule dont l'état initial correspond au niveau fondamental qui est le plus peuplé.

L'obtention de mesures quantitatives de concentration de l'espèce excitée est très délicate et constitue une des limites de cette technique. Il faudrait en effet notamment prendre en compte tous les phénomènes de désexcitation concurrents à l'émission spontanée. Une fois la molécule excitée, elle peut en effet, émettre à nouveau un rayonnement (fluorescence) mais aussi, avant cela, se dissocier (prédissociation), se ioniser (photo-ionisation), ou être désexcitée lors de la collision avec d'autres molécules (quenching). Le modèle à deux niveaux est souvent utilisé pour expliquer ce phénomène, il est très simplifié puisqu'il ne tient compte que de deux niveaux d'énergie de l'espèce excitée. Il permet cependant de bien comprendre les différents modes d'excitation et de désexcitation.

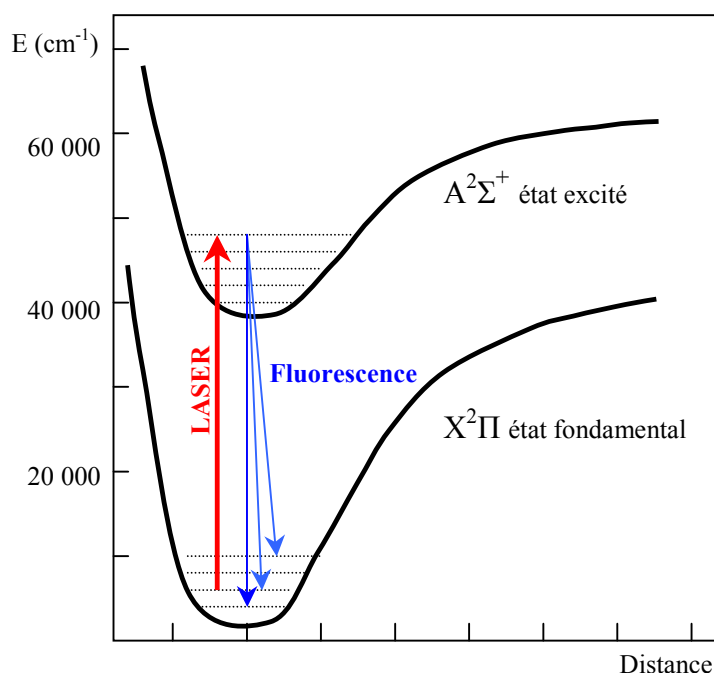


Figure 3-17: Schéma de principe de la Fluorescence Induite par Laser pour le radical OH.

II.2 Modèle à deux niveaux

Le schéma de fluorescence présenté sur la figure 3-18 fait intervenir deux niveaux vibrationnels de l'état fondamental $X^2\Pi$ (1 et 2) et deux niveaux vibrationnels de l'état électronique excité $A^2\Sigma^+$ (3 et 4).

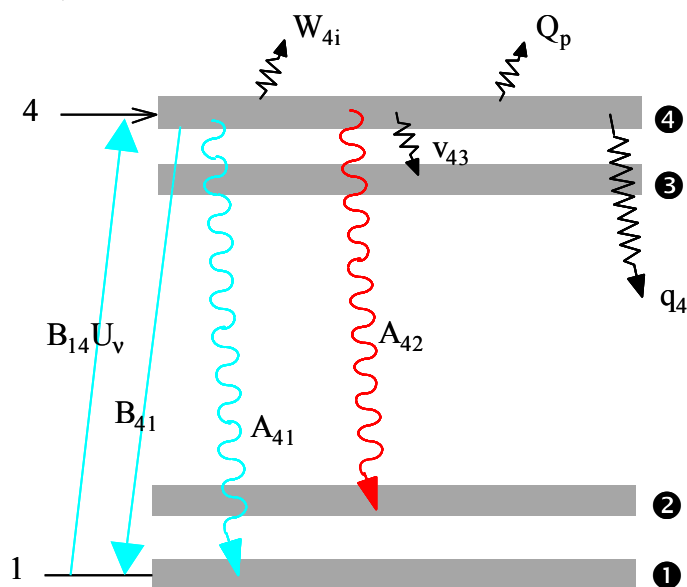


Figure 3-18: Représentation schématique du processus de LIF (Cessou, 1994.)

Le niveau 4 est l'état dans lequel se trouve la molécule après avoir absorbé la lumière incidente accordée sur une transition de la molécule ($B_{14}U_v$). La molécule peut retourner dans son état original par émission stimulée (B_{41}) ou par émission spontanée (A_{41}). Elle peut également se désexciter par émission spontanée vers d'autres niveaux, par exemple le niveau 2 (A_{42}). L'énergie

interne de la molécule peut aussi être modifiée lors de collisions avec d'autres molécules par transferts d'énergie vibrationnelle ou rotationnelle (v_{43}) ou encore par transfert d'énergie électronique appelé quenching (q_4). La molécule peut également se ioniser (W_{4i}). Si le niveau 4 est instable, ou si la molécule peut intercepter un niveau instable lors de la vibration, elle se dissocie (Q_p).

Bien que la figure 3-18 fasse intervenir 4 niveaux, le principe de la fluorescence induite par laser est ici exposé à l'appui du modèle à deux niveaux pour une meilleure compréhension. Le modèle à deux niveaux est donc décrit entre les états énergétiques 1 et 4 de l'espèce sondée. L'état 1 est l'état fondamental dans lequel se trouve la molécule avant excitation.

La variation de population du niveau 4 s'écrit :

$$\frac{dN_4}{dt} = N_1 B_{14} U_\nu - N_4 B_{41} U_\nu - N_4 A_{41} - N_4 Q_4 - N_4 Q_p - N_4 W_{4i}$$

Avec U_ν la densité spectrale d'énergie, B_{14} le coefficient d'Einstein pour l'absorption, B_{41} le coefficient d'Einstein pour l'émission stimulée, A_{41} le coefficient d'Einstein pour l'émission spontanée, Q_4 la probabilité de désexcitation par des phénomènes non radiatifs, W_{4i} la probabilité d'ionisation et Q_p , la probabilité de dissociation. On considère que les taux de prédissociation et d'ionisation sont négligeables.

Après intégration de l'équation de variation de population du niveau 4, on obtient une expression de l'intensité de fluorescence:

$$I_{fluo} = N_0 \cdot \frac{B_{14} \cdot U_\nu}{(B_{14} + B_{41}) \cdot U_\nu + A_{41} + Q_{41}} \cdot h \cdot \nu \cdot A_{41} \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \cdot \varepsilon \cdot V$$

Le signal est collecté à travers un système optique de coefficient de transmission ε , dans un angle solide Ω , issu du volume V . N_0 correspond à la population du niveau fondamental avant excitation. Dans cette équation, tous les paramètres peuvent être facilement déterminés, sauf Q_{41} , le taux de désexcitation collisionnel qui varie avec la pression, la température et les partenaires de collision. Ce paramètre est très difficile à estimer.

L'intensité de fluorescence peut encore s'écrire :

$$I_{fluo} = h \cdot \nu \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \cdot \varepsilon \cdot V \cdot N_0 \cdot \frac{B_{14}}{(B_{14} + B_{41})} \cdot \frac{A_{41}}{1 + \frac{U_{vsat}}{U_\nu}}$$

avec $U_{vsat} = \frac{A_{41} + Q_{41}}{B_{14} + B_{41}}$, la densité d'énergie de saturation.

Le régime linéaire de fluorescence est défini tel que $U_\nu \ll U_{vsat}$, alors :

$$I_{fluo} = h \cdot \nu \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \cdot V \cdot N_0 \cdot B_{14} \cdot U_\nu \cdot \frac{A_{41}}{A_{41} + Q_{41}} \quad (3)$$

La fluorescence est alors proportionnelle à l'énergie incidente laser et à la quantité d'espèce présente N_0 . Le rendement de fluorescence, $\frac{A_{41}}{A_{41} + Q_{41}}$, exprime la proportion de désexcitation par fluorescence.

Dans la majorité des études utilisant la LIF, le régime linéaire est utilisé. Pour être capable de réaliser des mesures quantitatives et donc estimer la concentration en traceur, il faudrait alors être capable d'estimer le paramètre Q_{41} . Pour connaître le taux de quenching, il est nécessaire d'obtenir

des informations supplémentaires localement dans l'écoulement, telle que la température ou encore la concentration des partenaires de collision. Cela nécessite souvent l'utilisation simultanée de plusieurs techniques de mesures. De plus, la réalité est bien plus complexe que le modèle à deux niveaux. La molécule peut revenir sur des niveaux vibrationnels et rotationnels voisins, il y a alors toute une gamme de longueur d'onde pour détecter la fluorescence (figure 3-17).

Les différents phénomènes collisionnels ainsi que le quenching ne sont pas détaillés plus en détail ici car la technique de LIF est uniquement utilisée dans le cadre de notre étude pour obtenir une image de la structure de la flamme et pouvoir ainsi localiser les zones de réactions. Il s'agit donc ici d'obtenir une information purement qualitative de la concentration du traceur sélectionné. Toutefois l'équation finale (3) obtenue par le modèle à deux niveaux en régime linéaire met en avant le fait que le signal obtenu est fonction de la population du niveau fondamental. On pourra considérer que dans nos mesures, le signal obtenu est représentatif de la quantité de traceur présent dans l'écoulement.

II.3 Système de mesure

La technique de LIF a été utilisée lors de cette étude pour exciter le radical hydroxyle, ou radical OH. Dans le cas de la combustion des hydrocarbures, le radical OH joue un rôle prépondérant dans le schéma de la cinétique chimique. Les radicaux OH participent à la fois aux réactions rapides à deux corps, et aux réactions lentes de recombinaisons à trois corps. Ainsi, le radical OH est présent en grande quantité dans les flammes.

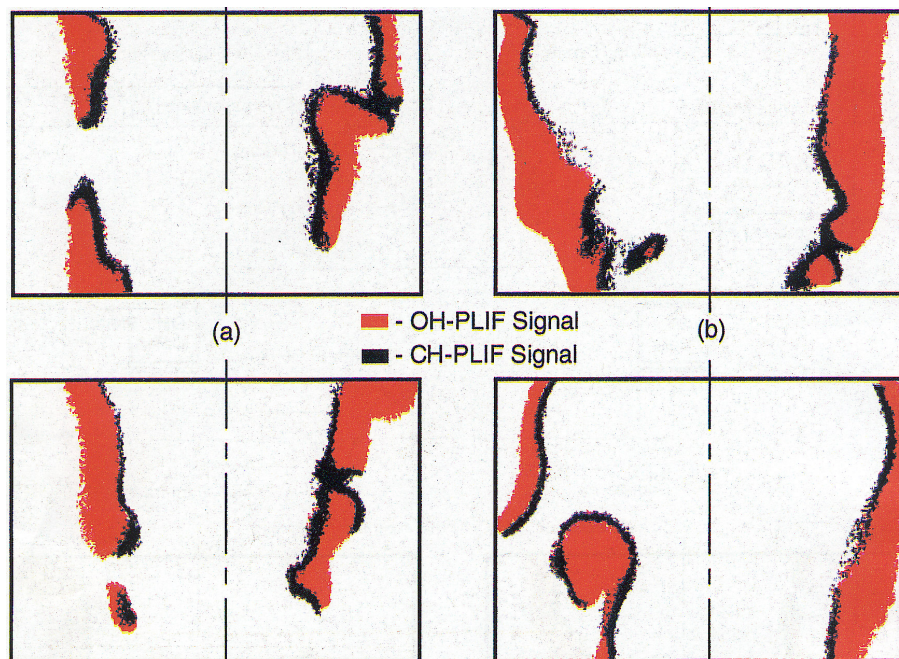


Figure 3-19 : Images simultanées de fluorescence des radicaux CH et OH d'une flamme de diffusion de méthane liftée (Watson et al., 1999).

Dans les flammes de prémélange laminares, OH est un bon marqueur de l'interface entre les gaz frais et les gaz brûlés. Du fait de son temps de vie important, il est transporté par convection dans les gaz brûlés. Pour une flamme laminaire à pression atmosphérique, la quantité de radicaux OH formés dans les gaz brûlés est très faible devant la quantité de radicaux transportés par

convection depuis la zone de réaction. La figure 3-19 montre des images instantanées de fluorescence des radicaux CH et OH à la base d'une flamme de diffusion turbulente suspendue (Watson et al., 1999). La présence des radicaux CH indique la portion riche des zones réactives où la réaction chimique est initiée, et les radicaux OH sont représentatifs de la région pauvre en combustible juste à l'extérieur des zones de présence de CH. La courte durée de vie du radical CH assure une zone réactive beaucoup plus fine que celle définie par les radicaux OH. Cependant, le signal de fluorescence du radical CH est faible, et le rapport signal sur bruit obtenu est alors très faible notamment lors de mesures bidimensionnelles. L'utilisation du radical OH est un bon compromis et il est admis que les radicaux OH marquent fidèlement les zones réactives à la base de la flamme (Najm et al., 1998).

Pour le radical OH, la transition depuis l'état fondamental $X^2\Pi$ vers le premier état excité $A^2\Sigma$ est la seule transition électronique observable dans l'UV proche à l'aide d'un dispositif de LIF. Cette transition électronique sera donc exploitée lors des expérimentations.

Le système de mesure peut se résumer à un système d'excitation, un système de détection et un système de numérisation.

II.3.1 Système d'excitation : source laser

Le diagnostic optique de LIF nécessite l'accord en longueur d'onde du laser sur une transition particulière de la molécule que l'on veut étudier. Les lasers à colorants sont souvent utilisés dans ce cas car ils permettent d'obtenir une gamme assez large de longueurs d'onde et une excitation de bande assez étroite. Les colorants sont des molécules organiques en solution dans un diluant (généralement de l'éthanol) qui ont des spectres de fluorescence larges de 10 à 30 nm. Le plus souvent, le colorant est excité par une source laser Nd:YAG. Le faisceau laser peut ensuite être doublé en fréquence par un cristal pour obtenir des rayonnements ultraviolets.

Le système d'excitation comprend un laser de pompe Nd:YAG Spectra Physics d'énergie 440 mJ par pulse pour une longueur d'onde $\lambda=532$ nm. Le faisceau de sortie est ensuite introduit dans le laser à colorant Sirah PrecisionScan. Ce dernier se compose de 2 circuits dans lesquels s'écoule le colorant, le Pyrrométhène. La plage d'accordabilité de ce colorant se situe entre 547 nm et 579 nm, elle est très proche de celle de la Rhodamine 6G. Le premier circuit de colorant alimente un étage oscillateur et un étage de pré-amplification, le second alimente un étage d'amplification. Le colorant excité dans l'oscillateur par la seconde harmonique du laser Nd:YAG émet un rayonnement de fluorescence large bande dans le domaine spectral. Dans cette cavité oscillante, une longueur d'onde est sélectionnée par un réseau, la rotation du réseau assure le choix de la longueur d'onde souhaitée. Cette onde fondamentale est ensuite amplifiée deux fois pour permettre la génération de la seconde harmonique ultraviolette. Le faisceau de sortie est enfin réaligné par un compensateur motorisé. En sortie de cette association de lasers, on dispose d'un faisceau laser ultraviolet ayant un taux de répétition de 10 Hz, une durée d'impulsion de 10 ns, et une énergie de l'ordre de 20 mJ. Ce faisceau laser est accordable dans l'intervalle spectral de 275 nm à 290 nm avec une largeur spectrale 0,0012 nm à 285 nm.

II.3.2 Montage optique

La nappe laser est obtenue par une lentille plano convexe en Silice UV de focale 1000 mm et une lentille semi-cylindrique divergente (-50 mm). La lentille cylindrique contrôle la hauteur de la

nappe laser et la lentille sphérique contrôle son épaisseur. La nappe laser a une épaisseur proche de 500 μm .

II.3.3 Système de détection

Le signal de fluorescence est collecté par une caméra ICCD Princeton PI-MAX 16 bits. La durée de vie du signal de fluorescence est dictée par la durée de vie naturelle des niveaux d'énergie de la molécule OH, de l'ordre de 800 ns (Bresson, 2000). Dans les conditions expérimentales de combustion, les collisions réduisent ce temps de vie à quelques nanosecondes. Dans ces conditions, pour une excitation laser de l'ordre de la dizaine de nanosecondes, la durée de fluorescence est comparable à celle de l'excitation laser. L'ouverture du capteur de la caméra est fixée à 100 ns. Cette ouverture correspond à un bon compromis pour obtenir un bon rapport signal sur bruit.

L'ouverture de la camera est choisie sur une plage suffisamment large pour collecter tout le signal de fluorescence. Deux filtres sont placés devant l'objectif de la caméra pour s'affranchir de la lumière visible, du rayonnement propre de la flamme, des diffusions de Mie et Rayleigh, mais également pour atténuer les réflexions parasites sur le brûleur (figure 3-20). Un filtre passe-haut WG 305 de 3 mm d'épaisseur permet d'éliminer toutes les longueurs d'ondes UV indésirables et un filtre passe-bande UG 11 de 2 mm d'épaisseur permet de s'affranchir des longueurs d'ondes visibles. De cette manière, le signal de fluorescence est recueilli par la caméra pour les longueurs d'onde autour de 310 nm.

La synchronisation entre la camera et le laser est assurée par un générateur de délai Stanford DG535. L'ouverture de la caméra est déclenchée par le signal correspondant à l'instant du tir laser.

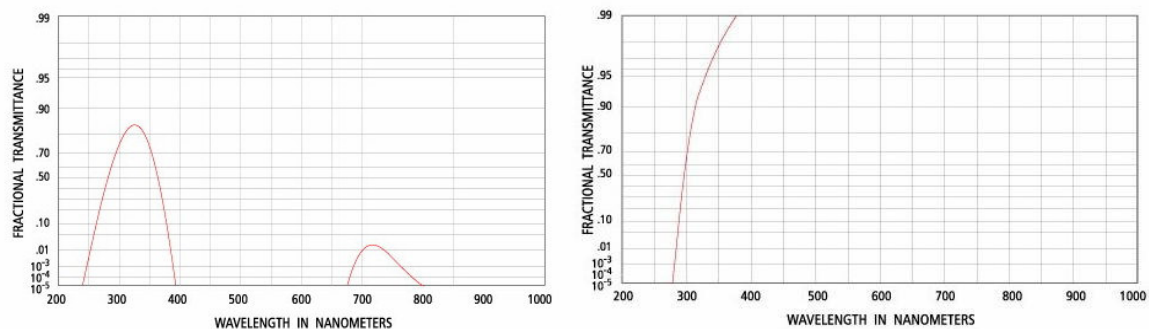


Figure 3-20 : Courbes de transmittivité des filtres UG11 et WG305.

II.4 Limites de la mesure

Le schéma à deux niveaux a mis en avant le fait que le signal de fluorescence émis est proportionnel à l'énergie incidente. La qualité de l'excitation est donc un facteur important pour réaliser de bonnes mesures.

L'absorption de l'énergie laser à la traversée du milieu joue un rôle important. Les travaux de Bresson permettent de faire une estimation de la distance de propagation nécessaire pour atteindre une atténuation de 5% dans une concentration de 1% de OH, concentration typique dans un front de flamme (Bresson, 2000). Pour la Raie Q1(5) de la bande vibrationnelle ($v'=1 \leftarrow v''=0$) pour la transition $A \leftarrow X$, la distance est estimée à 0.6 mm. Au passage du front de flamme de prémélange,

dont l'épaisseur est estimée à 1mm, l'atténuation atteint 8%. Cette faible atténuation ne sera donc pas prise en considération dans nos analyses.

Les fluctuations temporelles et spatiales du laser sont également une source d'inexactitude pour l'acquisition des images de LIF. Les fluctuations temporelles du laser sont estimées par le niveau de signal réfléchi sur le bord du brûleur. Le signal réfléchi sur le bord du brûleur est en effet directement proportionnel à la puissance du laser et varie donc d'un tir laser à l'autre. Ces fluctuations d'intensité sont estimées à 10% sur une série de 300 images. Ces fluctuations ont donc une influence négligeable sur l'image moyenne obtenue avec 300 images instantanées. Les fluctuations spatiales du laser seront estimées par la répartition de l'énergie laser dans la nappe.

L'émission propre du milieu peut altérer la qualité des images. Le milieu émet spontanément de la lumière par émission thermique et par chimiluminescence. Ces effets ne peuvent être évités que par l'utilisation d'une porte temporelle d'acquisition courte que l'on fixera à 100 ns et par l'ajout de filtres.

La fluorescence d'autres molécules que le traceur étudié peut également être une source d'incertitude sur la mesure. Pour le radical OH, le spectre d'absorption présente des raies bien distinctes. De plus, le faisceau laser est très bien résolu spectralement et permet l'excitation sélective d'une raie d'une seule molécule.

II.5 Spectroscopie

Le choix de la meilleure transition électronique pour exciter le radical OH s'appuie sur des mesures de fluorescence spectroscopiques. Une étude complète du spectre d'excitation du radical OH a été réalisée.

Le spectrographe utilisé pour les manipulations est un SpectraPro 300i, Acton Research Corporation® (réseau de diffraction 600 traits/mm blazé à 500 nm). La configuration utilisée permet d'obtenir une largeur spectrale d'environ 0,2 nm/pixel.

Les spectres de dispersion permettent de discerner les différentes longueurs d'ondes émises par une espèce soumise à une excitation laser suivant une longueur d'onde sélectionnée. Ces spectres nous ont permis également de choisir les filtres à utiliser pour collecter les images de fluorescence. En réalisant ce spectre pour différentes longueurs d'ondes d'excitation, un spectre d'excitation sera obtenu. Le spectre d'excitation de LIF permet de connaître la gamme de longueur d'onde de fluorescence d'une espèce excitée sur une transition électronique précise accessible avec le matériel utilisé. Ce spectre va nous permettre de déterminer par la suite, quelle est la transition ro-vibrationnelle la plus judicieuse à exciter.

II.5.1 Spectre de dispersion

Les spectres de fluorescence obtenus permettent de faire l'étude des raies d'émissions du radical OH. Le spectre présenté sur la figure 3-21 est réalisé sous une excitation à la longueur de 284,6 nm. Deux groupes de raies d'émissions peuvent être distinguées sur ce spectre. La première partie du spectre collecté entre 285 et 295 nm correspond à la part d'émission stimulée et à la fluorescence des radicaux OH selon la bande vibrationnelle ($v'=1 \leftarrow v''=0$) de la transition $A \leftarrow X$. La deuxième partie du spectre correspond à la désexcitation par fluorescence selon les bandes vibrationnelles ($v'=0 \leftarrow v''=0$) et ($v'=1 \leftarrow v''=1$). Ce spectre nous permet de savoir que pour

collecter la fluorescence du radical OH dans les bandes vibrationnelles ($v'=1 \leftarrow v''=1$) et ($v'=0 \leftarrow v''=0$), il est nécessaire de sélectionner une faible gamme de longueurs d'ondes autour de 310 nm.

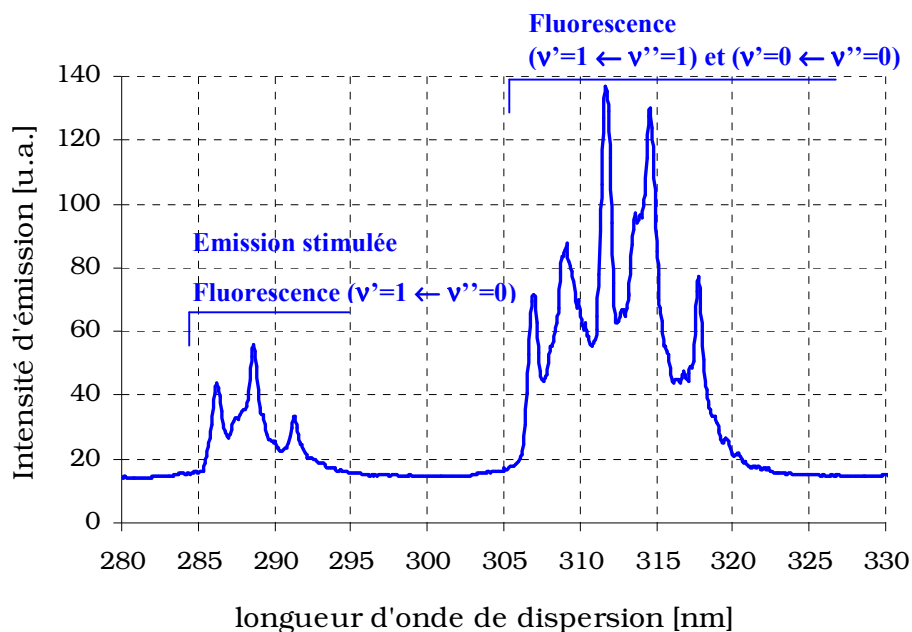


Figure 3-21: Spectre de dispersion obtenu pour une excitation à $\lambda=284.6$ nm.

II.5.2 Spectre d'excitation

Les spectres de dispersion sont enregistrés pour des longueurs d'onde d'excitation de 281 nm à 289 nm. L'intensité cumulée entre 300 et 330 nm pour chaque spectre de dispersion est représentée en fonction de la longueur d'onde d'excitation. Le spectre d'excitation LIF ainsi obtenu est présenté sur la figure 3-22. Ces spectres permettent de connaître les raies d'excitation de la molécule OH.

Les spectres d'excitation obtenus sont comparés aux résultats de calculs théoriques effectués avec le logiciel LIFBASE (Luque, 1996). Ce programme fournit les spectres d'émission, d'absorption et d'excitation LIF (pour certaines transitions) pour les molécules OH, CH, NO. Les raies représentées sur la figure 3-22 sont nommées dans le tableau 3-2.

La transition choisie pour réaliser les images de LIF est la raie Q1(5) de la bande $A \leftarrow X$ ($v'=1 \leftarrow v''=0$) du radical OH. Cette transition permet en effet une bonne absorption de l'excitation, de plus elle est assez isolée d'autres raies. Il a été vérifié grâce au logiciel LIFBASE que cette transition était peu dépendante de la température dans la gamme de température attendue.

II.6 Linéarité du signal de fluorescence

La vérification de la linéarité du signal de fluorescence est une étape nécessaire pour pouvoir interpréter les résultats. Un mesureur de puissance permet d'obtenir une valeur moyenne de la puissance du faisceau laser. L'intensité moyenne dans une zone représentative de l'image est relevée pour des valeurs croissantes de la puissance du laser et représentée sur la figure 3-23. Une relation linéaire entre l'intensité de fluorescence et la puissance du laser est confirmée.

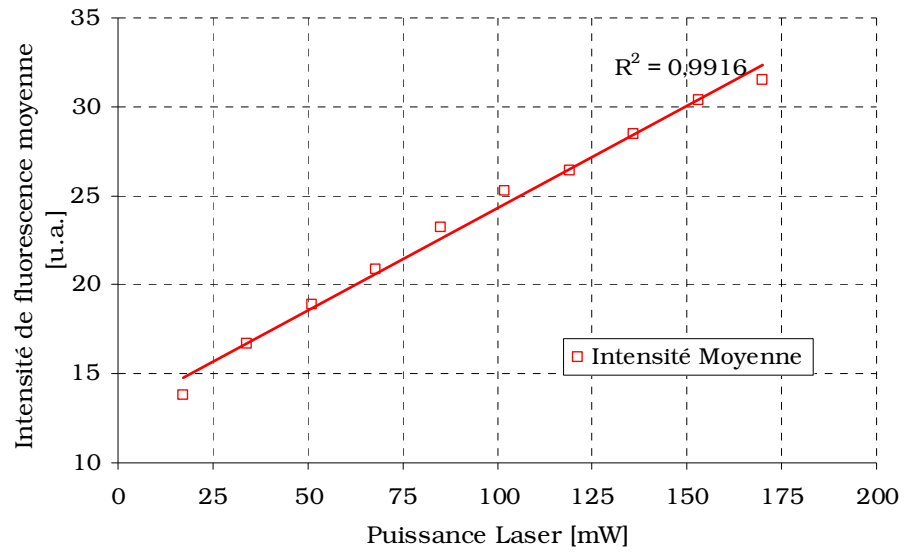


Figure 3-23: Linéarité de la fluorescence du radical OH avec la puissance du laser.

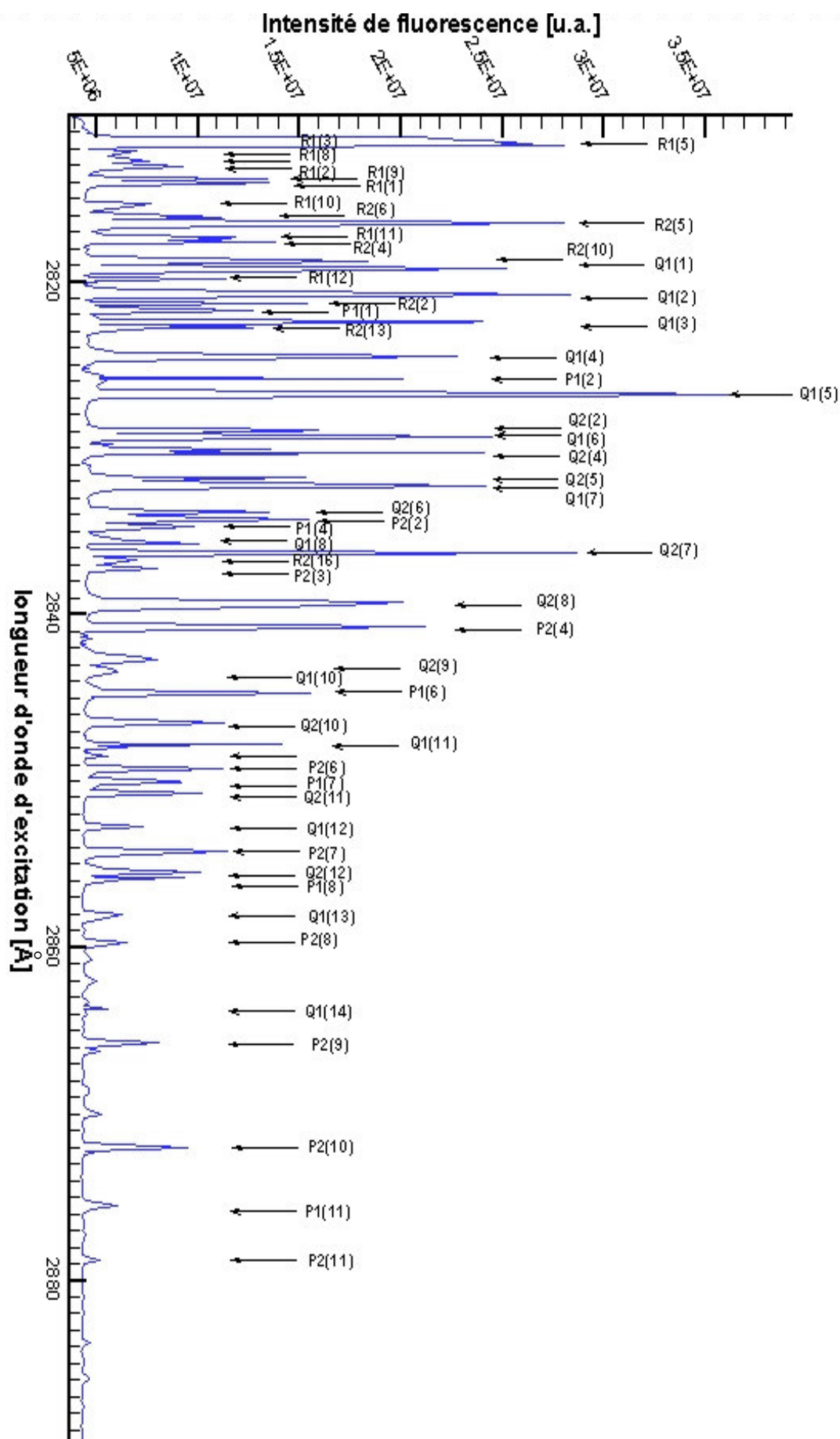


Figure 3-22: Spectre d'excitation expérimental du radical OH.

Nomenclature	Longueur d'onde [nm]
R1(7,6,5,4)=R21((7,6,5,4)	281,13
R1(3)=R21(3)	281,2
R1(8)=R21(8)	281,25
S21(21)>R21(2)=R1(2)	281,3
R1(9)=R21(9)>R21(1)	281,38
R1(1)=R21(1)	281,4
R1(10)=R21(10)	281,55
R2(7)>R2(6)	281,6
R2(8)>R2(5)	281,65
R1(11)>R2(9)	281,74
R21(11)>R2(4)	281,76
R2(10)	281,88
S21(22)>R2(3)>Q1(11)=Q21(11)	281,9
R1(2)	282
R2(11)>Q1(2)=Q21(2)	282,05
R2(2)	282,12
R1(1)	282,18
Q1(3)=Q21(3)	282,25
R1(13)=R21(13)>R2(12)	282,28
R2(8)>Q1(4)=Q21(4)	282,45
S21(23)>R1(14)>R2(13)>P1(2)	282,508
Q1(5)=Q21(5)	282,6
R2(14)>Q2(2)=Q12(2)	282,9
Q21(6)=Q1(6)>Q2(3)=Q2(1)=Q12(1)=Q12(3)	282,95
R21(15)>P1(3)	283
Q2(4)=Q12(4)	283,05
Q2(5)=Q12(5)>P12(1)	283,18
Q1(7)=Q12(7)	283,22
Q2(6)=Q12(6)	283,38
R1(16)>P2(2)=P12(2)	284,42
R21(16)>P1(4)	283,45
R1(16)>P2(2)=P12(2)	284,42
R21(16)>P1(4)	283,45
Q1(8)=Q21(8)	283,55
Q2(7)=Q12(7)	283,62
R2(16)>O12(2)	283,68
P2(3)=P12(3)	283,7
R1(17)=R21(17)>Q1(9)>Q2(8)=Q12(8)=Q21(9)>P1(5)	283,95
S21(25)>P2(4)=P12(4)	284,05
Q2(9)=Q12(9)>O12(3)	284,25
Q1(10)=Q21(10)	284,35
R21(18)>P1(6)>P2(5)=P12(5)	284,48
R2(18)>Q2(10)=Q12(10)	284,65
Q1(11)=Q21(11)	284,78
O12(4)	284,75
S21(26)>P2(6)=P12(6)	284,92
R1(19)>P1(7)	285
R21(19)>Q12(11)=Q2(11)	285,05
R2(19)>Q1(12)=Q21(12)	285,25
P2(7)=P12(7)	285,45
Q2(12)=Q12(12)>O12(5)	285,55
P1(8)	285,6
Q1(13)=Q21(13)	285,8
P2(8)=P12(8)	285,95
P1(9)	286,2
R1(21)=R21(21)>Q1(14)=Q21(14)	286,35
R2(21)>P2(9)=P12(9)	286,55
Q2(14)=Q12(14)	286,62
Q12(15)>P2(10)=P12(10)	287
Q2(15)	287,2
P1(11)	287,55
R1(23)>Q2(16)=Q12(16)>P2(11)=P12(11)	287,88

Tableau 3-2 : Nomenclature des transitions A-X du radical OH déterminées expérimentalement. Les transitions sont classées pour des longueurs d'onde croissantes et dans chaque case, pour des probabilités d'absorption décroissantes.

II.7 Traitement des images de fluorescence

II.7.1 Correction des images brutes

La figure 3-24 présente une image brute de fluorescence du radical OH acquise pour une puissance thermique de 0,97 kW, une vitesse d'injection du prémélange de 2 m/s et une richesse de 1,07. Les images brutes instantanées sont traitées avant d'être analysées. Deux post-traitements doivent être apportés aux images brutes. Les images sont corrigées par le bruit et par la répartition d'énergie dans la nappe laser.

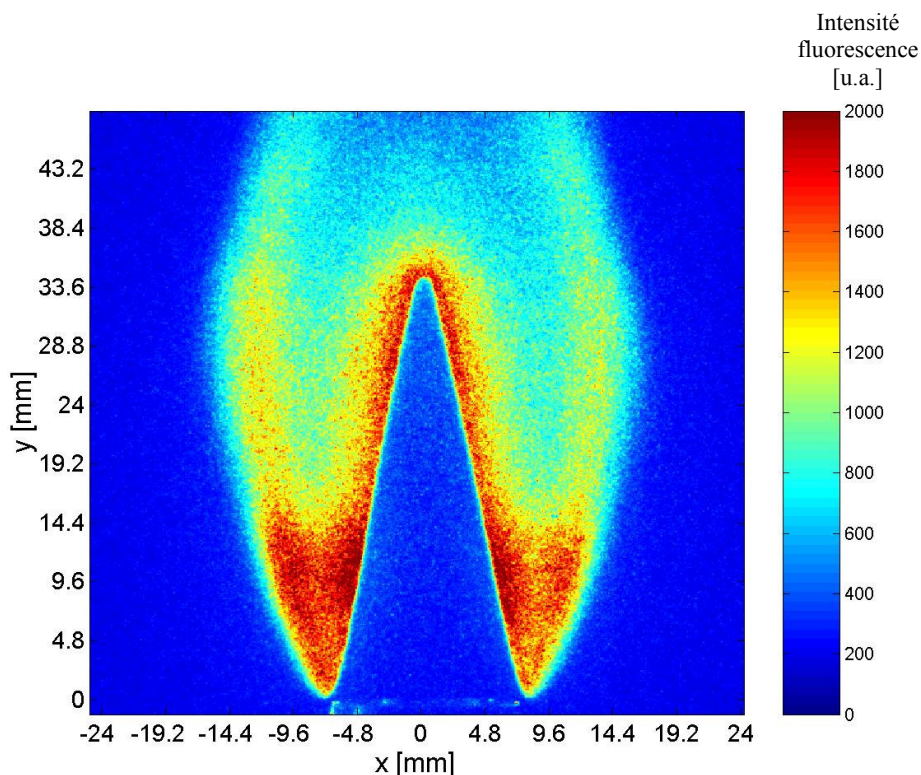


Figure 3-24: Image brute de fluorescence du radical OH sur le brûleur de type Bunsen [$P=0,97$ kW, $\phi=1,07$, $V_o=2$ m/s].

Une acquisition de 100 images sans écoulement permet d'obtenir une image moyenne du bruit numérique de la caméra ainsi que du signal provoqué par la réflexion du laser sur le brûleur. L'image moyenne de bruit ainsi obtenue est soustraite à chaque image instantanée.

La deuxième étape du traitement consiste à normaliser les images brutes par le profil vertical d'énergie de la nappe laser. La mesure de la répartition de l'énergie dans la nappe laser nécessite un milieu homogène en molécule traceur. Or, il est impossible d'obtenir une répartition homogène en molécules OH avec nos moyens expérimentaux. La fluorescence de l'acétone a donc été utilisée. La procédure utilisée consiste à mesurer la fluorescence d'une solution d'acétone et d'éthanol dans une cuve de quartz. Grâce à cette méthode, la répartition en traceur est homogène dans la cuve et l'image de la fluorescence permet d'obtenir le profil de la répartition d'énergie de la nappe laser. Cependant, il est nécessaire de diluer fortement (0,25%) l'acétone dans un solvant (éthanol) pour que l'absorption d'énergie laser par l'acétone ne soit pas trop forte. La linéarité de la fluorescence de l'acétone par rapport à l'énergie de l'excitation laser a été vérifiée au préalable.

Une image moyenne de la fluorescence de l'acétone dans la cuve est ainsi réalisée et un profil vertical de la répartition d'énergie d'excitation est extrait de cette image (figure 3-25).

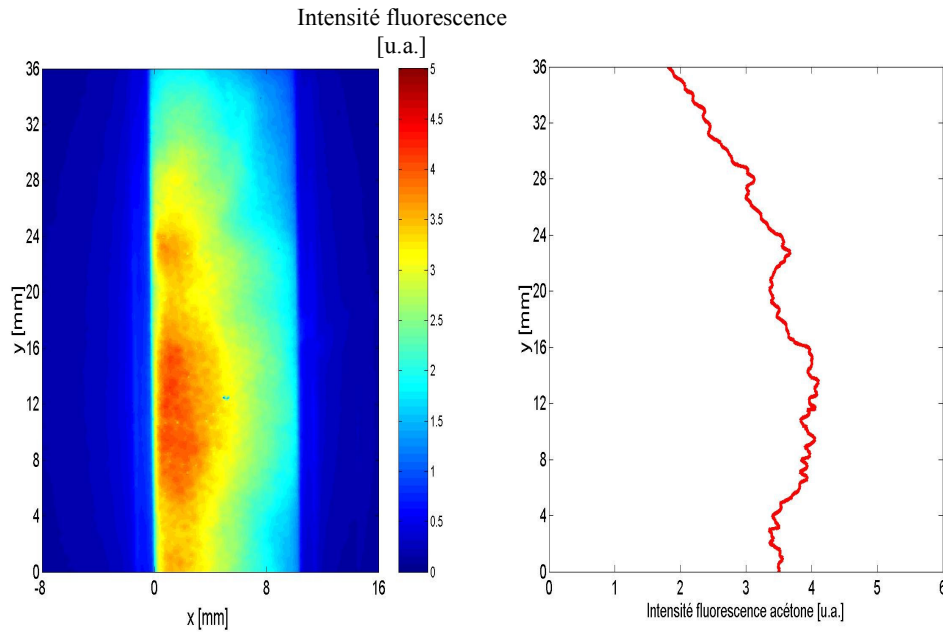


Figure 3-25: Image obtenue de fluorescence sur acétone dans la cuve en quartz- profil de nappe.

La correction consiste à diviser chaque colonne de l'image brute par le profil de nappe ainsi obtenu. L'image corrigée est ensuite multipliée par le maximum d'intensité du profil de fluorescence de manière à conserver la dynamique originale de l'image. Cette normalisation a été appliquée sur l'image de fluorescence de la cuve de quartz.

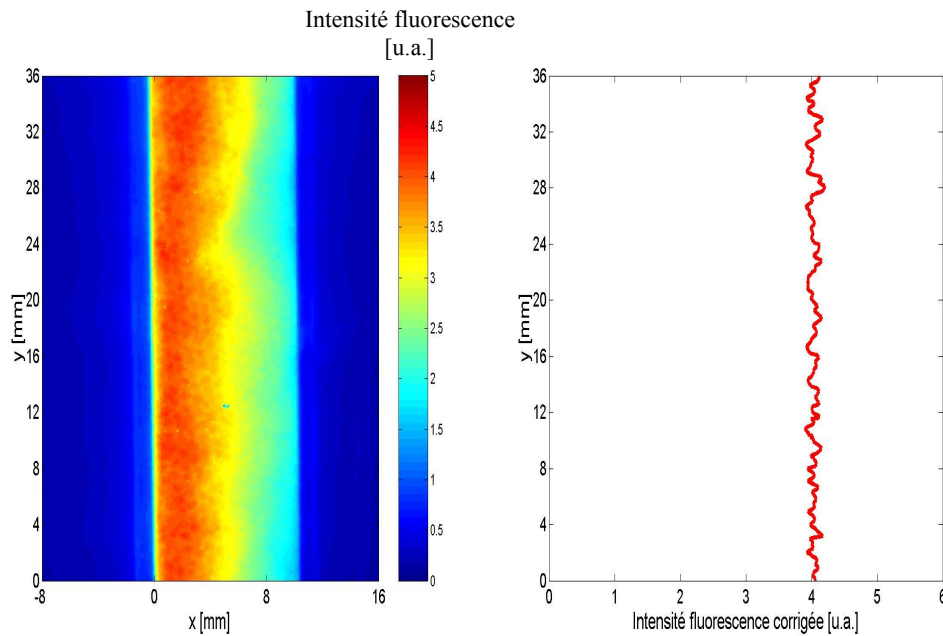


Figure 3-26 : Image obtenue après correction par le profil de nappe- profil d'intensité après correction.

Le résultat obtenu sur l'image de la cuve de quartz elle-même est très satisfaisant (figure 3-26). En effet, la distribution verticale de l'intensité de fluorescence est maintenant homogène et le

profil vertical d'intensité obtenu est constant quelle que soit la hauteur dans la cuve. L'écart type maximum de ce profil corrigé est de 2%.

Une image instantanée corrigée par cette méthode est présentée en figure 3-27. Le bruit de l'image corrigée est nettement réduit en comparaison de l'image initiale (figure 3-24).

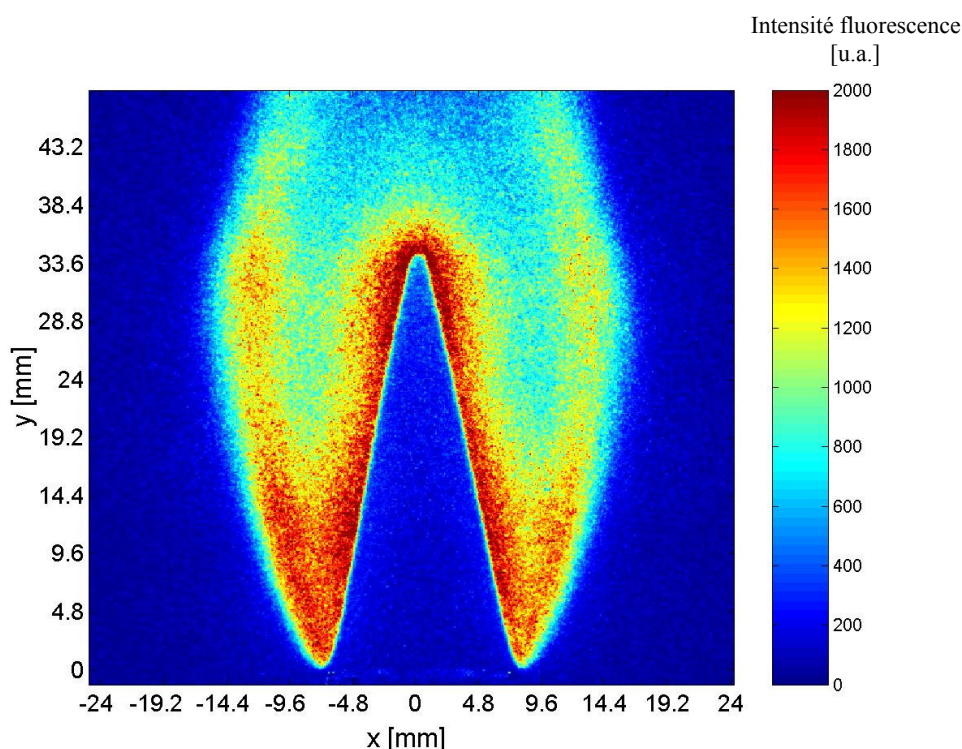


Figure 3-27: Image instantanée corrigée de fluorescence du radical OH [$P=0,97$ kW, $\phi=1,07$, $V_o=2$ m/s].

Sur cette image instantanée corrigée, la répartition d'énergie n'est pas symétrique par rapport à l'axe de la flamme. Il apparaît nettement que la nappe laser atteint la flamme par la gauche de l'image. L'énergie de la nappe laser est progressivement absorbée par les radicaux OH lorsque la nappe traverse la flamme dans cette direction. L'absorption de la nappe laser est difficile à corriger car il faut tenir compte de l'inhomogénéité de concentration du radical OH dans les différentes zones de la flamme.

II.7.2 Obtention d'une image moyenne

Avant de réaliser des images moyennes, il faut estimer la convergence à atteindre, c'est-à-dire le nombre d'acquisitions nécessaires pour un résultat indépendant de ce nombre. Pour cela, l'écart-type entre deux images moyennes réalisées avec des nombres d'images instantanées différents est calculé. Pour obtenir la convergence d'une image moyenne, il faut réaliser au moins 300 images instantanées.

Les acquisitions sont donc faites de 300 images instantanées brutes. Les 300 images sont corrigées par la méthode décrite précédemment, puis la moyenne des 300 images corrigées est calculée. L'image moyenne correspondant aux images instantanées obtenues sur le brûleur de type Bunsen est présentée sur la figure 3-28.

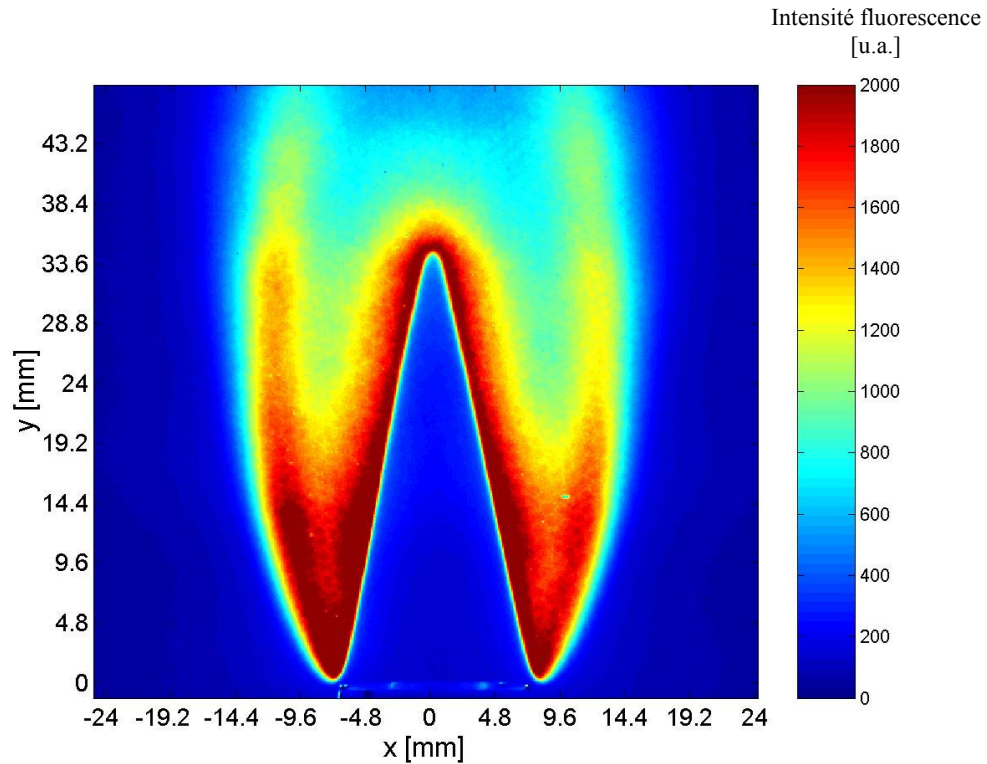


Figure 3-28 : Image moyenne obtenue après correction par le profil de nappe [$P=0,97\text{ kW}$, $\phi=1,07$, $V_o=2\text{ m/s}$].

II.8. Extraction des contours

Les images moyennes corrigées permettent d'extraire les contours de flammes. Il a été montré que le radical OH marque assez fidèlement les zones de réaction tout en étant présent dans les gaz brûlés. Les contours extraits des images de fluorescence du radical OH sont donc représentatifs de l'interface qui sépare les gaz non brûlés des gaz brûlés et sont considérés comme des contours de flamme. La comparaison de plusieurs méthodes d'obtention des contours va permettre de valider les résultats obtenus.

II.8.1 Seuillage des images

La méthode la plus simple consiste à fixer un seuil d'intensité de l'image qui délimite de façon objective le signal de fluorescence du bruit de fond de l'image. Ceci peut être réalisé en effectuant un histogramme des niveaux de gris. L'histogramme présente alors deux pics distincts dont un est représentatif du bruit et l'autre du signal de LIF (figure 3-29). La valeur de niveau de gris du creux de l'histogramme est utilisée comme seuil.

Les pixels dont la valeur d'intensité est en dessous du seuil sont affectés à la valeur 0 et au-dessus de ce seuil, les pixels sont affectés à la valeur 1. On obtient ainsi une image binaire telle que présentée sur la figure 3-30.

Les contours sont ensuite extraits des images binaires en recherchant la position des pixels pour lesquels l'intensité est égale à 1. Le contour obtenu pour cette image binarisée est présenté sur la figure 3-31.

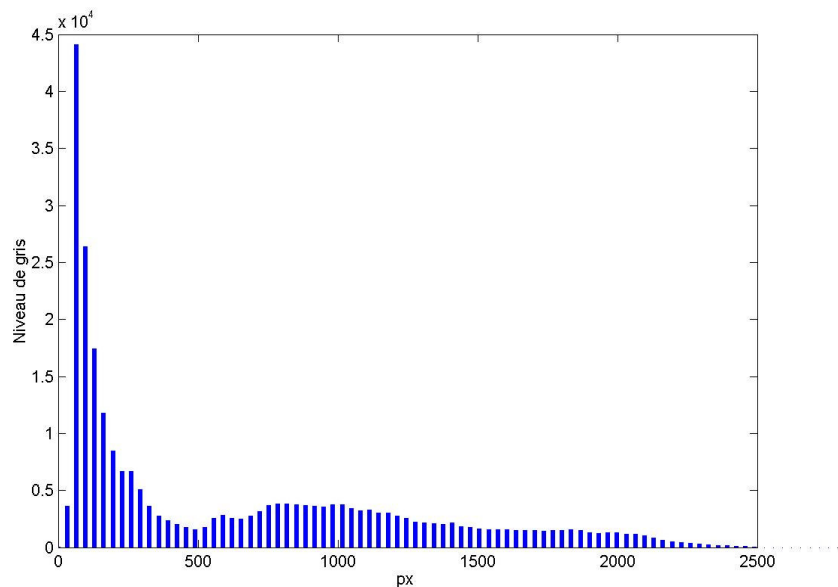


Figure 3-29 : Histogramme des niveaux de gris de l'image de fluorescence présentée figure 3-27.

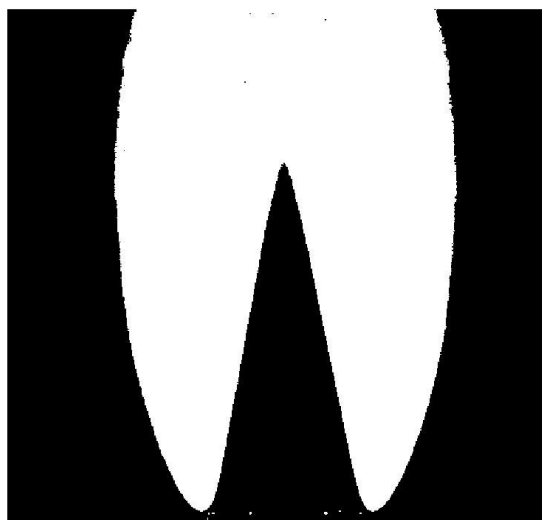


Figure 3-30 : Image moyenne de fluorescence binarisée.

Des contours obtenus avec différentes valeurs de seuil ont été comparés. Les seuils fixés sont choisis pour atteindre les limites de seuillage, c'est à dire qu'en dessous d'un seuil minimum, l'image binaire contient trop de blanc et au-dessus du seuil maximum, l'image binaire contient trop de noir pour pouvoir déterminer un contour. Le choix du seuil induit une erreur de 1,5 mm sur la position du sommet du cône de la flamme (le grandissement optique des images est de 10,7 pixels par mm). L'erreur commise sur la position du front de flamme de prémélange est de 1 mm perpendiculairement au front de flamme de prémélange. L'erreur induite sur la position transversale de la branche de diffusion est de 1 mm près de la sortie du brûleur et 3 mm en aval. On

pourra considérer pour la suite que le choix du seuil n'a donc pas d'effet significatif sur le contour moyen obtenu.

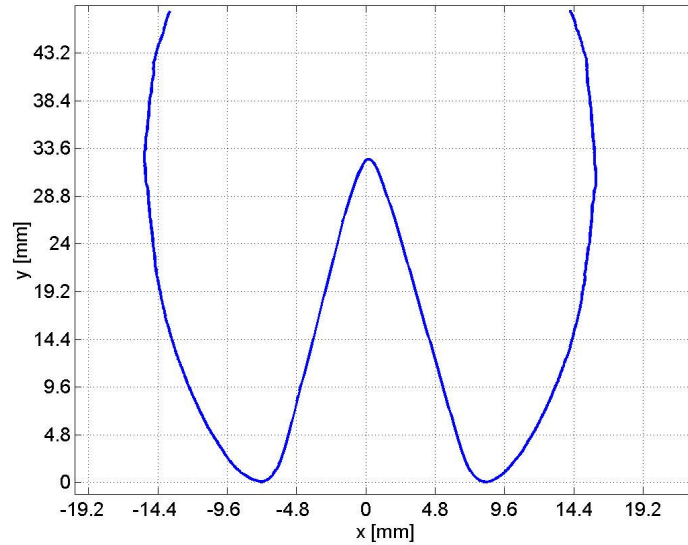


Figure 3-31: Contour de flammes obtenu par seuillage à partir des images moyennes de LIF OH [$P=0,97kW$, $\phi=1,07$, $V_o=2m/s$].

II.8.2 Contour obtenu par le gradient maximum de l'intensité du signal LIF

A partir des images de LIF, un autre contour de flamme est obtenu en recherchant le maximum du gradient d'intensité. Le gradient d'intensité de fluorescence est recherché perpendiculairement au front de flamme, pour chaque point du contour de flamme obtenu par seuillage fixe. Cette méthode de recherche de contour est plus rigoureuse que la précédente car elle revient à appliquer un seuil local à l'image. De plus, en utilisant directement l'image sans la binariser, aucune information n'est perdue. Le contour ainsi obtenu est théoriquement beaucoup plus représentatif de l'interface qui sépare les gaz frais des gaz brûlés.

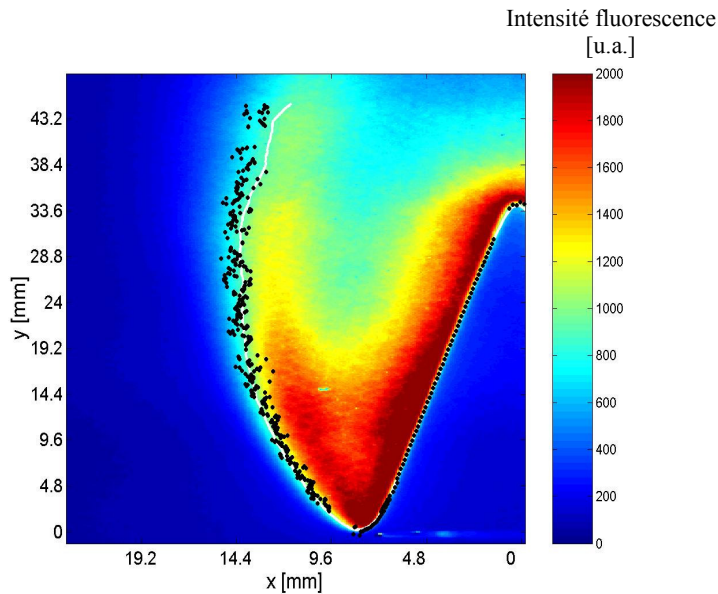


Figure 3-32: Contour de flamme obtenu à partir des images de LIF OH par seuillage (trait plein blanc) et contour de flamme obtenu par le gradient d'intensité maximum (points noirs) [$P=0,97 kW$, $\phi=1,07$, $V_o=2m/s$].

Les points obtenus par le gradient d'intensité maximum suivent globalement bien le contour obtenu par seuillage. Il y a toutefois des différences notables entre la zone de flamme de prémélange et la zone de diffusion. Dans la zone de prémélange, les deux contours se superposent assez bien, tandis que dans la zone de flamme de diffusion, il y a des écarts importants entre les deux contours. Ces différences s'expliquent par le fait que la répartition des radicaux OH n'est pas la même au passage des deux zones réactives. En effet, au passage du front de flamme de prémélange, on passe d'une zone d'absence de radicaux OH, dans les gaz frais, à une zone où les radicaux sont formés, dans les gaz brûlés. En revanche, pour la flamme de diffusion, on passe d'une zone d'absence de radicaux dans le comburant à une zone où les radicaux ne sont pas seulement produits, mais également transportés par convection et diffusion de la zone de flamme de prémélange vers la zone de flamme de diffusion.

Globalement, les deux contours de flamme se superposent et cette comparaison permet de valider le contour obtenu par seuillage fixe. Ce dernier sera utilisé par la suite car il est plus rapide à obtenir et plus continu.

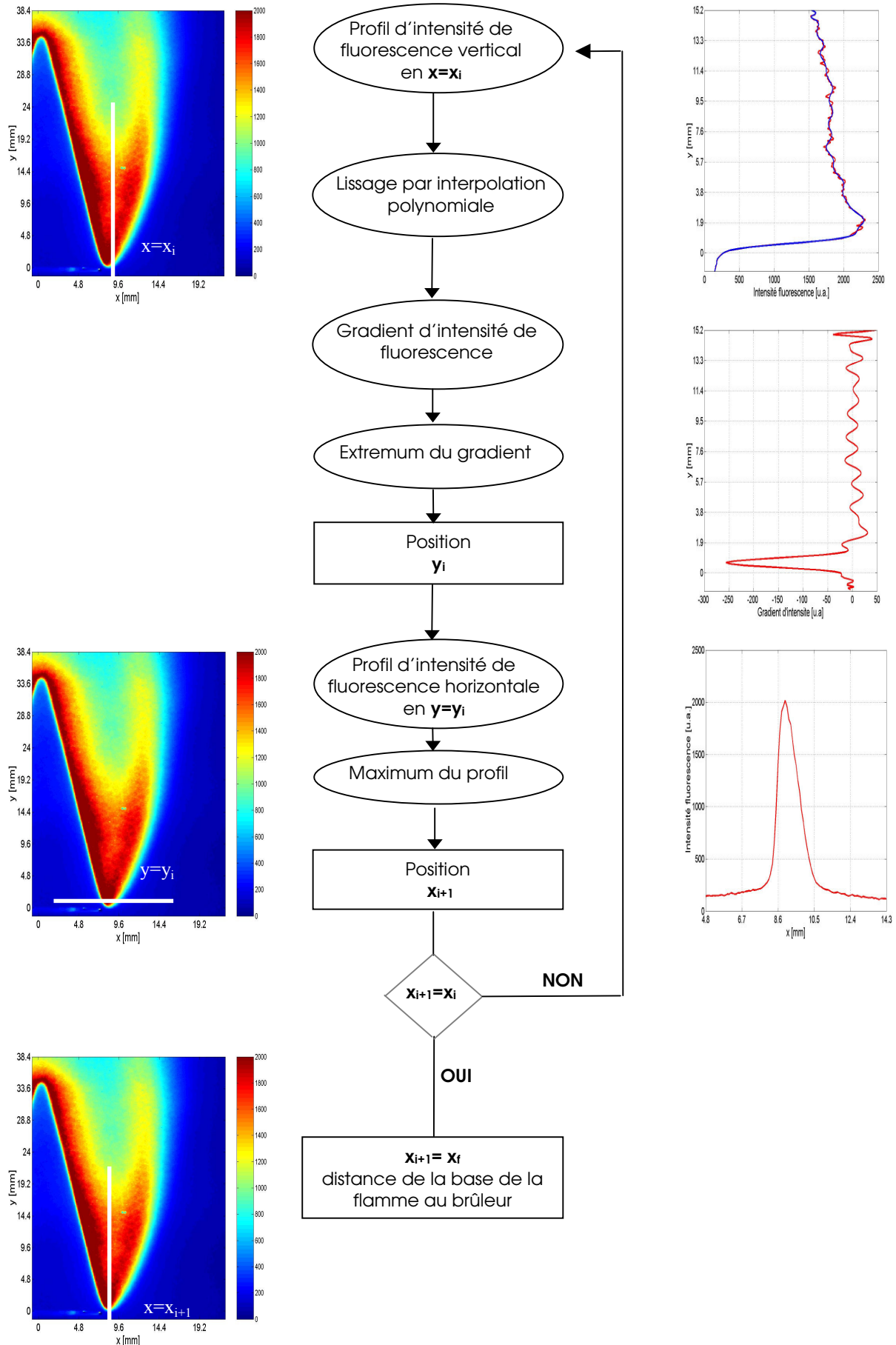
II.9. Détermination de la position de points particuliers de la flamme

Les images obtenues par LIF ont permis de localiser des points particuliers de la flamme comme la base de la flamme ou encore le sommet du cône de prémélange. La détermination de la distance de ces points de la flamme par rapport à la fente de sortie des gaz du brûleur est réalisée à partir des profils d'intensité de fluorescence.

La méthodologie appliquée pour obtenir la position de la base de la flamme est itérative (figure 3-33). Des profils d'intensité horizontaux et verticaux sont tracés successivement au travers du pied de flamme. La position de la base de flamme est déterminée lorsque la position du gradient maximum d'intensité est la même d'un profil à l'autre. Cette méthode est appliquée sur une série de trois cent images instantanées corrigées ce qui permet d'obtenir une valeur moyenne de la position ainsi que la dispersion de la méthode. La même méthode est utilisée pour étudier la position du sommet du cône de la flamme.

Les résultats obtenus en utilisant des méthodes basées sur l'extraction du contour de flamme sont comparés aux résultats obtenus avec la méthode itérative décrite précédemment. Les contours de flammes sont extraits à partir de différentes méthodes de seuillage et la position des points particuliers de la flamme est recherchée sur ces contours. Les résultats obtenus avec ces différentes méthodes sont très proches des résultats obtenus par la méthode itérative. L'intérêt de l'utilisation directe des images d'intensité de fluorescence par rapport au contour de flamme est qu'elle permet de ne pas perdre d'information.

Najm et al. ont montré que le gradient maximum d'intensité de fluorescence OH n'était pas toujours un bon indicateur du taux de réaction maximal, en particulier dans les zones de flammes prémélangées très courbées ou pour les flammes non prémélangées (Najm et al, 1998). Malgré cela, nous avons vu que le gradient maximum d'intensité de fluorescence OH est généralement un bon indicateur de la localisation de l'interface entre les gaz frais et les gaz brûlés. Les contours ainsi obtenus sont représentatifs des contours de flamme.



III Couplage des champs de vitesse et des contours de flamme

Les images réalisées par Fluorescence Induite par Laser sur le radical OH permettent de caractériser et de localiser les zones de réaction de la flamme. Ces images permettent d'obtenir le contour de la flamme correspondant à l'interface entre les gaz frais et les gaz brûlés. Les mesures réalisées par PIV donnent accès aux champs aérodynamiques complets de l'écoulement dans la flamme et autour de la flamme.

Ces deux techniques de mesures n'ont pas été utilisées simultanément. Or, l'écoulement de gaz est laminaire et la flamme est stabilisée sur le brûleur. Ces mesures peuvent alors être considérées comme stationnaires en négligeant le battement propre du front de flamme dû à la convection naturelle (§1.II.3). Les résultats moyens des deux techniques de mesures LIF et PIV peuvent alors être couplés.

III.1 Méthode

Le couplage des résultats est réalisé à partir des images moyennes de LIF et des champs de vitesse moyens.

Les coordonnées des contours de flamme extraits des images moyennes de LIF sont mises à l'échelle réelle grâce à la valeur du grandissement optique, dans un repère fixe qui a pour origine le centre de la section de sortie du brûleur. Les champs moyens de vitesses sont transposés dans ce même repère grâce au grandissement optique utilisé pour réaliser les images de particules.

En utilisant les contours de flamme obtenus par LIF avec les champs de vitesse, il est possible d'extraire des informations au niveau du front de flamme telles que la vitesse de propagation et l'étirement le long de ce contour.

Les champs de vitesse moyens obtenus par les mesures de PIV permettent d'obtenir le champ de divergence qui s'exprime par :

$$\text{div}(V) = \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y}$$

Le couplage des champs de vitesse moyens et des images de LIF moyennes est validé par la comparaison avec le champ de divergence.

Au passage du front de flamme, l'écoulement est soumis à l'expansion thermique des gaz. Le champ de vitesse présente donc une forte divergence au niveau du front de flamme. La divergence maximum de l'écoulement est souvent considérée comme un bon indicateur du taux de dégagement de chaleur. Najm et al. obtiennent une bonne corrélation entre la divergence de l'écoulement et le taux de dégagement de chaleur maximum, particulièrement dans les régions de l'écoulement où la contrainte est faible. Les auteurs obtiennent également une bonne corrélation entre la divergence de l'écoulement et la vitesse de propagation du front de flamme S_d (Najm et al., 1998).

La superposition du contour moyen de LIF et du champ moyen de divergence permet de confirmer la bonne correspondance des résultats (figure 3-34). Seul le sommet du cône présente un décalage. Ce point particulier de la flamme est le lieu de courbures très importantes. Les flux thermiques et diffusifs de la flamme sont perturbés et le contour de divergence s'éloigne du taux de dégagement maximum (Najm et al., 1998).

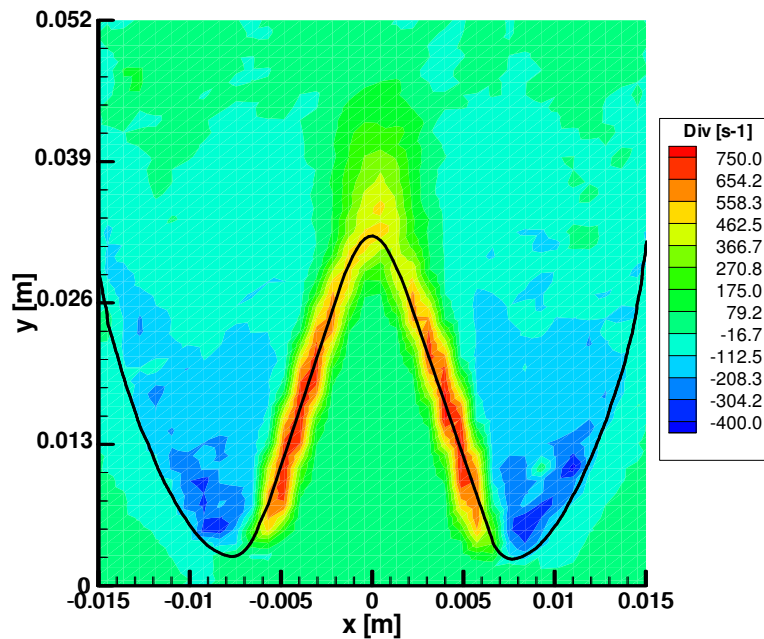


Figure 3-34: Superposition du champ de divergence moyen obtenu par PIV et du contour de flamme obtenu par LIF (trait plein noir) [$P=0,97$ kW, $\phi=1,07$, $V_o=2$ m/s].

Le grandissement optique utilisé pour réaliser les images de LIF est 10,7 pixels par mm et celui utilisé pour les images de particules est de 17,93 pixels par mm. L'erreur qui peut être réalisée sur le grandissement est négligeable, elle est inférieure à 1 mm. L'erreur effectuée lors de la superposition spatiale des deux champs provient de la définition du point origine (0,0) sur chaque image. La précision pour les images de LIF est estimée à ± 2 pixels, c'est-à-dire 0,18 mm. Pour les images de particules, la précision est estimée à ± 10 pixels, c'est-à-dire 0,55 mm.

III.2 Vitesses normales le long du contour de flamme

Les résultats relevés dans la littérature concernent des vitesses obtenues par PTV (Lewis & Von Elbe, 1987 ; Echekki & Mungal, 1990). La figure 3-35 présente le profil typique de vitesse normale obtenu le long du front de flamme issu d'un brûleur de type Bunsen.

Les auteurs observent un maximum de vitesse pour une abscisse nulle, c'est-à-dire au sommet du cône. En ce point du front de flamme, la courbure importante favorise la vitesse de propagation. Au bord du brûleur, ($x=r$), les auteurs obtiennent une vitesse nulle. Les pertes de chaleur et de radicaux aux lèvres du brûleur tendent à diminuer la vitesse de propagation. Le plateau de vitesse observé sur les côtés du cône correspond à la vitesse de flamme fondamentale S_L° . Le côté d'une flamme issue d'un brûleur de type Bunsen est en effet assimilable à une flamme plane non courbée et non étirée.

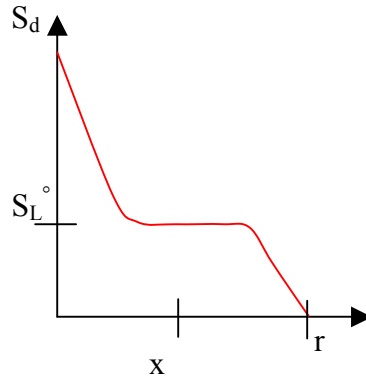


Figure 3-35: Profil de vitesses normales le long du front de flamme issu d'un brûleur Bunsen (Lewis & Von Elbe, 1987 ; Echekki & Mungal, 1990).

Le couplage des résultats obtenus par LIF et par PIV permet d'obtenir la valeur de la vitesse de l'écoulement de gaz frais en chaque point du contour et d'en déduire sa projection normale. La résolution du champ de vitesse étant limitée à la taille d'une demi-maille de calcul (fenêtre d'interrogation de calcul de PIV), il est nécessaire d'interpoler les valeurs de vitesse en chaque point du contour de flamme. La méthode d'interpolation utilisée est celle de l'inverse de la distance, elle est schématisée sur la figure 3-36.

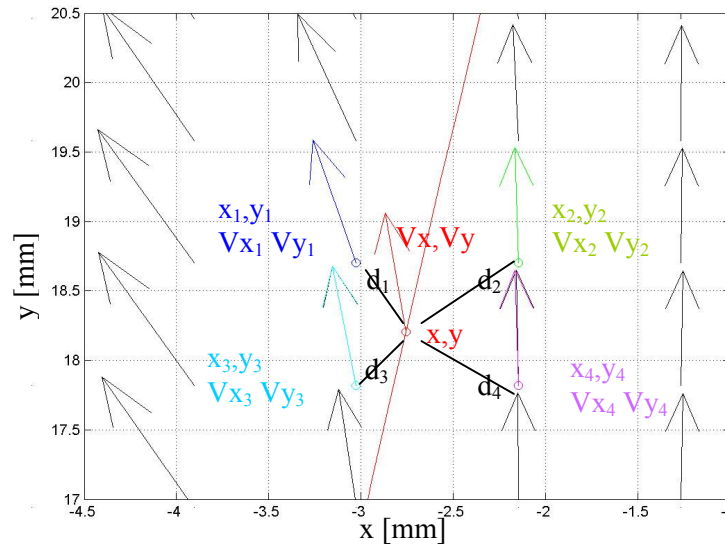


Figure 3-36: Interpolation des vitesses (V_x, V_y) en chaque point (x, y) du front de flamme, (x_i, y_i) sont les coordonnées des points du maillage, (V_{x_i}, V_{y_i}) les vitesses en ces points, d est la distance entre le point (x, y) et les points de coordonnées (x_i, y_i) .

Les composantes de la vitesse sont interpolées suivant les formules :

$$V_x = \frac{\left(\frac{V_{x_1}}{d_1} + \frac{V_{x_2}}{d_2} + \frac{V_{x_3}}{d_3} + \frac{V_{x_4}}{d_4} \right)}{\left(\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} + \frac{1}{d_3} + \frac{1}{d_4} \right)} \quad \text{et} \quad V_y = \frac{\left(\frac{V_{y_1}}{d_1} + \frac{V_{y_2}}{d_2} + \frac{V_{y_3}}{d_3} + \frac{V_{y_4}}{d_4} \right)}{\left(\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} + \frac{1}{d_3} + \frac{1}{d_4} \right)}$$

avec V_{x_i} , V_{y_i} les vitesses aux points du maillage et d_i les distances du point de calcul par rapport à ces points respectifs.

Le champ de vitesse superposé à l'image moyenne obtenue par Fluorescence Induite par Laser est présenté sur la figure 3-37.

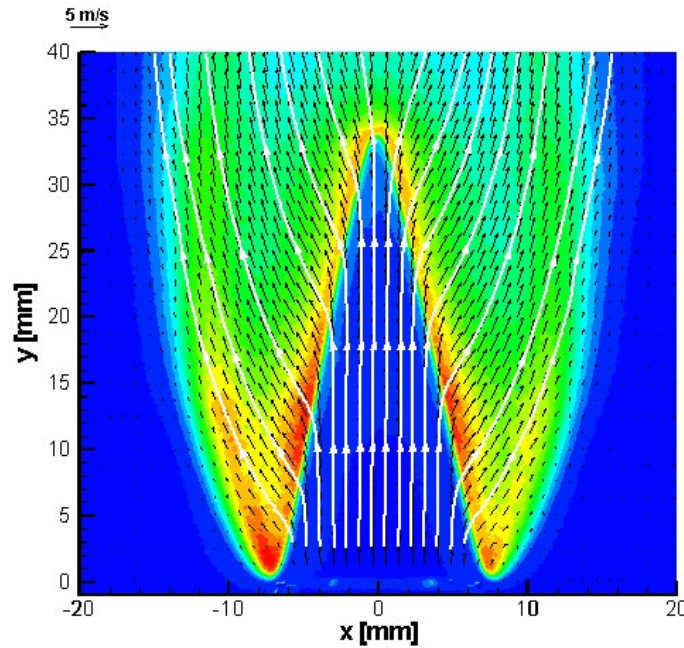


Figure 3-37: Champ de vitesse moyen (noir) superposé à l'image moyenne de fluorescence [$P=0,97$ kW, $\phi=1,07$, $V_o=2$ m/s].

La vitesse de propagation d'un front de flamme est relative à la vitesse des gaz frais, le calcul des vitesses est donc restreint aux gaz frais. La figure 3-38 présente le champ de vitesse des gaz frais et le contour de flamme extrait des images de LIF obtenues pour une puissance de 0,97 kW, une vitesse d'injection du prémélange de 2 m/s et une richesse de 1,07. Les vitesses de l'écoulement interpolées sur le front de flamme et projetées sur la normale au front de flamme sont représentées en rouge.

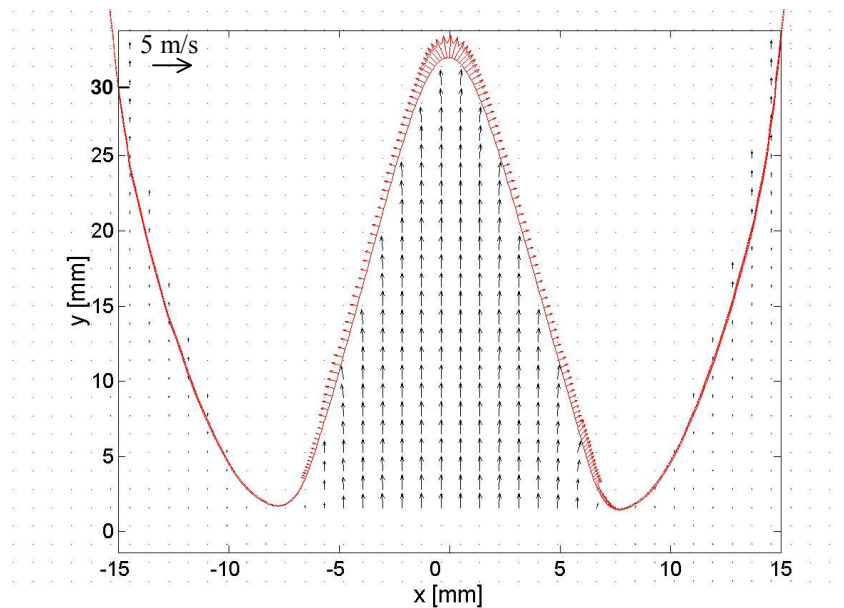


Figure 3-38: Champ de vitesse dans les gaz frais (noir) et vitesses normales (rouge) au front de flamme (ligne rouge) [$P=0,97$ kW, $\phi=1,07$, $V_o=2$ m/s].

Les profils des vitesses axiale, transversale, tangentielle et normale, ainsi que le module de la vitesse sont représentés sur la figure 3-39.

Les profils de vitesses présentent des discontinuités dues à limite de résolution des mesures de PIV qui est fixée par la taille des fenêtres d'interrogations. La vitesse axiale (en bleu foncé) est quasiment constante sur la majeure partie du contour de flamme et s'annule sur les bords du brûleur. Cette partie du jet correspond au cœur potentiel, zone où la vitesse de l'écoulement est peu différente de la vitesse V_o de sortie du jet et l'évasement est très faible. Les valeurs des vitesses radiales sont en effet assez faibles ($|V_x| < 1$ m/s). Le module de la vitesse (V) est par conséquent très proche de la vitesse axiale (V_y).

La vitesse tangentielle est positive pour des abscisses négatives et inversement, elle est définie dans le repère cartésien. La projection de la vitesse des gaz frais sur la tangente au front de flamme implique en effet une vitesse tangentielle dirigée vers des abscisses curvilignes croissantes pour une abscisse positive ($x > 0$) et une vitesse tangentielle dirigée vers abscisses curvilignes décroissantes pour une abscisse négative ($x < 0$).

Le profil de vitesse normale présente une allure assez similaire au profil observé dans la littérature et présenté sur la figure 3-35. Sur les côtés du cône, la vitesse normale présente un plateau. Ce plateau devrait correspondre à la vitesse de propagation du front de flamme. La vitesse V_n obtenue ici est importante, elle est comprise entre 0,6 et 1 m.s⁻¹. Il faut rappeler que le contour de flamme utilisé pour ce calcul est obtenu à partir des images moyennes de fluorescence du radical OH. Nous avons vu précédemment que la zone de présence du radical OH ne se situe pas à l'initiation de la réaction mais plutôt du côté des gaz brûlés. Par conséquent, les vitesses obtenues pour les gaz frais sont influencées par les vitesses des gaz brûlés et sont alors surestimées.

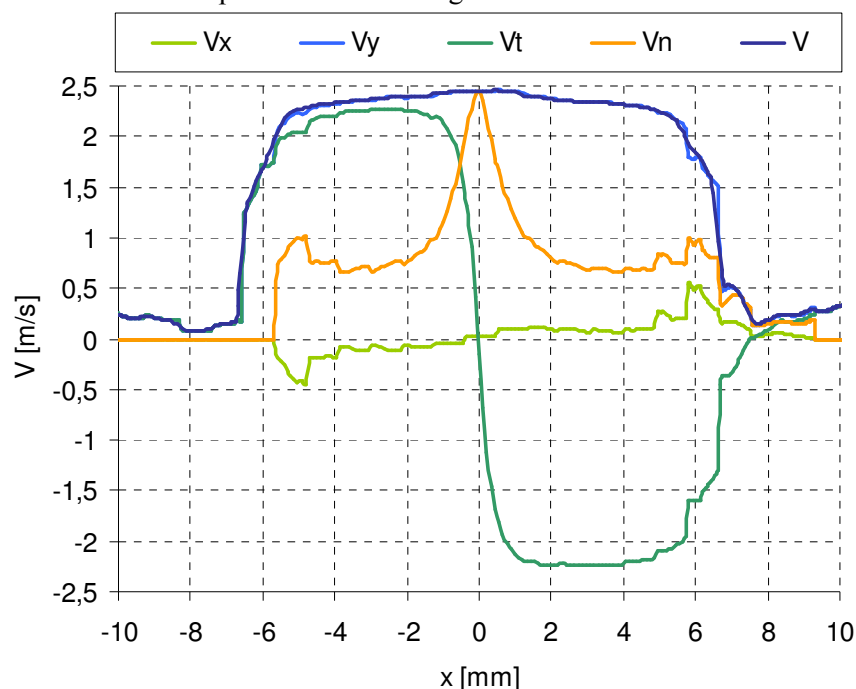


Figure 3-39: Profils de la vitesse axiale (bleu foncé), transversale (orange), tangentielle (vert clair), normale (bleu clair) et module de la vitesse (bleu foncé) le long du front de flamme [$P=0,97$ kW, $\phi=1,07$, $V_o=2$ m/s].

Au sommet du cône, la vitesse normale est maximum et approche la vitesse axiale, $V_y = V_n$. Le sommet du cône de la flamme est le lieu d'une très forte courbure. Le front de flamme courbé

agit comme une lentille qui focaliserait la chaleur des gaz brûlés vers les gaz non brûlés. Ce phénomène a pour effet d'augmenter localement la température des gaz frais et accroît ainsi la vitesse de propagation.

Dans la configuration du brûleur de type Bunsen, les deux régions d'intérêt sont le sommet et le côté du cône. Le rapport de la vitesse de flamme au sommet du cône sur la vitesse obtenue sur le côté du cône permet d'évaluer l'effet de l'étirement et principalement de la courbure sur la vitesse de propagation de flamme. Les résultats expérimentaux obtenus par PTV sur un brûleur à fente par Echehki et Mungal montrent que la vitesse de propagation de flamme au sommet du cône dépasse largement la vitesse fondamentale de propagation d'une flamme laminaire. La vitesse mesurée au sommet du cône excède celle mesurée sur les côtés du cône d'un facteur de 6,25 (Echehki & Mungal, 1990). Nos mesures montrent que la vitesse mesurée au sommet du cône de la flamme issue du brûleur de type Bunsen excède la vitesse fondamentale de propagation (S_L^0) d'un facteur 6. Echehki et Mungal ont montré par des mesures de température que le profil de température tracé le long de l'axe central de la flamme se superpose au profil de vitesse, mettant ainsi en évidence que l'effet de l'augmentation de la température des gaz frais en amont du front de flamme est responsable de la forte augmentation de vitesse au sommet du cône.

III.3 Courbure et étirement le long du front de flamme.

Dans certaines régions de la flamme, l'étirement peut atteindre des valeurs très importantes en valeur absolue et favoriser l'augmentation ou la diminution de la vitesse de propagation relativement à la vitesse fondamentale de propagation laminaire. L'étirement est la somme de deux contributions, la courbure du front de flamme et le cisaillement de l'écoulement de gaz frais.

Le premier chapitre a mis en avant le fait que la courbure de la flamme est un paramètre qui influence la structure et la propagation du front de flamme à travers sa contribution à l'étirement. La figure 3-39 confirme que la vitesse de flamme est largement modifiée dans les régions courbées telles que le sommet de flamme. La courbure est calculée à partir des coordonnées du contour de flamme suivant l'équation (2) (§1.II.1.1.e). Par cette définition, la courbure est négative pour une flamme convexe relativement au gaz frais, telle que la base d'une flamme de type Bunsen, la courbure est positive pour un front de flamme concave, tel que le sommet du cône. Une flamme courbée agit comme une lentille qui focalise (courbure positive) ou défocalise (courbure négative) la chaleur des gaz brûlés vers les gaz non brûlés. Cet effet de focalisation augmente la température locale des gaz frais et accroît ainsi la vitesse de propagation. La courbure h du contour de flamme est représentée sur le même graphique que le front de flamme sur la figure 3-40.

La mesure de courbure réalisée a un caractère bi-dimensionnel bien que le phénomène de courbure soit un phénomène tri-dimensionnel. En considérant l'aspect axisymétrique de la configuration, la mesure est réalisée dans un plan (x,y)

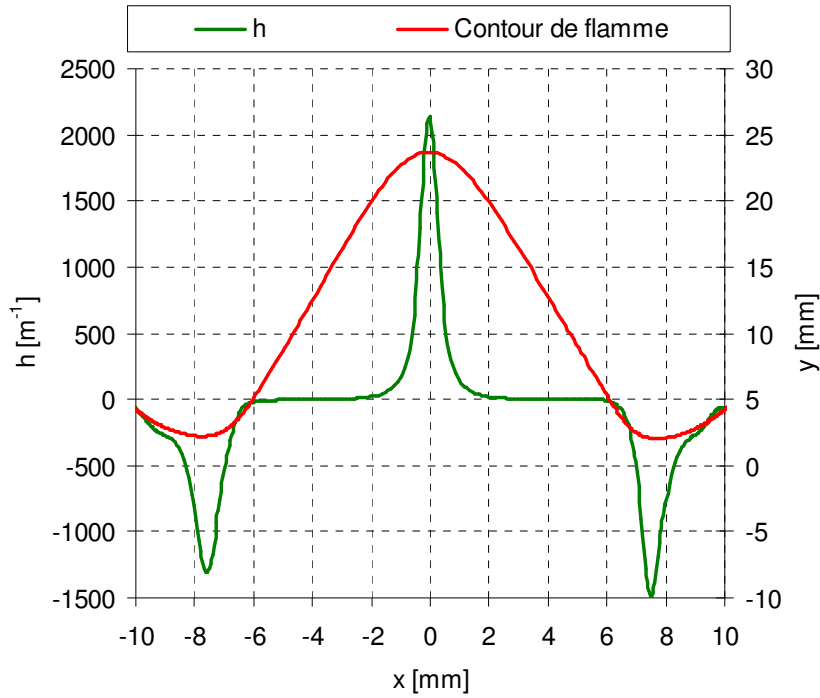


Figure 3-40: Courbure h et front de flamme [$P=0,97 \text{ kW}$, $\phi=1,07$, $V_o=2 \text{ m/s}$].

La courbure obtenue est négative dans les zones des bases de flammes aux lèvres du brûleur, elle est positive au sommet du cône (figure 3-40). Mukhopadhyay et Puri ont réalisé des simulations numériques sur un brûleur à fente avec un prémélange méthane-air de richesse 1,3. Ces auteurs obtiennent une valeur de la courbure au sommet équivalente à celle observée, $|h|=2800 \text{ m}^{-1}$ (Mukhopadhyay & Puri, 2003). Sur les côtés du cône, la courbure calculée dans le plan de mesure (x,y) est nulle. Ce résultat est cohérent avec l'observation d'une vitesse normale quasiment constante dans cette zone de flamme (figure 3-39). En valeur absolue, la courbure est deux fois plus importante au sommet du cône qu'aux lèvres du brûleur. Cette augmentation locale de courbure tend à favoriser la vitesse de propagation du front de flamme.

L'étirement est calculé le long du contour de flamme grâce aux formulations proposées dans le premier chapitre (§II.1.1.e).

$$\kappa = \kappa_s + \kappa_c = \vec{\nabla}_t \cdot \vec{u} - S_d h$$

Les composantes de l'étirement liées au cisaillement et à la courbure sont représentées sur la figure 3-41-a en fonction de l'abscisse x .

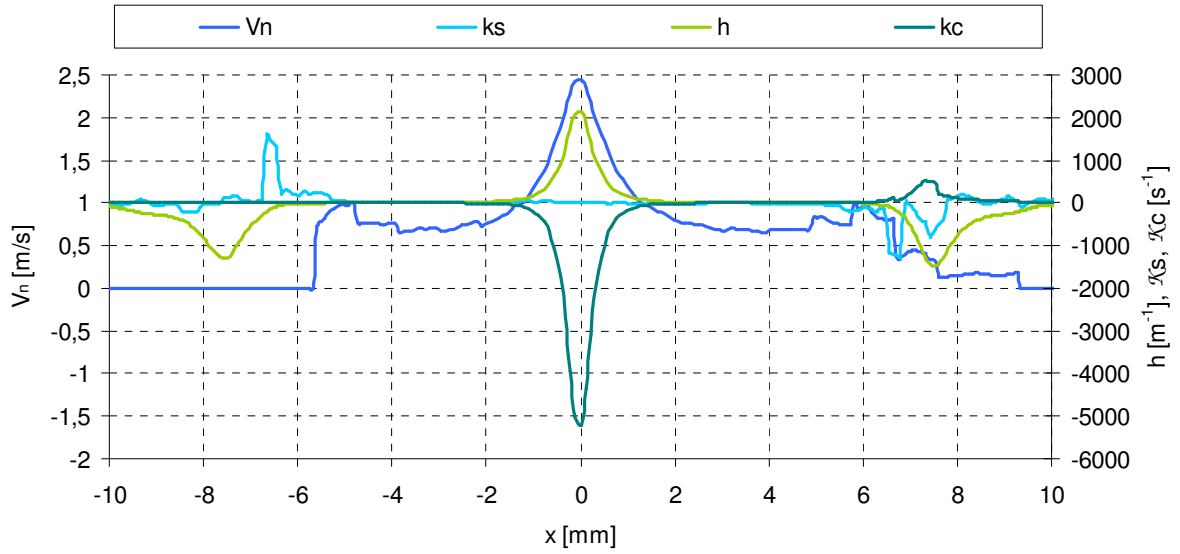


Figure 3-41-a: Etirement lié à la courbure κ_c , étirement lié au cisaillement κ_s , courbure h et vitesse normale le long du contour de flamme [$P=0,97 \text{ kW}$, $\phi=1,07$, $V_o=2 \text{ m/s}$].

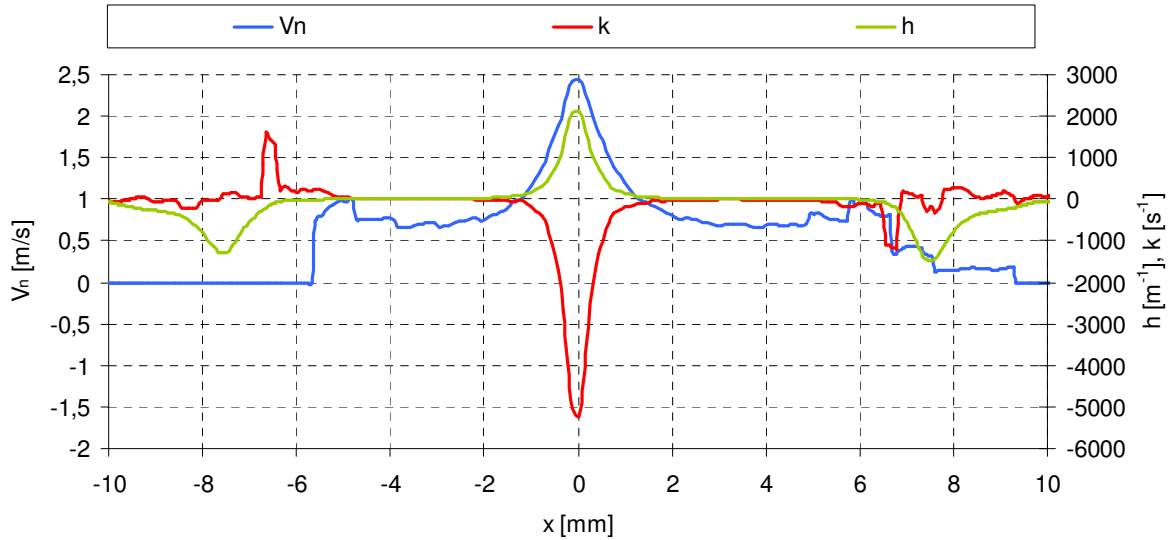


Figure 3-41-b: Etirement κ , courbure h et vitesse normale le long du contour de flamme [$P=0,97 \text{ kW}$, $\phi=1,07$, $V_o=2 \text{ m/s}$].

Les profils des composantes de l'étirement obtenus le long du contour de flamme sont assez discontinus car ils sont calculés à partir des profils de vitesses qui présentent eux-mêmes des discontinuités. Malgré cela, les ordres de grandeurs obtenus pour les composantes de l'étirement liées à la courbure et au cisaillement sont proches des résultats de la littérature (Mukhopadhyay & Puri, 2003 ; Yokomori & Mizomoto, 2003). Les tendances des courbes obtenues donnent des indications sur l'interaction de l'écoulement et du front de flamme.

La composante de l'étirement liée à la courbure, κ_c suit bien l'évolution de la courbure h (au signe près) et présente un pic de forte valeur négative au sommet du cône.

L'étirement lié au cisaillement est assez faible en valeur absolue au niveau des bases de flamme ($|\kappa_s|=1500 \text{ s}^{-1}$). Hormis les bases de flammes, l'étirement lié au cisaillement est négligeable, l'écoulement en amont du front de flamme étant uniforme.

L'étirement global (figure 3-41-b) présente des valeurs absolues assez faibles au niveau des bases de flammes, proches de $|\kappa|=1500 \text{ s}^{-1}$. Sur les côtés du cône, l'étirement est négligeable, alors que le sommet du cône est soumis à un étirement considérable.

L'utilisation des diagnostics optiques présentés dans ce chapitre va nous permettre de réaliser une étude détaillée de la structure et du comportement des flammes partiellement prémélangées issues de brûleurs domestiques. Les mesures de vitesses par ADL vont apporter des informations essentielles sur la forme du profil de vitesse à la sortie des fentes du brûleur. La forme de ce profil conditionne en effet le développement du jet et influence donc la stabilisation des flammes. Les différentes techniques d'ensemencement utilisées lors des mesures par PIV vont permettre d'étudier le comportement dynamique de l'écoulement de gaz frais mais également de l'air entraîné à la base de la flamme double. La technique de Fluorescence Induite par Laser nous apportera des informations essentielles sur la structure des zones de réaction de la flamme et sur son comportement lorsque la flamme est poussée au décollement puis au soufflage.

Enfin, nous avons vu dans ce chapitre que ces deux dernières techniques peuvent être couplées si les mouvements non stationnaires de la flamme de prémélange sont négligés. Les propriétés telles que la vitesse de propagation du contour de flamme, sa courbure et son étirement peuvent être étudiées. Les informations obtenues par ce couplage permettent d'étudier l'interaction qui existe entre l'écoulement de gaz frais et la zone de réaction et comment cette interaction est modifiée lorsque la flamme se décolle du brûleur.

Chapitre 4 Diagramme de stabilité du brûleur modèle bidimensionnel

L'analyse globale des limites de stabilité d'un brûleur est nécessaire pour atteindre les objectifs de notre étude qui sont l'analyse des phénomènes physiques locaux responsables de la stabilité de la flamme. En effet, la détermination du domaine de fonctionnement d'un brûleur permet non seulement d'avoir une première approche de la stabilité de ses flammes mais également de connaître le domaine de fonctionnement ainsi que ses limites de stabilité. Le support utilisé pour cette étude est le brûleur modèle bidimensionnel.

Le premier chapitre a mis en avant le fait que la combustion d'un prémélange de gaz peut s'effectuer de manière stable si la vitesse de sortie du prémélange est comprise entre deux valeurs limites. Si la vitesse est inférieure à la première valeur critique, il y a retour de flamme et si la vitesse est supérieure à la seconde limite, les flammes sont soufflées. Nous allons voir comment définir et utiliser ses limites sur le brûleur bidimensionnel.

I Diagramme de stabilité classique

Pour caractériser la stabilité de flamme et connaître la plage de fonctionnement d'un appareil donné, on trace un diagramme de stabilité. Généralement, on représente le débit calorifique unitaire (q_c) en fonction du taux d'aération primaire (λ).

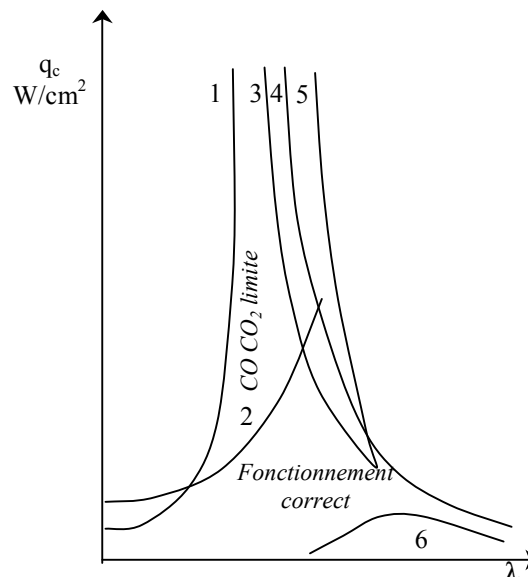


Figure 4-1: Diagramme de fonctionnement classique pour un brûleur à mélange préalable (Monnot, 1978).

Le diagramme présenté sur la figure 4-1 est typique des diagrammes obtenus pour les appareils domestiques alimentés au gaz et munis d'un brûleur à mélange préalable. Plusieurs limites de fonctionnement sont observables :

- apparition de pointes jaunes correspondant à la production de carbone (1),
- combustion incomplète (2),
- recollement de flamme (3),
- retour de flamme (4),
- soufflage des flammes pour un brûleur sans charge (5),
- décollement de flamme (6).

II Diagramme de stabilité du brûleur modèle bidimensionnel et limites de fonctionnement

Dans la plupart des études de stabilité, les auteurs se limitent aux vitesses critiques de retour de flamme et de soufflage. Le brûleur modèle bidimensionnel, a été conçu de telle manière que le phénomène de retour de flamme n'est pas observable. La largeur des fentes de sortie est seulement de 1,6 mm et la flamme est éteinte par l'absorption de chaleur et de radicaux à la paroi avant de pouvoir rentrer dans le brûleur. Il faut donc définir de nouvelles limites de stabilité propres à cet appareil.

Les critères fixés pour notre étude sont les suivants :

- le décollement d'une ou plusieurs flammes,
- la limite de "flamme de diffusion".

Alors que sur un brûleur à flamme unique de type brûleur Bunsen, le décollement de flamme est défini sans équivoque par le simple soufflage de la flamme, ce n'est pas le cas pour le brûleur bidimensionnel et il est nécessaire de définir un critère de décollement. La limite de décollement de flamme est définie dès l'observation du décollement d'une ou plusieurs flammes du brûleur. Si cette limite de décollement est poussée plus loin, la flamme est définitivement soufflée.

La limite appelée limite de "diffusion" correspond à la disparition du cône bleu de prémélange. Cette limite s'apparente à l'apparition de pointes jaunes.

Les limites de la plage de fonctionnement sont déterminées points par points. Pour chaque point, le débit du combustible et donc la puissance thermique sont fixés, alors que le débit d'air est modifié jusqu'à l'observation d'un changement de comportement des flammes. La recherche des limites de stabilité est effectuée avec du méthane de type G20. Le diagramme de stabilité obtenu est présenté sur la figure 4-2.

La carte de stabilité obtenue avec le brûleur bidimensionnel est comparée avec celle obtenue sur le brûleur test utilisé par Gaz de France. Ce brûleur test est un brûleur commercial à induction atmosphérique dont le principe de fonctionnement a été présenté sur la figure 2-4. Il se compose de 28 fentes de sortie rectangulaires dont la photographie est présentée sur la figure 4-3. Un espace d'un millimètre sépare les fentes de la plaque supérieure pour permettre l'existence de flammes pilotes.

Le diagramme de stabilité obtenu avec cette configuration de brûleur commercial est présenté sur la figure 4-4. Pour réaliser cette cartographie de stabilité, l'espace permettant à l'air primaire d'entrer dans la chambre du brûleur et d'être induit par le jet de méthane a été bouché. Le

prémélange de méthane et d'air est alors réalisé avant l'introduction dans le brûleur, de manière à contrôler la richesse.

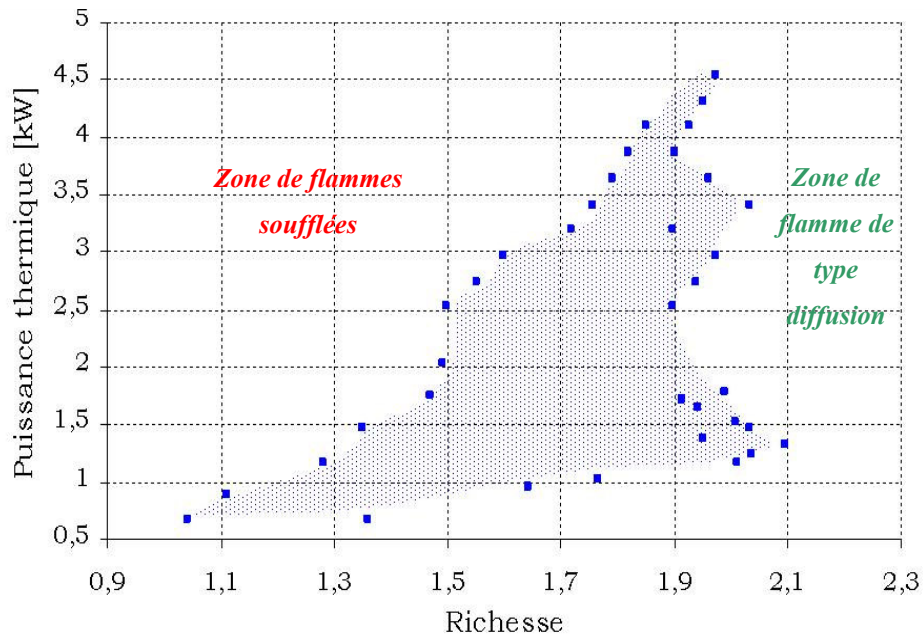


Figure 4-2: Diagramme de stabilité obtenu avec le brûleur bidimensionnel-barrette de laiton-G20.



Figure 4-3: Photographie du brûleur test Gaz de France.

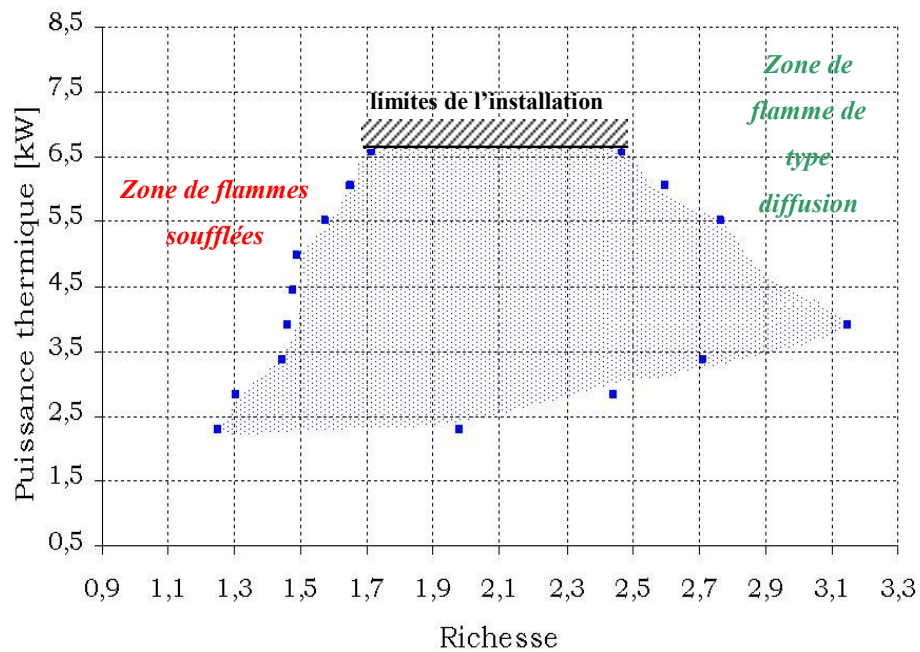


Figure 4-4: Diagramme de stabilité obtenu avec le brûleur test Gaz de France-G20.

Notre installation impose des pressions et des débits limites aussi bien pour le méthane que pour l'air. Pour ce brûleur commercial, la plage de stabilité ne peut être tracée au-delà d'une puissance de 6,5 kW. Toutefois, ce diagramme permet une comparaison avec la carte de stabilité obtenue sur le brûleur bidimensionnel.

Les deux diagrammes de fonctionnement obtenus (figure 4-2 et figure 4-4) présentent une forme similaire triangulaire qui est typique des brûleurs domestiques au gaz tel que le diagramme présenté sur la figure 4-1. La gamme de puissance de fonctionnement du brûleur modèle bidimensionnel est proche de celle utilisée pour un brûleur commercial de cuisson domestique. La richesse de fonctionnement optimale utilisée pour les brûleurs commerciaux est proche de 1,7 correspondant à une modularité maximale. Le diagramme obtenu avec le brûleur bidimensionnel présente également une plage de puissance de fonctionnement large pour cette richesse. Ces remarques permettent de valider la configuration du brûleur bidimensionnel. Une étude détaillée des phénomènes physiques responsables de la stabilisation est alors possible sur ce brûleur modèle tout en restant dans des conditions de fonctionnement proches de la configuration commerciale d'un brûleur de cuisson.

III Influence des propriétés thermiques du matériau et de la position du becquet

L'effet des transferts thermiques entre le brûleur et les flammes dans la gamme stabilité du brûleur modèle est étudié en traçant le diagramme de stabilité pour chacune des trois barrettes de composition différentes décrites dans le deuxième chapitre (§IV.2). Les trois diagrammes de stabilité obtenus sont superposés sur le même graphique, figure 4-5.

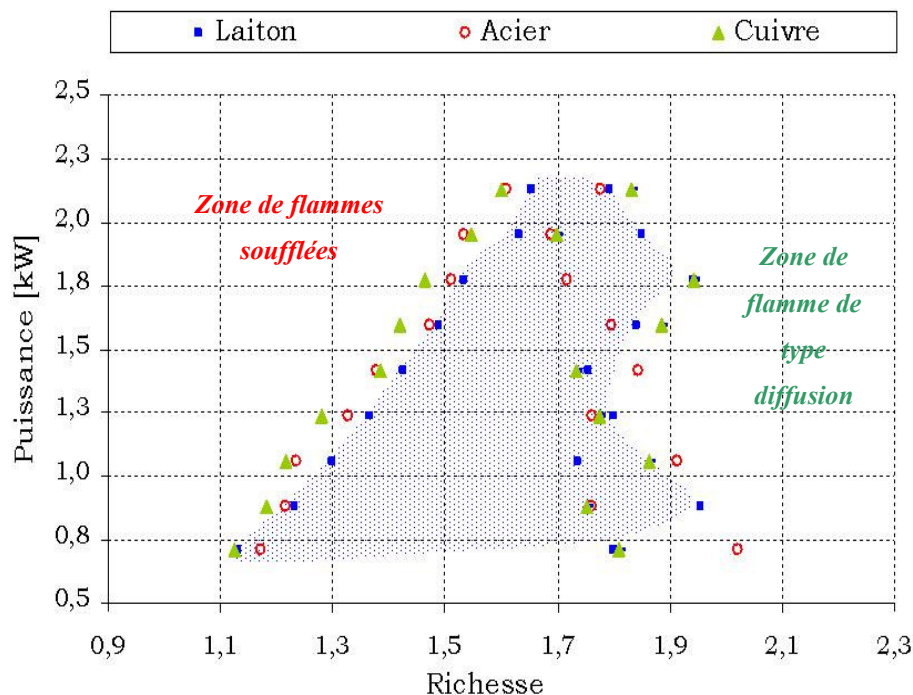


Figure 4-5: Diagrammes de stabilité tracés pour les différentes barrettes-G20.

Les diagrammes sont comparés dans la gamme de puissance, $P=0,7$ kW à 2,2 kW. Aucune différence significative n'est remarquée sur la figure 4-5 entre les trois diagrammes de stabilité. Pour les trois barrettes, de laiton, de cuivre et d'acier, la forme du diagramme de stabilité est la même.

Une étude plus approfondie sera détaillée plus loin dans ce manuscrit pour conclure sur l'effet de la nature du matériau utilisé et sur les échanges thermiques entre le brûleur et la paroi.

L'effet d'une modification de la position du becquet telle que décrite dans le deuxième chapitre (§IV-3) sur la plage de stabilité du brûleur modèle bidimensionnel est restreint à une modification de la limite de décollement. Pour les différentes positions du becquet, sauf pour la position minimale ($z_B=0,8$ mm), la forme du diagramme de stabilité est conservée et seule la limite de décollement est décalée progressivement vers des richesses plus faibles à mesure que le becquet est avancé et que z_B augmente.

L'objectif de notre étude est la compréhension du décollement de la flamme. La suite de la présente étude est donc menée en s'appuyant uniquement sur la limite de décollement décrite à partir du diagramme de stabilité (figure 4-2). Il est en effet particulièrement intéressant de comprendre et de maîtriser cette limite de stabilité puisqu'elle conduit au soufflage total des flammes.

IV Conditions expérimentales pour l'étude du décollement de flamme

Le comportement des flammes partiellement prémélangées issues du brûleur bidimensionnel est étudié lorsqu'elles évoluent d'un cas de flammes stabilisées vers des flammes décollées puis soufflées. Les propriétés de ces flammes sont donc analysées en modifiant progressivement les conditions expérimentales à partir d'un cas de combustion stable vers le soufflage des flammes.

Les paramètres qui fixent les conditions initiales de combustion sont les suivants :

- La puissance thermique, fixée par le débit de gaz combustible,
- La richesse, fixée par les débits de gaz et d'air
- L'impulsion du jet de prémélange définie par :

$$G = \int_S (\rho V^2 + p) dS$$

où ρ est la masse volumique du prémélange de gaz frais, V la vitesse d'injection des gaz, S est la surface de l'orifice de sortie, p est la pression du prémélange. La variation de pression est négligée dans le calcul de l'impulsion du jet de prémélange.

La structure de flamme est étudiée en fonction de ces paramètres. De manière à isoler l'effet de chacun, trois approches de la limite de stabilité sont réalisées en fixant la puissance, puis la richesse et enfin l'impulsion du jet de prémélange. Ces paramètres étant interdépendants, la conservation de l'un de ces paramètres constant impose une modification simultanée des deux autres pour atteindre la limite de décollement. Les trois démarches suivies sont décrites schématiquement dans le diagramme de stabilité obtenu avec la barrette de laiton et représentées sur la figure 4-6.

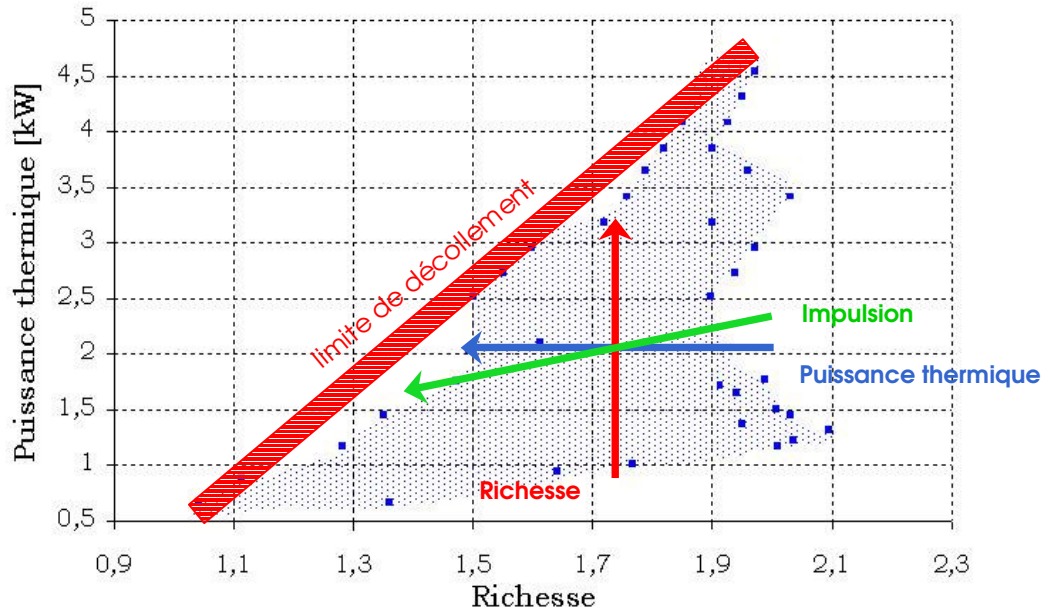


Figure 4-6: Représentation schématique de la limite de décollement et des conditions expérimentales choisies dans le diagramme de stabilité - barrette de laiton-G20.

Les conditions opératoires imposées pour les trois séries d'expérience sont présentées dans le tableau 4-1.

P=1,28 kW			G=5,4×10 ⁻⁴ m.kg.s ⁻²		φ=1,22		
G×10 ⁴ [m.kg.s ⁻²]	φ		P [kW]	φ	G×10 ⁴ [m.kg.s ⁻²]	V [m/s]	P [kW]
5,63	1,43	(a)	1,18	1,34	2,10	1,04	0,65
5,85	1,40	(b)	1,14	1,29	3,22	1,28	0,83
6,23	1,35	(c)	1,09	1,22	3,87	1,40	0,91
6,49	1,32	(d)	1,05	1,17	4,56	1,53	1,00
6,75	1,29	(e)	1,01	1,1	6,10	1,78	1,18
7,02	1,26	(f)	0,98	1,08	7,10	1,90	1,26
7,29	1,24	(g)			7,60	1,97	1,31
7,72	1,20	(h)			8,58	2,10	1,39
8,15	1,16	(i)			9,57	2,20	1,48
8,29	1,15	(j)			10,14	2,28	1,52

Tableau 4-1: Conditions expérimentales fixées pour les trois séries.

En fixant la puissance thermique, la richesse est diminuée progressivement pour atteindre le décollement de la flamme centrale et finalement son extinction. En conséquence, l'impulsion du jet et la vitesse d'injection du prémélange augmentent.

Lors de la série de mesure à impulsion du jet fixée, la richesse est alors diminuée progressivement pour atteindre le décollement de la flamme centrale et finalement son extinction. En conséquence, la puissance thermique diminue. Au cours de cette série de conditions, le champ

aérodynamique de l'écoulement est fixé, et l'influence d'une modification de la richesse du prémélange sera étudiée.

Enfin, la richesse initiale du prémélange est fixée et l'impulsion du jet de prémélange est augmentée progressivement pour atteindre le décollement de flamme. En conséquence, la puissance thermique augmente. Les conditions d'entrée pour la richesse ne sont pas modifiées au cours de cette série de conditions et l'influence de la modification de la vitesse d'injection du prémélange pourra être étudiée.

Chapitre 5 Régime stable du brûleur modèle bidimensionnel

Avant d'étudier le décollement de flamme sur le brûleur modèle bidimensionnel, le régime stable de la flamme centrale est décrit en détail. La compréhension des interactions entre l'écoulement et la zone de réaction est essentielle pour être capable d'expliquer les phénomènes de stabilisation de flamme. Dans un premier temps, une description détaillée de l'aérodynamique de l'écoulement de prémélange issu de la fente centrale du brûleur sera réalisée, puis la structure de la flamme obtenue dans un cas stable sera exposée.

I Conditions de vitesse en sortie de la fente

Pour caractériser l'aérodynamique de l'écoulement de prémélange gazeux à la sortie des fentes du brûleur, le profil de vitesse est mesuré par Anémométrie Doppler Laser au plus proche de la sortie des fentes. La forme du profil de vitesse à la sortie d'un orifice d'injection apporte des informations essentielles, car ce profil de vitesse conditionne le développement du jet en aval.

Les mesures de vitesses par PIV sur le brûleur modèle bidimensionnel ne permettent pas une résolution suffisante pour déterminer un profil de vitesse à la sortie d'un brûleur. En particulier dans la configuration du brûleur bidimensionnel, le becquet qui surplombe les fentes de sorties, provoque une forte réflexion de la nappe laser induisant une imprécision sur le profil de vitesse à la sortie des fentes. La technique d'ADL permet d'obtenir des mesures plus précises. Toutefois, l'angle de croisement des faisceaux lasers ($\theta=3,95^\circ$) implique un décalage de la sonde de mesure de manière à ce qu'aucun faisceau ne soit coupé par les bords du brûleur. Les faisceaux lasers ne doivent pas non plus se réfléchir sur le brûleur derrière le volume de mesure, car le signal serait alors indiscernable du bruit provoqué par la réflexion. Le profil de vitesse est donc mesuré au plus proche de la sortie de la fente centrale du brûleur, c'est-à-dire à une distance de 5 mm par rapport au bord inférieur du brûleur. Dans un premier temps, le profil de vitesse est mesuré dans un écoulement non réactif.

Le profil de vitesse axiale représenté sur la figure 5-1 n'est pas symétrique. La moitié supérieure du profil (x positifs) peut être assimilée à un profil plat, en effet, la couche limite n'est pratiquement pas développée dans la partie supérieure du jet. La partie inférieure (x négatifs) présente un profil de couche limite plus développé. Ceci s'explique par la structure de l'écoulement de prémélange dans le corps du brûleur. Le développement du jet de prémélange impactant dans le corps du brûleur est représenté sur la figure 5-2.

Les jets impactant ont fait l'objet de nombreuses études et les propriétés dynamiques de ce type d'écoulement sont désormais bien connues (Glauert, 1956 ; Bakke, 1957, Serres, 2001). La structure de l'écoulement produit par l'impact d'un jet peut se décomposer en trois parties : le jet libre, la zone de stagnation et le jet de paroi. Le jet libre correspond à la zone de l'écoulement avant

l'impact, la zone de stagnation correspond à la région de décélération des vitesses axiales et d'accélération des vitesses radiales devant la plaque d'impact. Le jet pariétal correspond à l'écoulement qui s'établit après l'impact. Ce jet se développe radialement, parallèlement à la plaque. La structure de ce type d'écoulement a été obtenue théoriquement et expérimentalement (Glauert, 1956 ; Bakke, 1957). Ces auteurs ont proposé d'assimiler le jet de paroi à la combinaison d'un écoulement de type couche limite du côté de la plaque d'impact et d'un écoulement de type jet libre du côté de la surface libre.

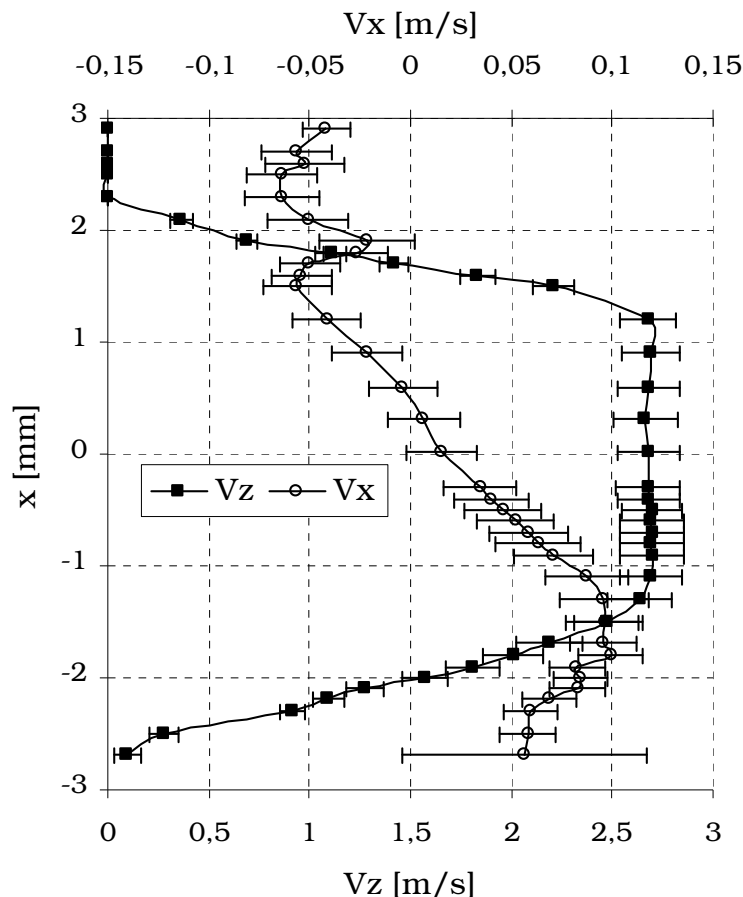


Figure 5-1: Profils de vitesse en sortie du brûleur bidimensionnel ($z=5\text{ mm}$) dans un cas non réactif [$V_o=1,78\text{ m/s}$].

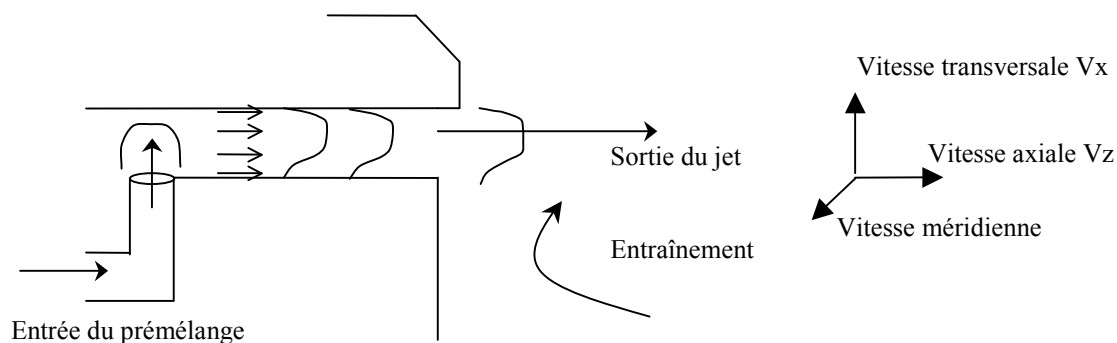


Figure 5-2: Schéma du jet dans le corps du brûleur.

La configuration du brûleur bidimensionnel est particulière. En effet, à la sortie de la fente, le jet est confiné par l'avancée du becquet dans sa partie supérieure alors que la partie inférieure du jet débouche directement dans l'atmosphère libre et induit un entraînement sur le bord inférieur du jet. Le profil de vitesse transversale tracé sur la figure 5-1 met en avant le fait que le jet présente un comportement différent de celui du jet classique débouchant en atmosphère libre. En effet, dans la partie supérieure du jet, la vitesse transversale est négative et dans la partie inférieure, la vitesse transversale est positive, le fluide est orienté vers le centre du jet. Dans la partie supérieure, le becquet induit probablement un mouvement du fluide vers le centre du jet, alors que c'est le mécanisme d'entraînement d'air, dans la partie inférieure du jet qui produit un mouvement ascendant.

Le profil de vitesse en sortie de brûleur est ensuite mesuré dans le cas réactif, ce profil est présenté sur la figure 5-3.

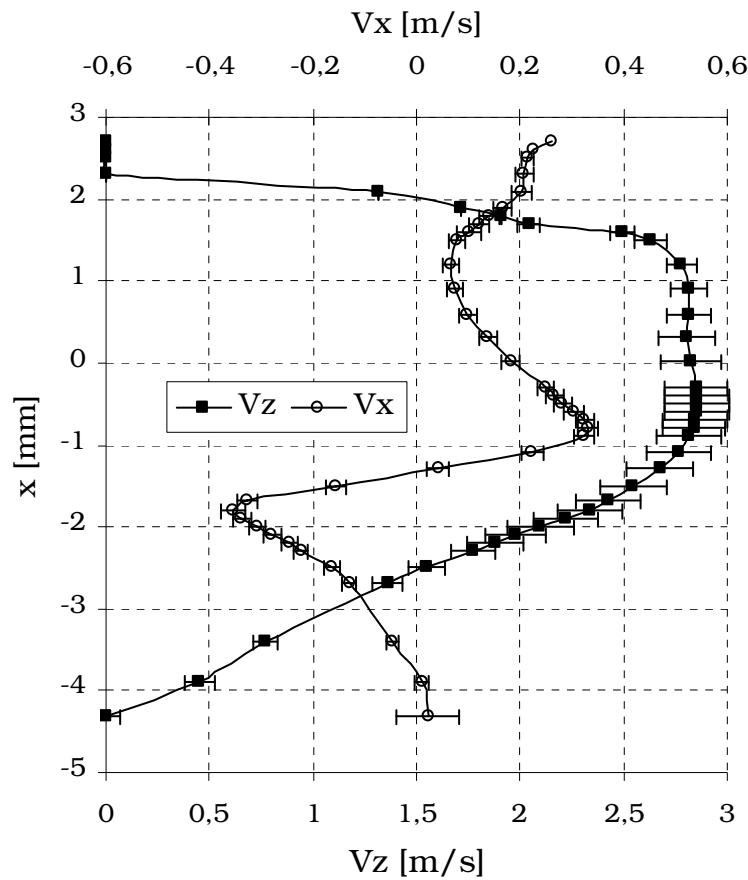


Figure 5-3: Profils de vitesse en sortie du brûleur bidimensionnel ($z=5\text{mm}$) dans un cas réactif [$P=1,28\text{ kW}$ $\phi=1,35$ $V_o=1,78\text{m/s}$].

Dans le cas réactif, le profil de vitesse axiale présente un élargissement dans sa partie inférieure. Les vitesses transversales sont positives dans la partie supérieure de l'écoulement ($x > 1,5\text{ mm}$) et l'écoulement diverge vers l'extérieur du jet. Dans la partie inférieure ($x < -1,5\text{ mm}$), la vitesse transversale change de signe avec un gradient de vitesse très important. L'écoulement de gaz est soumis à l'expansion des gaz.

II Aérodynamique de l'écoulement

Les profils sont ensuite mesurés par ADL pour différentes distances axiales par rapport aux fentes de sorties du brûleur modèle bidimensionnel. Les profils de vitesses axiales (a) et transversales (b) sont présentés sur la figure 5-4 pour un écoulement non réactif avec une vitesse d'injection du prémélange de 1,78 m/s.

Pour des distances axiales inférieures à 10 mm (deux fois la hauteur de la fente de sortie), le profil de vitesse axiale est proche du profil de sortie, c'est à dire un profil de type jet impactant avec une partie supérieure plane et une couche limite plus développée dans sa partie inférieure. Au-delà d'une distance axiale de 10 mm, le profil de vitesse est développé. La figure 5-4-b montre que les vitesses transversales sont dirigées vers le centre du jet pour des distances axiales inférieures à 20 mm, avec un profil similaire au profil de sortie observé sur la figure 5-1. Pour des distances supérieures à 20 mm, le jet s'étend vers l'extérieur et le profil de vitesse transversale devient similaire à celui d'un jet libre.

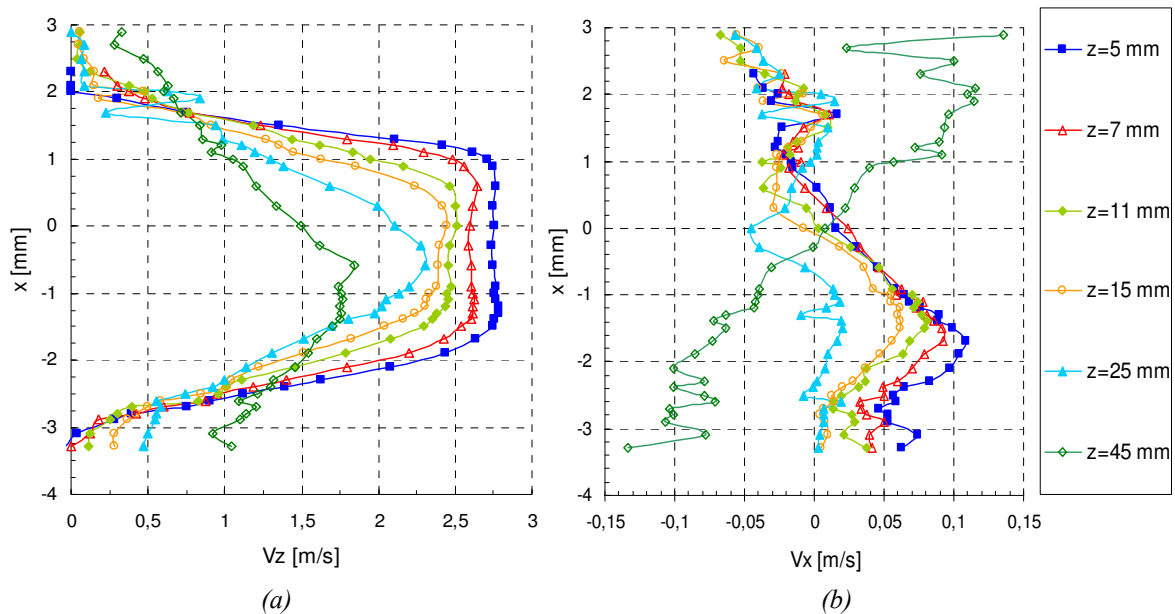
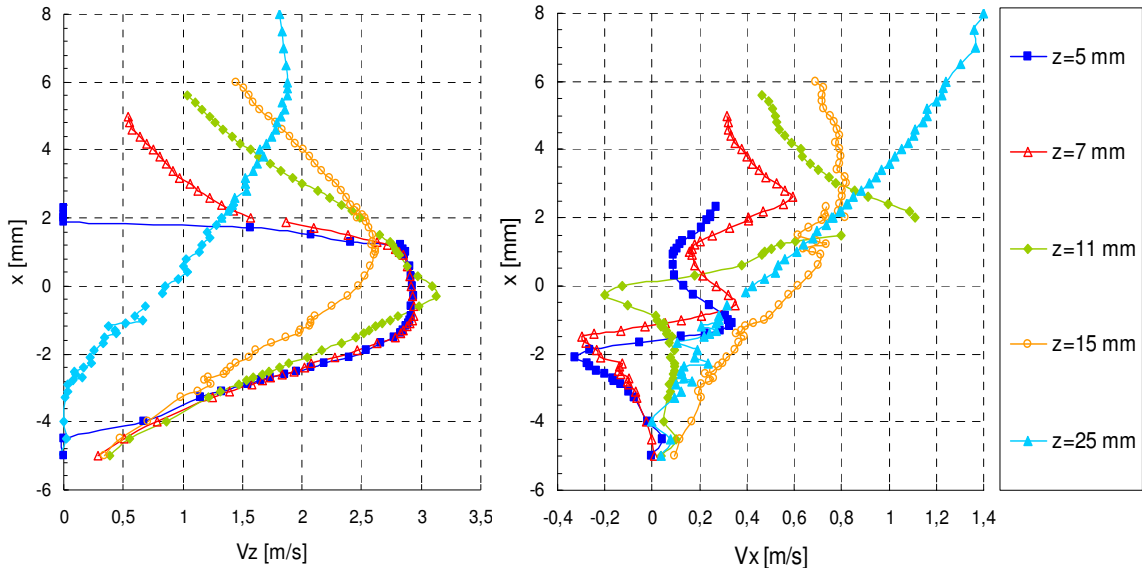


Figure 5-4: Profils de vitesse mesurés par ADL dans un cas non réactif
a : vitesses axiales b : vitesses transversales [$V_o=1,78$ m/s].

Les profils de vitesses axiales (a) et transversales (b) sont ensuite présentés sur la figure 5-5 dans le cas d'un écoulement réactif pour une puissance de 1,28 kW, une vitesse d'injection du prémélange de 1,78 m/s et une richesse de 1,35.

Dans le cas de l'écoulement réactif, le profil de vitesses axiales est très rapidement modifié après la sortie du brûleur. Pour une distance axiale de 7 mm, le profil de vitesse axiale présente un évasement important de part et d'autre de l'axe, dû à la présence des branches de diffusion supérieure et inférieure. Le profil de vitesse transversal est similaire au profil de sortie observé sur la figure 5-3 jusqu'à des distances axiales de 15 mm. L'accélération des gaz liée à l'expansion thermique au travers du front de flamme est remarquable par les deux extrema du profil de vitesse. Au-delà de $z=15$ mm, ces deux extrema ne sont plus observés sur le profil de vitesse transversale, le cône de prémélange n'existe plus pour de telles distances, c'est la seconde zone de combustion de diffusion. En s'éloignant de la sortie du brûleur, le centre des profils de vitesses axiales et des

vitesse transversales est décalé vers la partie supérieure de la flamme, sous l'effet de la convection des gaz chauds.



(a) (b)
Figure 5-5: Profils de vitesse mesurés par ADL dans un cas réactif
 a : vitesses axiales b : vitesses transversales [$P=1,28$ kW $\phi=1,35$ $V_o=1,78$ m/s].

La cartographie de vitesses axiales est ensuite superposée aux profils de vitesse sur la figure 5-6 pour un écoulement non réactif avec une vitesse d'injection du prémélange de 1,78 m/s. Quelques lignes de courant ont été superposées sur la cartographie de vitesses et mettent en évidence le fait qu'à la sortie du brûleur, l'écoulement est dirigé vers le centre du jet. Pour des distances supérieures à quatre fois la hauteur de la fente de sortie du brûleur ($z > 20$ mm), le jet s'étend sur les bords et les lignes de courant deviennent divergentes. La ligne de courant issue du centre du jet s'incurve nettement vers le bas même si la masse volumique du prémélange est inférieure à celle du fluide ambiant.

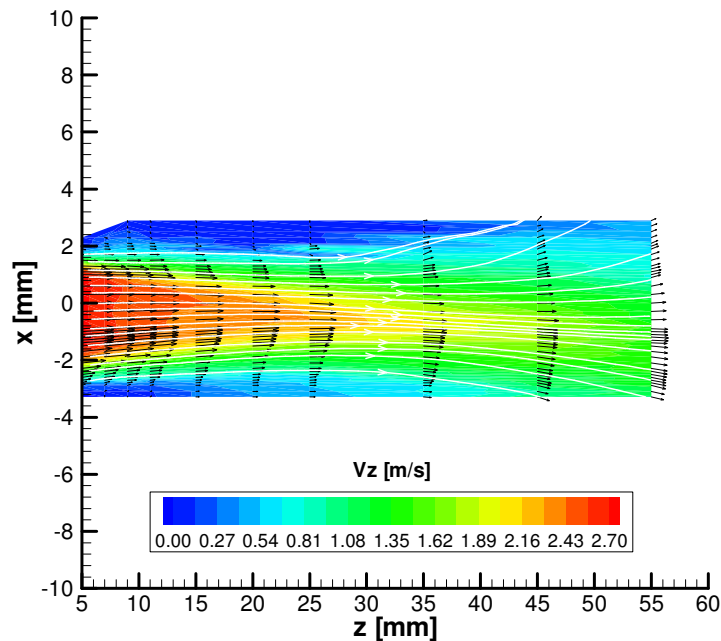


Figure 5-6: Cartographie de vitesses axiales sur le brûleur 2D - écoulement non réactif - superposition des profils de vitesse [$V_o=1,78$ m/s $\phi=1,35$].

Cet écoulement particulier est ensuite comparé à l'écoulement issu du brûleur de référence de type Bunsen positionné à l'horizontale. La cartographie de vitesse axiale obtenue dans ces conditions est superposée aux profils de vitesses sur la figure 5-7 dans le cas d'un jet non réactif issu du brûleur à une vitesse de 2 m/s.

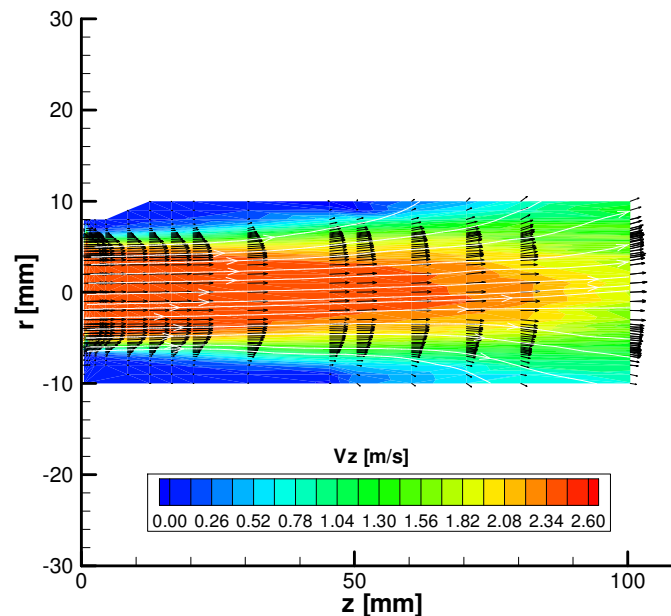


Figure 5-7 : Cartographie de vitesse axiale pour le brûleur de référence de type Bunsen en position horizontale - écoulement non réactif – superposition des profils de vitesse [$V_o=2\text{ m/s}$, $\phi=1,07$].

L'écoulement issu du brûleur de référence de type Bunsen diverge dès la sortie du brûleur contrairement au cas du brûleur bidimensionnel. L'écoulement est symétrique par rapport à la ligne centrale. Les lignes de courant issues du centre du brûleur s'incurvent légèrement vers le haut sous l'effet de la gravité. La richesse du prémélange est en effet très proche de la stœchiométrie, le jet a donc une masse volumique plus faible que celle de l'air environnant.

Les profils de vitesses sont ensuite mesurés sur le brûleur bidimensionnel dans le cas d'un écoulement réactif pour une puissance de 1,28 kW, une vitesse d'injection du prémélange de 1,78 m/s et une richesse de 1,35. Ces conditions correspondent au cas d'une flamme stable représentative du fonctionnement normal de l'appareil. Les cartographies de vitesses axiales et transversales sont superposées aux profils de vitesse sur les figures 5-8 et 5-9.

Les figures 5-8 et 5-9 mettent en avant la dissymétrie de l'écoulement par rapport à l'axe du brûleur. La cartographie de vitesse transversale permet de localiser le cône de prémélange par la présence d'une zone de vitesse transversale positive (zone se situant à $z=10\text{ mm}$ et $x=2\text{ mm}$) et une zone de vitesses négatives (zone se situant à $z=10\text{ mm}$ et $x=2\text{ mm}$). Une forte dissymétrie est observée au niveau du sommet du cône, ce phénomène est également présent sur le brûleur de type Bunsen. La partie supérieure de la flamme de prémélange est soumise à de fortes vitesses transversales et il existe une zone de fortes vitesses transversales en aval de l'écoulement, due à la convection des gaz chauds.

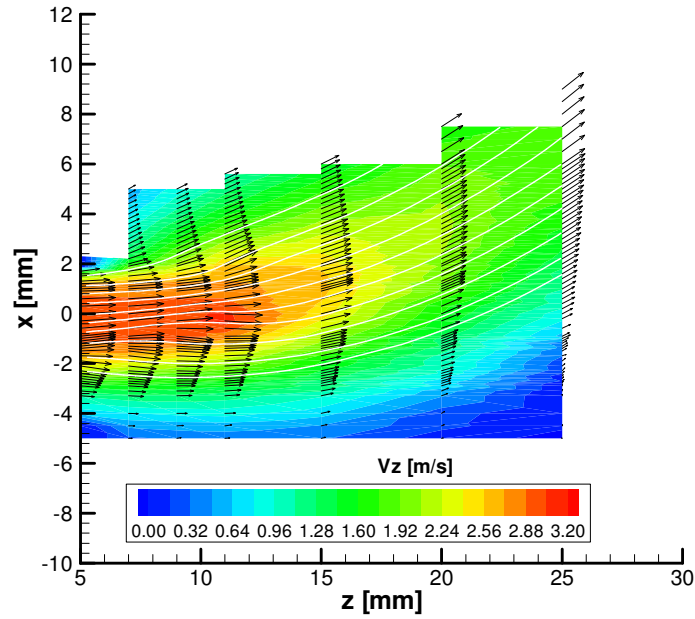


Figure 5-8: Cartographie de vitesses axiales mesurées sur le brûleur 2D - écoulement réactif – superposition des profils de vitesse [$P=1,28 \text{ kW}$ $\phi=1,35$ $V_o=1,78\text{m/s}$].

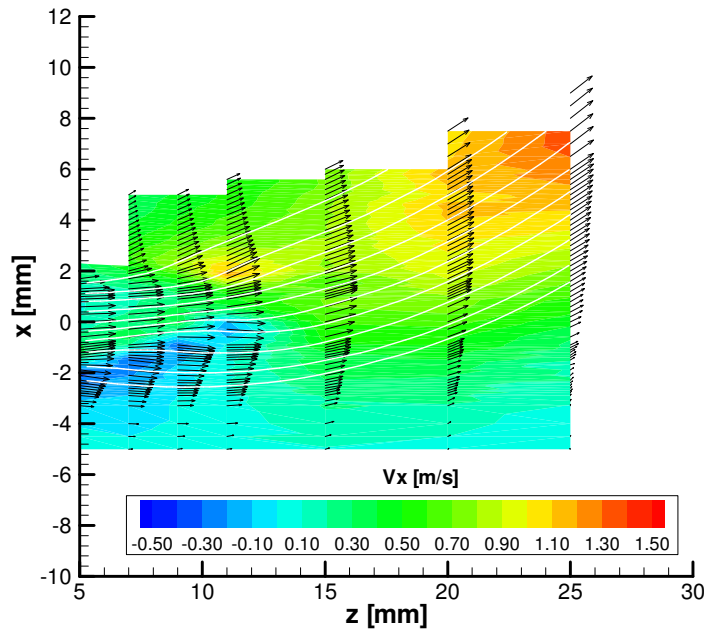


Figure 5-9: Cartographie de vitesses transversales mesurées sur le brûleur 2D - écoulement réactif – superposition des profils de vitesse [$P=1,28 \text{ kW}$ $\phi=1,35$ $V_o=1,78\text{m/s}$].

III Structure globale de la flamme stable

La structure des zones de réaction d'une flamme stabilisée à la sortie du brûleur bidimensionnel, représentative du fonctionnement normal de l'appareil est détaillée dans cette partie. Cette description a pour objectif d'aider à la compréhension des phénomènes de stabilisation qui seront explicités plus loin dans ce manuscrit.

Le troisième chapitre a mis en avant le fait que les images de Fluorescence Induite par Laser sur le radical OH sont représentatives des frontières des zones réactives, et permet ainsi de

caractériser la structure spatiale de la flamme. Cette technique de diagnostic optique est utilisée en focalisant la nappe laser sur la flamme centrale du brûleur modèle bidimensionnel, représentative d'une flamme obtenue sur un brûleur commercial axisymétrique.

Quatre images instantanées corrigées, représentatives de la série d'image obtenue dans des conditions de fonctionnement stable ($P=1,28\text{kW}$, $V_o=1,78\text{ m/s}$, $\phi=1,35$) sont présentées sur la figure 5-10 (a-b-c-d) en fausse couleur. L'image moyenne obtenue à partir de 300 images instantanées dans ces conditions de fonctionnement est présentée sur la figure 5-11 en fausses couleurs.

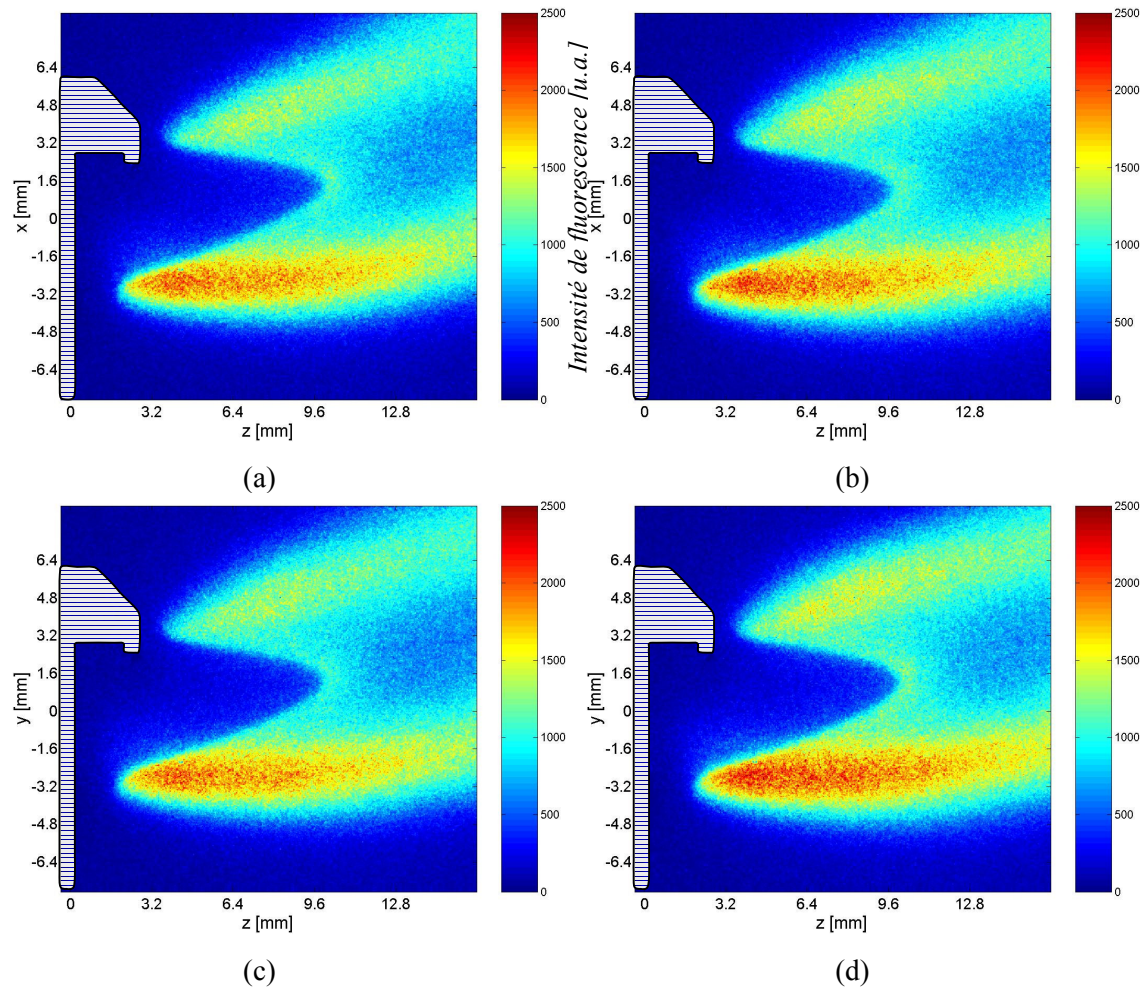


Figure 5-10: Images instantanées corrigées de fluorescence [$P=1,28\text{ kW}$ $\phi=1,35$ $V_o=1,78\text{m/s}$].

Sur les figures 5-10 et 5-11, deux zones de combustion distinctes sont observées comme cela avait été décrit à partir de visualisations directes de la flamme (figure 2-11) dans le deuxième chapitre. En effet, un cône de prémélange central est entouré par une seconde zone de combustion de type diffusion. Cette flamme de diffusion peut être décrite comme ayant une partie supérieure et une partie inférieure. Dans les zones supérieure et inférieure de cette structure, la flamme de diffusion et la flamme de prémélange sont attachées au brûleur en deux points de stabilisation communs, que nous appellerons "points doubles".

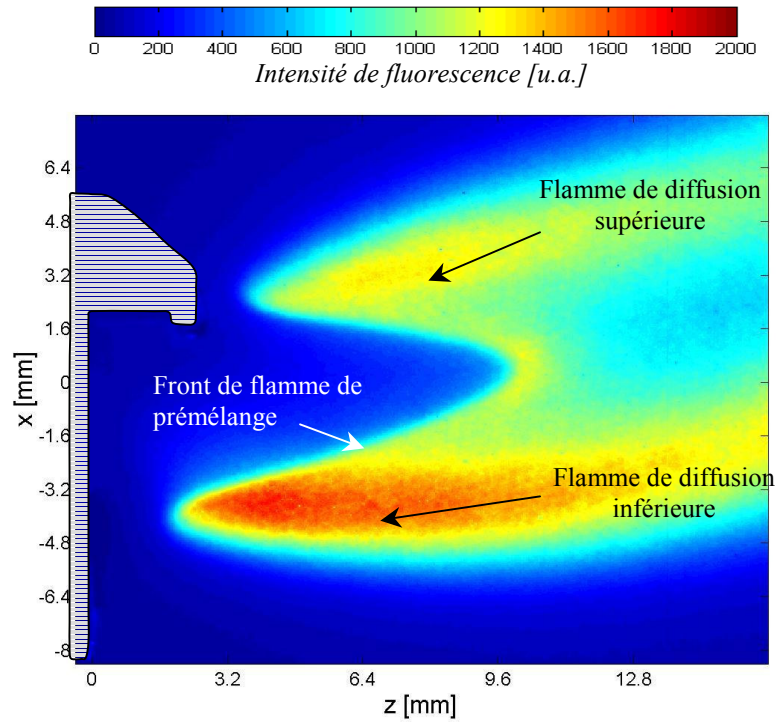


Figure 5-11: Image moyenne corrigée de fluorescence [$P=1,28 \text{ kW}$ $\phi=1,35$ $V_o=1,78 \text{ m/s}$].

Cette image présente des zones plus intenses que d'autres. Le signal de fluorescence est plus important dans les branches de diffusion que dans la zone de réaction de prémélange. En particulier, la branche de diffusion inférieure est le lieu d'une réaction plus intense.

A partir de l'image moyenne présentée sur la figure 5-11, un contour est extrait (figure 5-12), suivant la méthode décrite dans le troisième chapitre (§II.8).

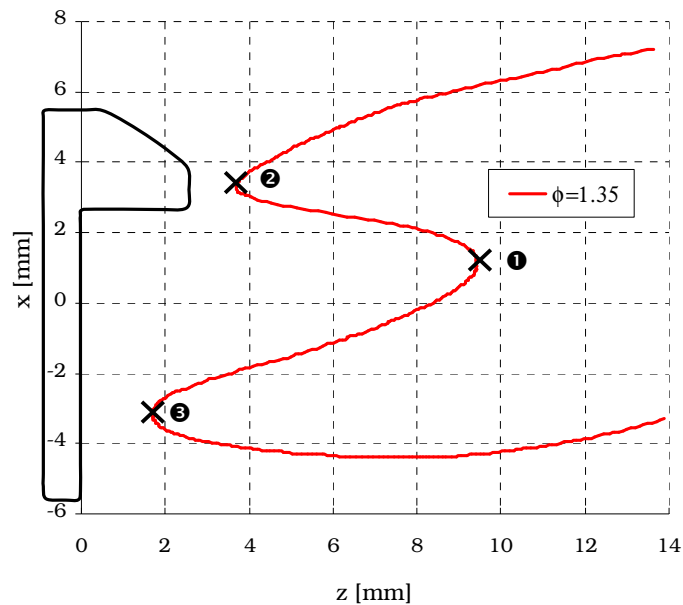


Figure 5-12: Contour obtenu à partir de l'image moyenne de fluorescence présentée sur la figure 5-11 [$P=1,28 \text{ kW}$ $\phi=1,35$ $V_o=1,78 \text{ m/s}$].

Ce contour est composé de trois différentes zones. Un contour central correspond à la zone de réaction de prémélange ($-3.0 < x < 3.5$ mm). Les autres zones de ce contour correspondent respectivement aux branches de diffusion supérieures et inférieures. Comme décrit à partir de l'image de fluorescence, ces contours se rejoignent en deux points communs sur les parties supérieure et inférieure du brûleur.

Le contour obtenu met en évidence plusieurs extrémités de la flamme. La zone de l'extrémité d'une flamme présente des caractéristiques particulières et intéressantes. En effet, elles sont souvent le lieu de courbure ou d'étirements importants. Comme cela a été exposé dans le premier chapitre de ce manuscrit, l'extrémité de flamme peut être responsable de la stabilisation de la flamme entière du fait de ses propriétés. Trois points particuliers de la flamme seront étudiés.

Parmi les points que nous allons étudier, se trouve le sommet du cône de la flamme de prémélange (point ❶ sur la figure 5-12). La position de cette extrémité permettra d'obtenir des informations concernant la stabilisation de la flamme de prémélange. Le sommet du cône d'une flamme de prémélange est un point particulier qui a été étudié par plusieurs auteurs (Poinso, 1991 ; Buckmaster, 1979). Cette zone de la flamme est très fortement courbée, et représente donc une bonne configuration pour étudier les interactions entre l'écoulement de gaz frais et un front de flamme étiré.

Les deux autres points étudiés sont les points doubles supérieur et inférieur (respectivement points ❷ et ❸ sur la figure 5-12). Ces extrémités de la flamme sont communes aux branches de prémélange et de diffusion et sont fortement impliquées dans la stabilisation de la flamme.

IV Propriétés de l'écoulement le long du contour de la flamme stable

La méthode utilisée pour extraire les propriétés de l'écoulement le long du contour de flamme est la même que celle décrite pour le brûleur de type Bunsen (§3.III). La position du contour de flamme est tout d'abord validée par le maximum du champ de divergence calculé à partir du champ de vitesse moyen. Grâce au couplage des champs de vitesses obtenus par PIV et des contours de flamme obtenus par LIF, des propriétés intéressantes de l'écoulement telles que la vitesse normale au contour de flamme, la courbure et l'étirement le long de ce contour peuvent être étudiés.

IV.1 Vitesses de l'écoulement de gaz frais le long du contour de flamme

Les résultats obtenus grâce au brûleur de référence de type Bunsen ont mis en avant le fait que le contour de flamme obtenu par LIF est représentatif de l'interface entre les gaz frais et les gaz brûlés mais qu'il ne correspond pas exactement au front de flamme. Nous considérerons que ce contour suit une iso-valeur du taux de réaction qui se situe plutôt du côté des gaz brûlés. Par conséquent, les vitesses obtenues par projection normale à ce contour de flamme ne correspondent pas, en valeurs absolues, à la vitesse de propagation de la flamme, S_d . Toutefois, l'évolution de cette vitesse mesurée le long du contour de flamme est représentative de l'évolution de la vitesse de propagation de la flamme.

Dans un premier temps, les résultats obtenus par PIV et par LIF sont couplés suivant la méthode exposée dans le troisième chapitre. Le champ de vitesse moyen obtenu par PIV superposé à l'image moyenne obtenue par LIF dans les mêmes conditions est représenté sur la figure 5-13.

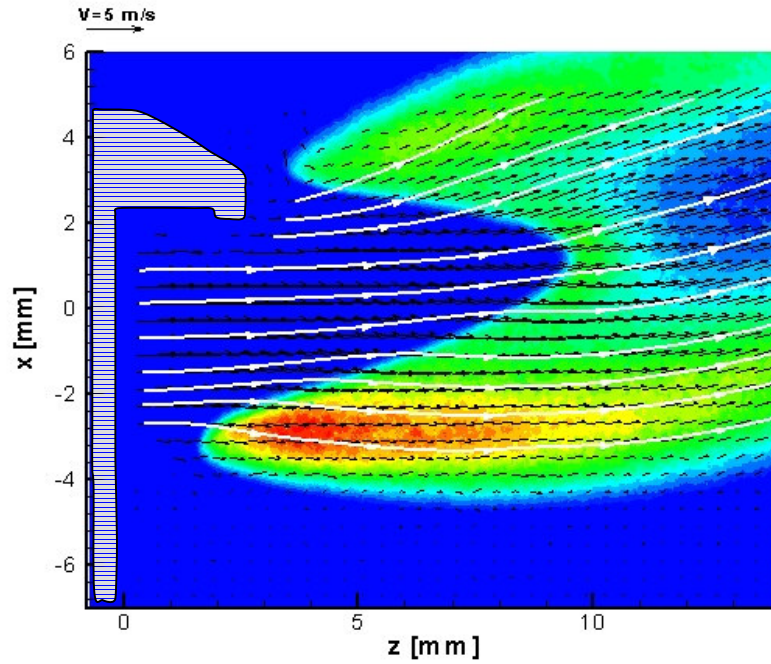


Figure 5-13 : Champ de vitesse moyen obtenu par PIV superposé à l'image moyenne obtenue par LIF [$P=1,28 \text{ kW}$ $\phi=1,35$ $V_o=1,78\text{m/s}$].

Le champ de vitesse est ensuite conditionné aux gaz frais. En chaque point du contour, la vitesse de l'écoulement des gaz frais est interpolée par l'inverse de la distance puis projetée sur la normale du contour de flamme.

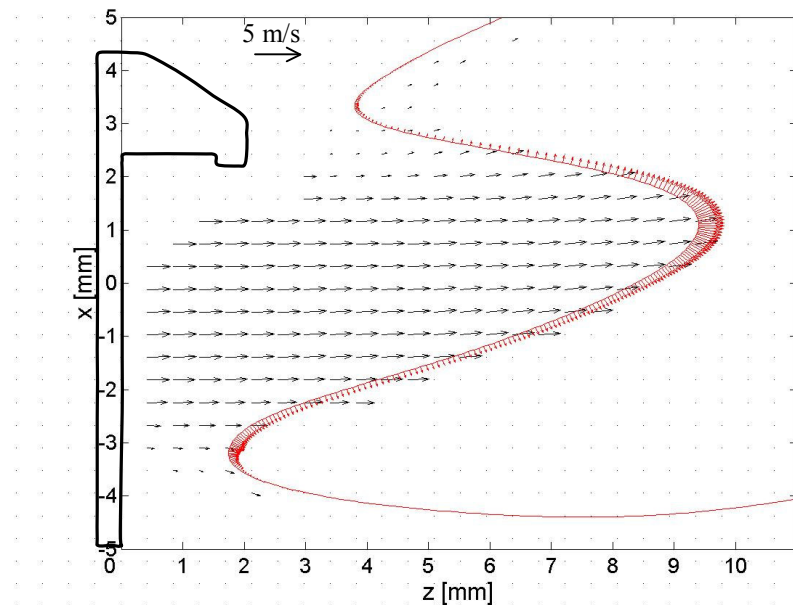


Figure 5-14 : Champ de vitesse obtenu dans les gaz frais et vitesses normales au contour de flamme extrait des images moyennes de LIF [$P=1,28 \text{ kW}$ $\phi=1,35$ $V_o=1,78\text{m/s}$].

Les vitesses de l'écoulement de gaz frais sont représentées en noir sur la figure 5-14. Le contour de flamme obtenu par l'image moyenne de LIF est représenté par la courbe rouge et les vitesses normales sont représentées par des vecteurs rouges le long du contour. Les aspects caractéristiques de cette flamme bidimensionnelle et horizontale qui ont été mis en avant dans le

deuxième paragraphe de ce chapitre se retrouvent ici. En effet, les vitesses transversales sont positives pour la majorité de l'écoulement de gaz frais. La partie supérieure du contour de flamme qui comprend la zone du sommet du cône ($x > -2\text{mm}$) rencontre donc des vitesses transversales positives. Les vitesses de l'écoulement sont très faibles au niveau du point double supérieur tandis que dans la zone du point double inférieur, le contour de flamme rencontre un écoulement de prémélange avec des vitesses axiales relativement importantes. Les profils de vitesses axiales, transversales et normales au contour de flamme sont représentés sur la figure 5-15 en fonction de la coordonnée transversale, x en ordonnée.

Le profil de vitesse axiale le long du contour de flamme présente une zone où la vitesse ne varie que très peu, il s'agit de la zone du sommet du cône de prémélange. A l'approche de la base supérieure de la flamme, la vitesse axiale décroît rapidement et s'annule. La vitesse transversale V_x est positive dans la partie supérieure du cône de prémélange et négative dans la partie inférieure. Elle s'annule pour une position inférieure au sommet du cône ($x = -1\text{ mm}$). Sous l'effet de la convection naturelle, la flamme est globalement incurvée vers le haut, induisant des vitesses transversales positives pour une grande partie des gaz frais du cône de prémélange.

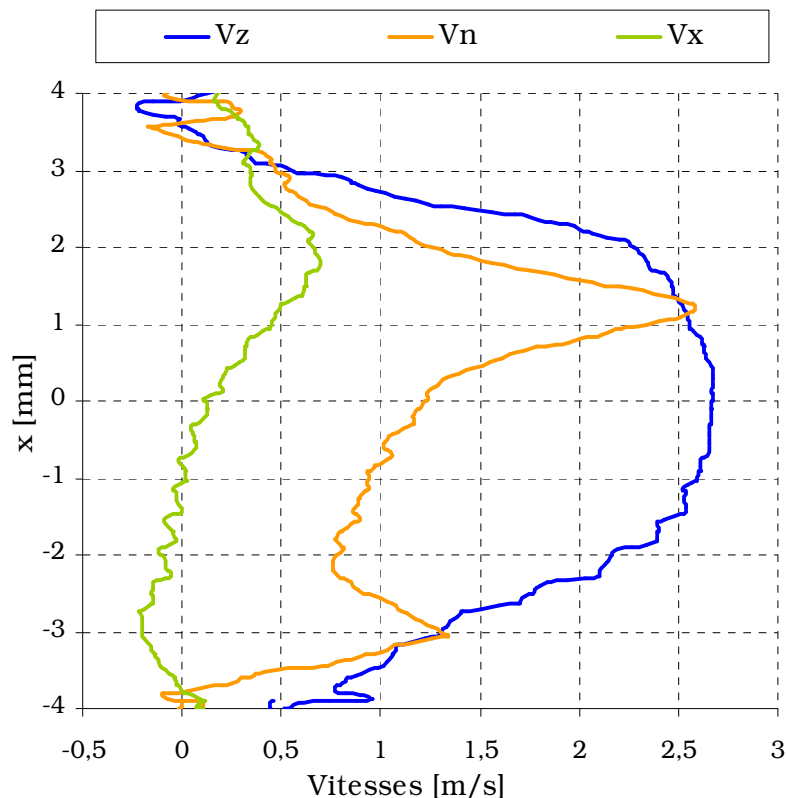


Figure 5-15 : Vitesse axiale (bleu), vitesse transversale (vert) et projection normale de la vitesse (orange) le long du contour de flamme [$P=1,28\text{ kW}$ $\phi=1,35$ $V_o=1,78\text{ m/s}$].

Le profil de vitesse normale présente deux pics de vitesse distincts. La vitesse normale est maximum au niveau du sommet du cône, le deuxième pic se trouve au niveau du point double inférieur. Dans ces zones, la courbure est maximale et la vitesse normale est très proche de la composante axiale de la vitesse de l'écoulement. Sur les cotés du cône, la vitesse normale décroît.

La vitesse normale présente un minimum dans la zone de la base inférieure de la flamme ($x=-2\text{mm}$) avant de croître à nouveau et d'atteindre un second maximum au point double inférieur ($x=-3\text{mm}$).

La base inférieure de la flamme présente des vitesses normales importantes par rapport aux côtés du cône. Dans cette zone, l'écoulement arrive axialement par rapport au front de flamme incliné. Le comportement de cette base de flamme inférieure est complètement différent de celui de la base de flamme issue d'un brûleur de type Bunsen (§3.III-3), l'écoulement présente ici une vitesse axiale forte qui se combine à un front de flamme très courbé, induisant ainsi une composante normale importante.

Le pic de vitesse normale obtenu au sommet du cône de prémélange atteint une valeur de $2,5\text{m/s}$, comparable à la vitesse obtenue dans le cas du brûleur de référence de type Bunsen (figure 3-38). Le minimum de vitesse normale obtenue au niveau du côté de prémélange présente également des valeurs comparables pour les deux configurations de brûleurs ($0,6\text{ m/s} < V_n < 1\text{ m/s}$). Ces deux configurations de flammes peuvent être mises en parallèle et nous verrons que la stabilisation de la partie supérieure de la flamme issue du brûleur modèle bidimensionnel est contrôlée par des mécanismes similaires à ceux qui régissent la stabilité d'une flamme de type Bunsen.

IV.2 Courbure et étirement le long du contour de flamme

Par la même méthode que celle utilisée sur la configuration du brûleur de référence de type Bunsen dans le troisième chapitre, la courbure et les différentes composantes de l'étirement sont calculées le long du contour de flamme obtenu sur le brûleur modèle bidimensionnel.

Les mesures de courbure et d'étirement sont réalisées dans un plan alors que ces phénomènes sont de nature tri-dimensionnelle. La flamme centrale issue du brûleur bidimensionnel est effectivement tri-dimensionnelle. Les observations du décollement des flammes sur ce brûleur ont montré que les flammes se décolleurent simultanément par la base inférieure. Les phénomènes responsables du décollement ont donc lieu principalement dans le plan sagittal (z,x). La mesure de la courbure bidimensionnelle est réalisée dans le plan (z,x).

IV.2.a Courbure

La courbure d'une flamme de prémélange a une grande influence sur le transport de chaleur et de radicaux à l'entrée du front de flamme. Dans le cas des bases inférieure et supérieure de la flamme, la surface de flamme est convexe vis-à-vis des gaz frais, et la chaleur est dissipée tandis que les radicaux restent concentrés au travers du front de flamme vers les gaz brûlés. Au niveau du sommet d'un cône de flamme de prémélange, la surface de flamme est concave et la dissipation de chaleur reste localisée tandis que les radicaux sont diffusés.

La courbure de la flamme est un paramètre qui influence la structure et la propagation du front de flamme à travers sa contribution à l'étirement et les calculs effectués sur la configuration du brûleur de référence de type Bunsen (§3.IV.3) ont confirmé que la vitesse de flamme est largement modifiée dans les régions courbées telles que le sommet de flamme.

La courbure représentée sur la figure 5-16 est négative et de valeur absolue importante aux bases de flamme tandis qu'elle est positive et plus faible au niveau du sommet du cône de prémélange. Le signe de la courbure est représentatif des zones du contour de flamme qui sont convexes vis-à-vis des gaz frais pour les bases de la flamme et concaves pour le sommet du cône.

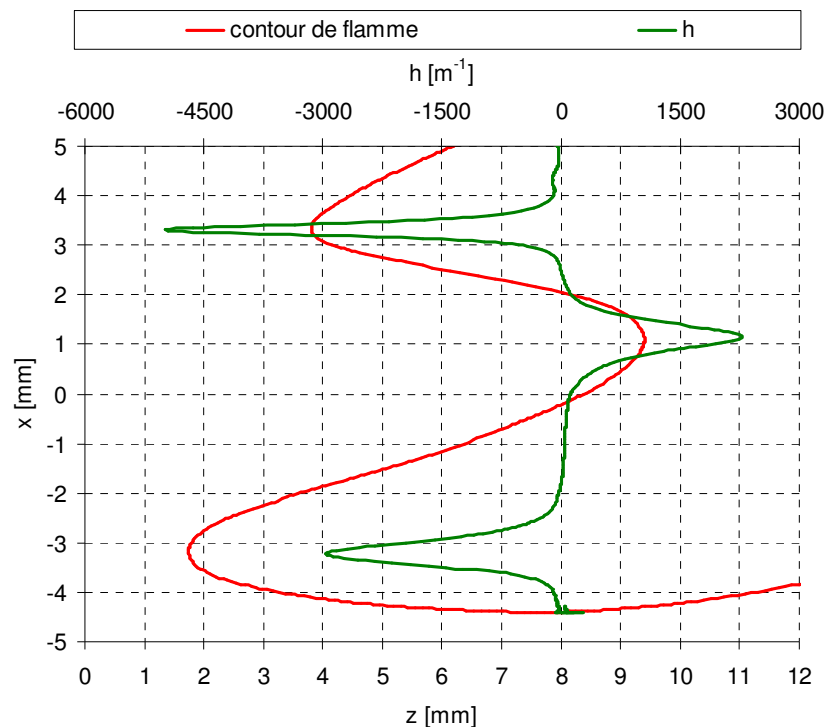


Figure 5-16 : Courbure et contour de la flamme stable sur le brûleur modèle bidimensionnel [$P=1,28 \text{ kW}$, $\phi=1,35$, $V_o=1,78 \text{ m/s}$].

La courbure du sommet du cône atteint 2200 m^{-1} pour la flamme stable générée par le brûleur modèle bidimensionnel. La valeur obtenue au sommet du cône de la flamme issue du brûleur de référence de type Bunsen est très proche (2100 m^{-1}).

Les courbures maximum obtenues aux bases de flammes sont supérieures aux valeurs mesurées aux bases de la flamme de type Bunsen (figure 3-40). La géométrie particulière de ce brûleur bidimensionnel induit une dissymétrie de l'écoulement, mise en avant par les mesures de vitesse par ADL. Cette spécificité se retrouve ici par une courbure dissymétrique aux bases supérieure et inférieure.

IV.2.b Etirement

L'étirement κ est calculé le long du contour de flamme grâce aux formulations proposées dans le premier chapitre (§II.1.1.e). Les composantes de l'étirement liées à la courbure, κ_c , et au cisaillement, κ_s , sont représentées sur la même figure en fonction de l'ordonnée x . Les profils de vitesse axiale et normale sont superposés sur le même graphique, figure 5-17-a.

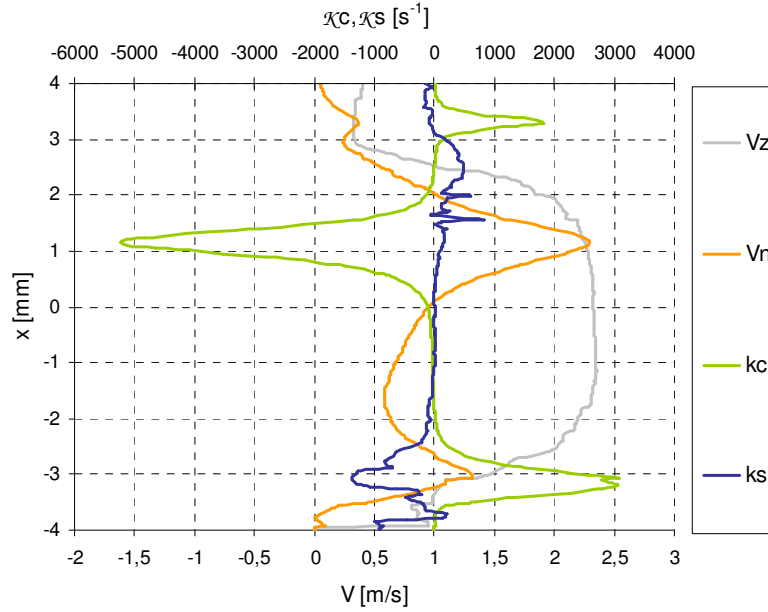


Figure 5-17-a : Profils de la composante liée à la courbure et de la composante liée à la contrainte tangentielle, le long du contour de flamme [$P=1,28 \text{ kW}$ $\phi=1,35$ $V_o=1,78 \text{ m/s}$].

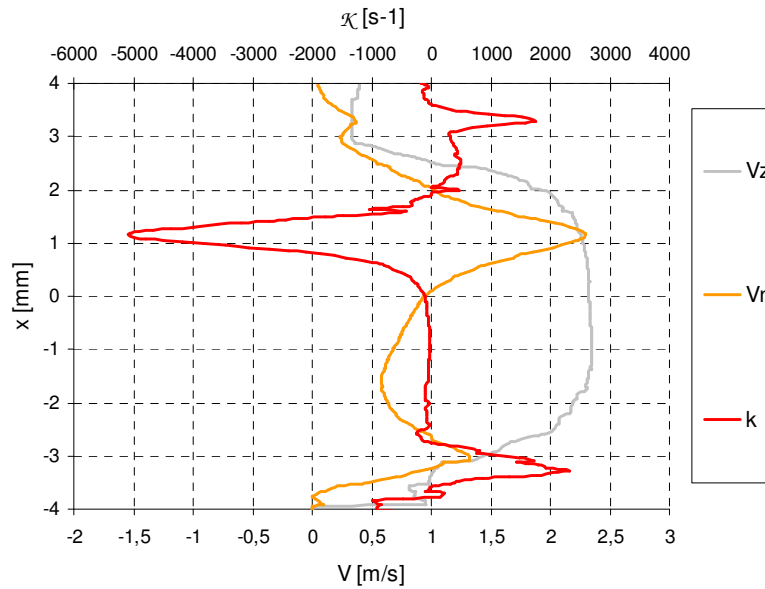


Figure 5-17 -b : Profils de l'étirement total le long du contour de flamme [$P=1,28 \text{ kW}$ $\phi=1,35$ $V_o=1,78 \text{ m/s}$].

La composante de l'étirement liée à la courbure κ_c , suit bien l'évolution de la courbure tracée sur la figure 5-16, au signe près. Elle est positive aux bases de flamme et négative au sommet du cône. Les valeurs obtenues sont proches des valeurs calculées pour la flamme issue du brûleur de référence de type Bunsen (figure 3-39). La composante de l'étirement liée à la courbure κ_c atteint 5000 s^{-1} en valeur absolue au niveau du sommet du cône. La dissymétrie de l'écoulement généré par la configuration du brûleur modèle bidimensionnel s'exprime par des valeurs d'étirement différentes aux bases supérieures et inférieures de la flamme. Au niveau de la base inférieure de la flamme, la composante de l'étirement liée à la courbure atteint 3000 s^{-1} . Ce résultat met en avant la

particularité de cette extrémité de flamme qui ne présente pas le même comportement qu'une base de flamme de type Bunsen.

La composante de l'étirement liée au cisaillement est de l'ordre de 1000 s^{-1} en valeur absolue au niveau des bases supérieures et inférieures de la flamme. Sur le reste du contour, cette composante de l'étirement est négligeable.

Law et Sung ont établi une relation liant la vitesse de propagation d'un front de flamme à l'étirement κ° sans dimension en fonction du nombre de Lewis (Law & Sung, 2000):

$$\frac{S_d}{S_L^\circ} = \left(\frac{1}{Le} - 1 \right) \kappa^\circ$$

Entre la base supérieure de la flamme et le sommet du cône, l'étirement diminue progressivement. Dans cette région de l'écoulement, la richesse est supérieure à la stœchiométrie et le nombre de Lewis est alors supérieur à l'unité. En cohérence avec l'analyse de Law et Sung, la vitesse de propagation du contour de flamme augmente alors que l'étirement κ diminue.

Entre le sommet du cône de prémélange, et la base inférieure de la flamme, l'étirement est nul. Dans cette zone, la courbure calculée dans le plan de mesure (z,x) est nulle (figure 5-16). Cette région de la flamme peut être assimilée à un front de flamme plan non étiré.

La région de la base inférieure de la flamme présente un comportement particulier. En effet, la vitesse normale passe par un minimum ($x=-1,8 \text{ mm}$) puis augmente lorsque l'étirement devient négatif. A partir du point double inférieur ($x=-3 \text{ mm}$), la vitesse de propagation diminue à nouveau. L'évolution des propriétés du contour de flamme dans cette région particulière de l'écoulement sera décrite plus en détail dans la suite du manuscrit.

Chapitre 6 Décollement de flamme

La structure et la dynamique d'une flamme stabilisée sur le brûleur bidimensionnel ont été décrites en détail dans le chapitre précédent. En modifiant les paramètres initiaux de combustion tels que la puissance, la vitesse ou la richesse d'injection du prémélange, la flamme se décolle progressivement du brûleur puis elle est soufflée. Dans ce chapitre, la modification de la structure de la flamme au passage de la limite de décollement va être étudiée.

I Changement de régime de combustion

La relation liant le signal collecté par fluorescence à la concentration de radicaux OH a été présentée dans le troisième chapitre et nous avons montré que le signal de fluorescence est fonction de l'intensité de la réaction et donc du taux de dégagement de chaleur. Les images moyennes obtenues par LIF apportent donc une information qualitative de l'intensité de la réaction. La série d'images moyennes obtenue à puissance constante est présentée sur la figure 6-1. Les conditions de combustion correspondantes sont décrites dans le tableau 4-1 pour une puissance constante.

Cette série d'images présente l'évolution de la structure de la flamme lorsqu'elle est poussée au décollement et finalement au soufflage. Ces images mettent en avant une forte modification de la structure de la flamme ainsi que de l'intensité de la réaction. Lors de l'évolution d'une flamme stabilisée sur le brûleur (c) progressivement vers un cas où la flamme est décollée du brûleur, dans les conditions à la limite du soufflage (j), le niveau global de signal collecté augmente.

La modification d'intensité de réaction dans la flamme est encore plus nette en isolant et en comparant deux cas de combustion. Le cas de combustion stable (c) qui est représentatif du fonctionnement optimum de l'appareil est comparé au dernier cas obtenu juste avant le soufflage de la flamme (j).

La structure de la flamme stable a été décrite précédemment (§5.III) comme composée d'un front de prémélange central entouré d'une flamme de diffusion plus intense. Pour cette flamme stabilisée sur le brûleur, le régime de combustion peut être décrit comme majoritairement de type diffusion. Le niveau global de signal collecté dans le cas à la limite de soufflage (j) est plus important que dans le cas de combustion stable (c). Dans ces conditions de combustion à la limite de l'extinction, la flamme est majoritairement constituée d'une importante zone de prémélange très réactive.

Le régime de combustion est par conséquent modifié lorsque la flamme évolue d'un cas stable vers le soufflage. A partir d'un régime principalement de flamme de diffusion, la flamme évolue vers un régime de combustion principalement prémélangé dans le cas proche de la limite de soufflage.

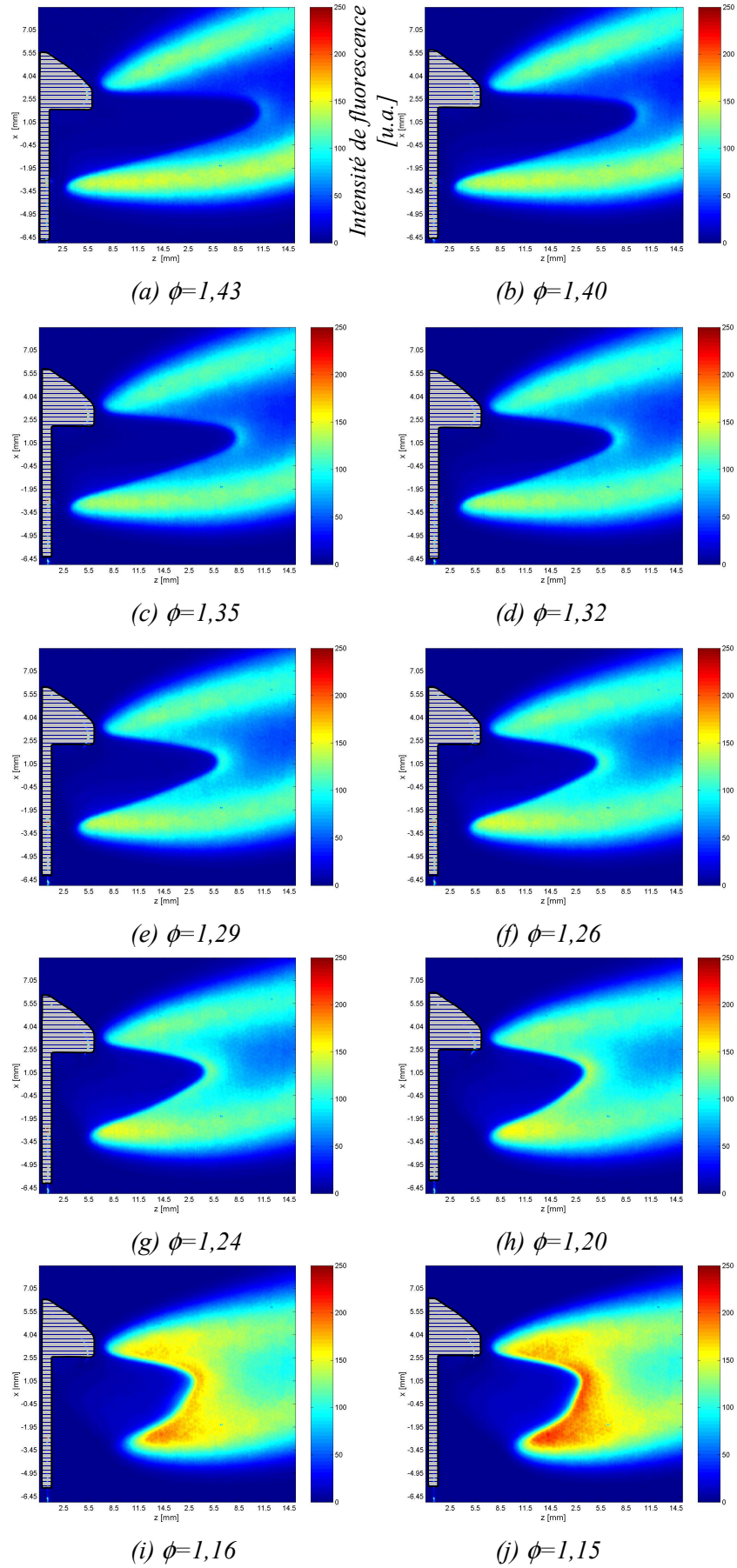


Figure 6-1: Images moyennes de fluorescence du radical OH à puissance constante [$P=1,28$ kW].

De manière à approfondir les résultats obtenus par la configuration du brûleur modèle bidimensionnel, notre analyse s'appuie également sur la configuration du brûleur modèle axisymétrique à vingt fentes. Les images obtenues par Fluorescence Induite par Laser sont corrigées vis à vis du bruit et normalisées par la répartition d'énergie de la nappe laser. Les flammes générées par le brûleur axisymétrique sont instationnaires et soumises à de fortes fluctuations. Les images moyennes ne sont donc pas représentatives de la structure et de la position des zones de réaction. Les images présentées sur les figures 6-2-a,b,c sont alors des images instantanées d'une flamme obtenue pour un cas de combustion stable, pour une puissance de 3,6 kW et une richesse de 1,56.

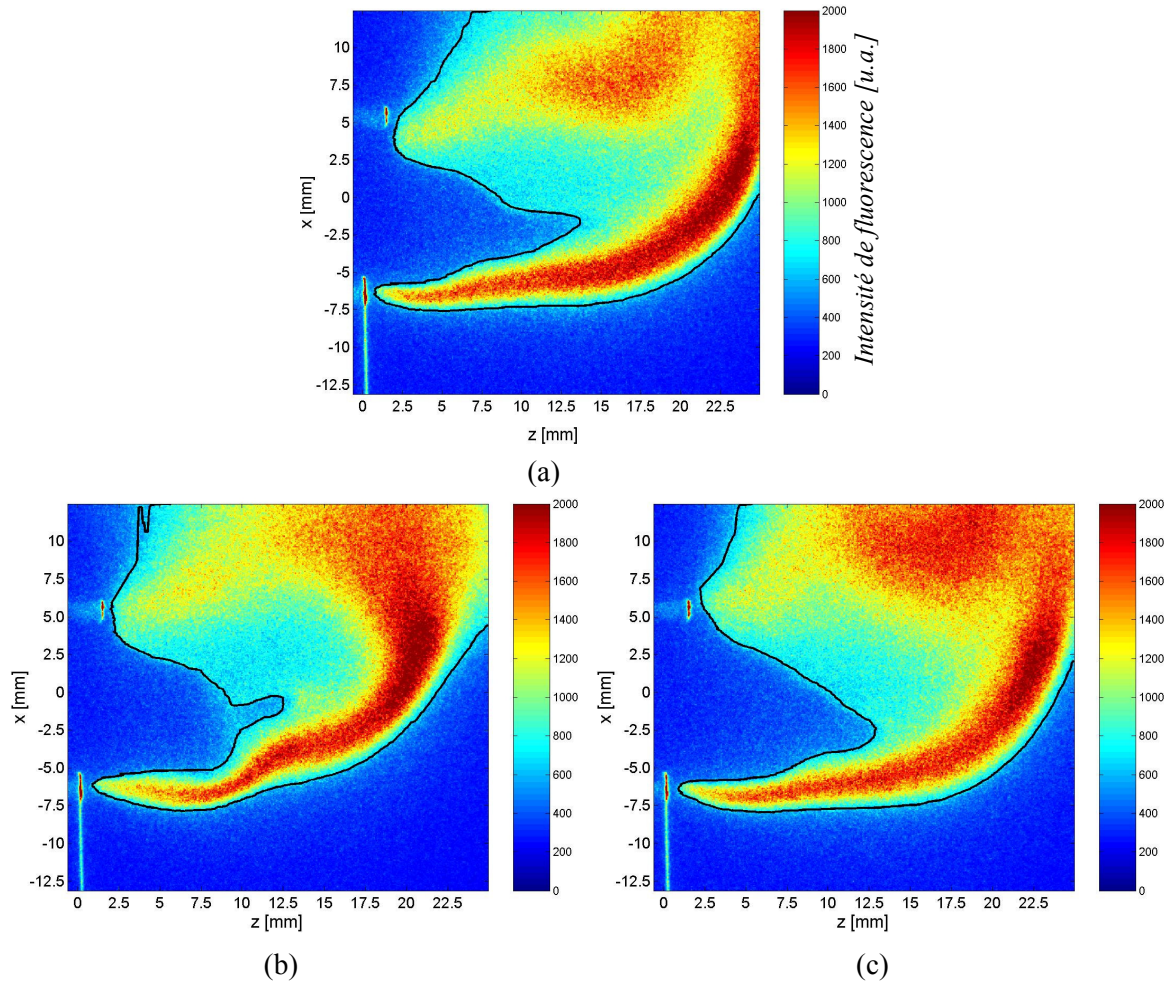


Figure 6-2-a,b,c: Images instantanées de fluorescence d'une flamme générée par le brûleur modèle axisymétrique dans un cas de combustion stable-Superposition du contour [$P=3,6 \text{ kW}$ $\phi=1,56$ $V_o=1,2 \text{ m/s}$].

La structure de cette flamme est similaire à celle générée par le brûleur bidimensionnel pour des conditions de fonctionnement stable (figure 6-1 (c)). Elle est composée d'un front de flamme central de prémélange (surligné en noir par le contour central) entouré de deux branches de diffusion. La branche de diffusion inférieure est le lieu d'une réaction très intense.

Trois images instantanées de fluorescence obtenues pour un cas de combustion proche du soufflage sont présentées sur les figures 6-3-a, b et c. Cette flamme est obtenue pour une puissance de 3,6 kW, et une richesse de 1,19.

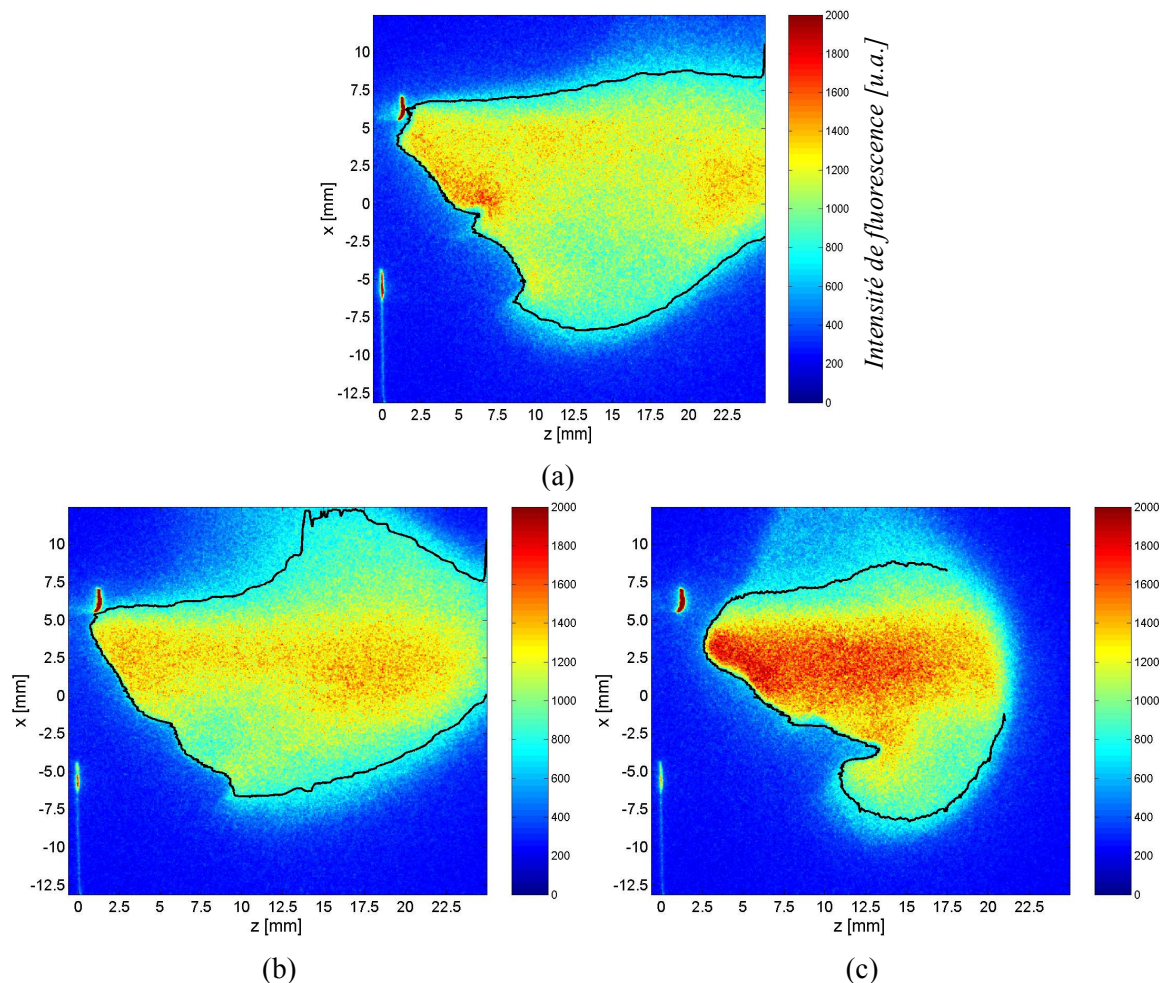


Figure 6-3-a,b,c: Image instantanée de fluorescence d'une flamme générée par le brûleur modèle axisymétrique dans un cas proche du soufflage- Superposition du contour [$P=3,6 \text{ kW}$ $\phi=1,19$ $V_o=1,5 \text{ m/s}$].

La flamme obtenue dans un cas de combustion proche du soufflage est accrochée au brûleur par sa base supérieure, tandis que sa base inférieure est fortement décollée. Le front de prémélange central tend à s'aplanir fortement et cette zone de réaction devient plus intense. La structure de cette flamme à la limite du soufflage est très proche de la flamme observée sur le brûleur modèle bidimensionnel (figure 6-1 (j)).

L'évolution de la structure de la flamme d'un cas de combustion stable vers un cas de combustion à la limite du soufflage est similaire à l'évolution observée pour la flamme issue de la fente centrale du brûleur modèle bidimensionnel. En effet, le régime de combustion est modifié lorsque la flamme se décolle du brûleur, il est majoritairement de type diffusion pour les flammes stables et devient majoritairement de type prémélangé lorsque les flammes s'approchent du soufflage.

Ce changement de régime de combustion est également observé avec le brûleur de référence de type Bunsen. Une série d'images de fluorescence est réalisée à puissance constante. L'image moyenne corrigée obtenue pour une puissance de 0,97 kW, une vitesse d'injection du prémélange de 2 m/s et une richesse de 1,07 est présentée sur la figure 6-4.

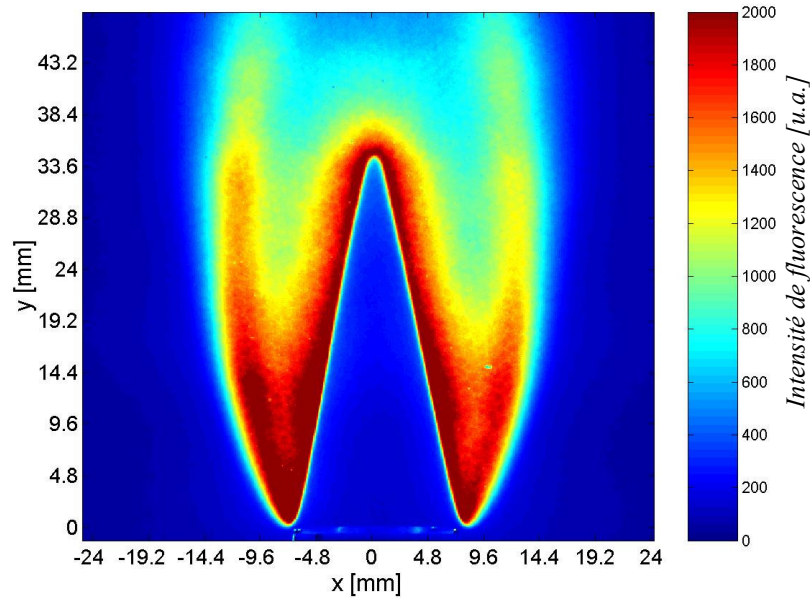


Figure 6-4 : Image moyenne de fluorescence réalisée sur le brûleur de référence de type Bunsen [$P=0,97$ kW $\phi=1,07$ $V_o=2$ m/s].

Un profil horizontal d'intensité est obtenu en moyennant le signal de fluorescence pour les ordonnées comprises entre 3,8 mm et 4,8 mm. Les profils ainsi obtenus à partir des images moyennes pour chaque cas de richesse sont présentés sur la figure 6-5.

Le phénomène d'absorption de l'énergie de la nappe laser au travers de la flamme est responsable de la dissymétrie des profils d'intensité. Sur l'image de fluorescence présentée en figure 6-4, la nappe laser provient du côté gauche de la flamme, ainsi les profils d'intensité représentés sur la figure 6-5 présentent des pics de plus faible intensité pour la partie droite de l'image.

Le profil obtenu pour la richesse la plus importante ($\phi=1.19$) présente deux pics distincts de chaque côté de l'axe ($r=0$). Le pic extérieur correspond à la flamme de diffusion qui enveloppe le cône de prémélange central. Le pic intérieur, moins intense, correspond au front de flamme de prémélange. Lorsque la richesse diminue, le profil d'intensité est modifié et le pic correspondant au prémélange devient prédominant.

De même que sur le brûleur bidimensionnel, la flamme issue du brûleur de référence Bunsen est modifiée lors du passage de la flamme stable vers le soufflage. Le régime de combustion évolue d'un régime majoritairement de diffusion vers un régime majoritairement prémélangé.

Les résultats ainsi obtenus à partir des différents brûleurs nous permettent de valider nos analyses et de les transposer à l'application commerciale d'un brûleur de cuisson.

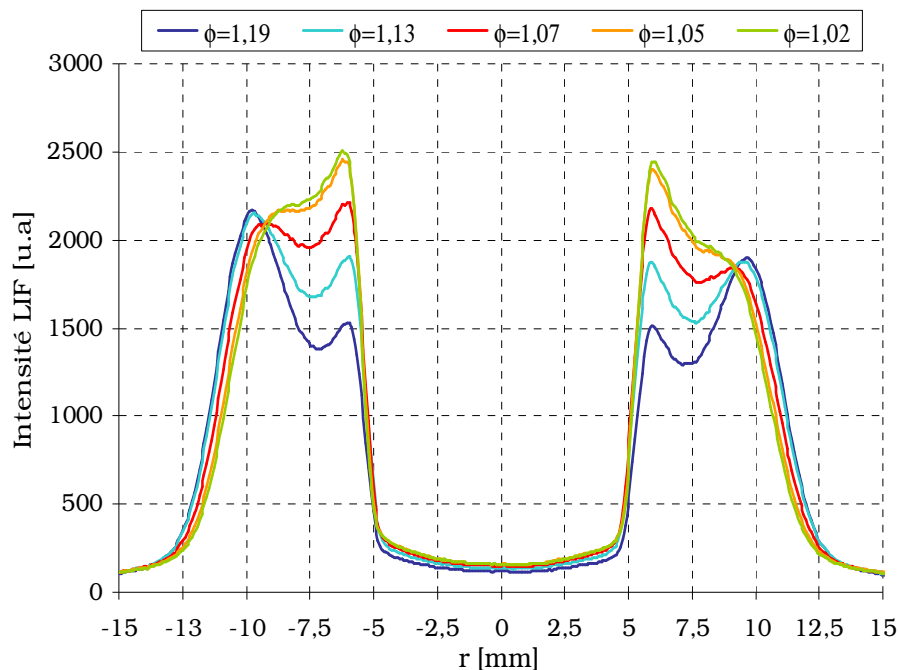


Figure 6-5: Profils horizontaux d'intensité obtenus à partir des images moyennes de fluorescence réalisées sur le brûleur de référence à puissance constante [$P=0,97$ kW].

II Modification de la structure de la flamme

L'étude de la structure de la flamme conduit à analyser les différentes régions qui composent la flamme et comment elles sont modifiées en terme de topologie et de position dans l'écoulement lorsque la flamme se détache du brûleur. L'étude des différents contours de flamme obtenus à partir des images moyennes de fluorescence réalisées sur le brûleur bidimensionnel va permettre de savoir comment les différentes parties qui composent cette flamme répondent à un changement de richesse ou de vitesse de l'écoulement.

Les contours obtenus pour la série d'image réalisée à puissance constante sont présentés sur la figure 6-6. Ces contours sont extraits des images moyennes de fluorescence sur le radical OH par une méthode de binarisation par seuillage exposé dans le troisième chapitre (§3.II.8). Les images moyennes ont été obtenues avec 250 images instantanées. Rappelons qu'au cours de cette série d'images, la puissance thermique est constante et la richesse est progressivement diminuée jusqu'au soufflage de la flamme. Le prémélange étant introduit dans le brûleur avec une richesse supérieure à la stœchiométrie, une diminution de la richesse induit une augmentation de la vitesse de propagation du front de flamme de prémélange. Ces conditions d'entrée imposent également une augmentation de la vitesse d'injection du prémélange.

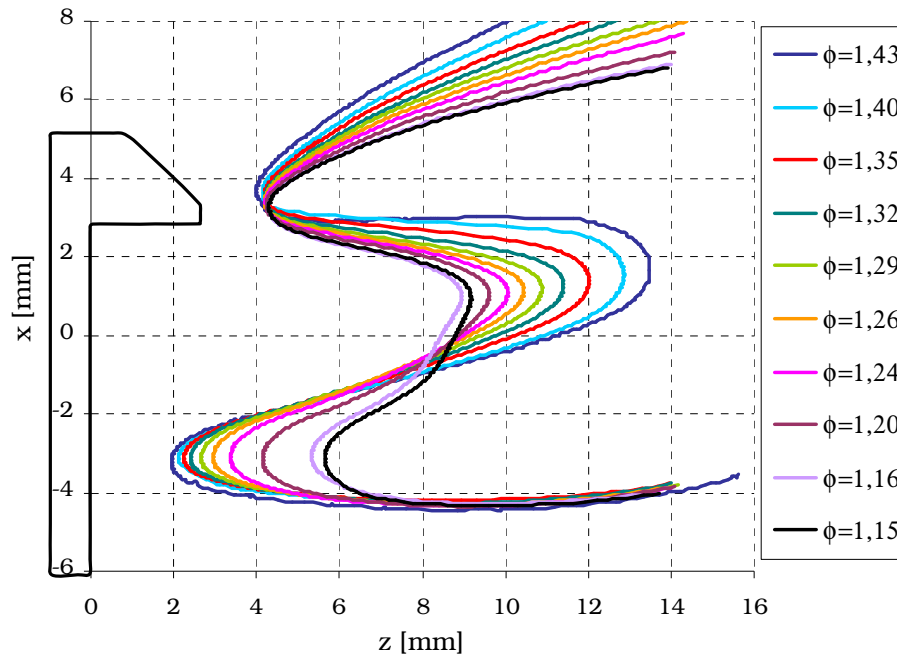


Figure 6-6: Contours de flamme déduits des images de fluorescence moyennes réalisées à puissance constante [$P=1,28 \text{ kW}$].

II.1 La branche de diffusion supérieure

La structure géométrique de la branche de diffusion supérieure n'est pas modifiée, mais elle se déplace progressivement vers le centre du jet lorsque la richesse initiale du prémélange diminue. Cette zone de réaction se positionne très probablement le long d'une ligne où la fraction de prémélange Z est égale à la fraction de prémélange stœchiométrique Z_s . Bien que cette ligne stœchiométrique n'ait pu être identifiée expérimentalement, il est admis que la zone de réaction de la flamme de type diffusion a lieu le long de la ligne où la fraction de prémélange est stœchiométrique (Boulanger, 2002). En considérant que globalement, le gradient de fraction de mélange est très peu modifié au cours de cette série d'image à puissance constante, la diminution de la richesse du prémélange implique le mouvement de cette ligne stœchiométrique vers le centre du jet.

Lorsque l'impulsion du jet de prémélange est fixée, la richesse est diminuée progressivement pour atteindre le décollement de la flamme centrale et finalement son extinction. Les contours obtenus dans ces conditions sont présentés sur la figure 6-7.

Le comportement de la branche de diffusion supérieure est le même pour les conditions fixées à impulsion constante et à puissance constante. Elle suit en effet la ligne stœchiométrique qui s'approche du centre du jet lorsque la richesse du prémélange diminue.

Lorsque la richesse du prémélange est fixée, l'impulsion du jet de prémélange est augmentée progressivement pour atteindre le décollement de la flamme. Les contours obtenus sont présentés sur la figure 6-8.

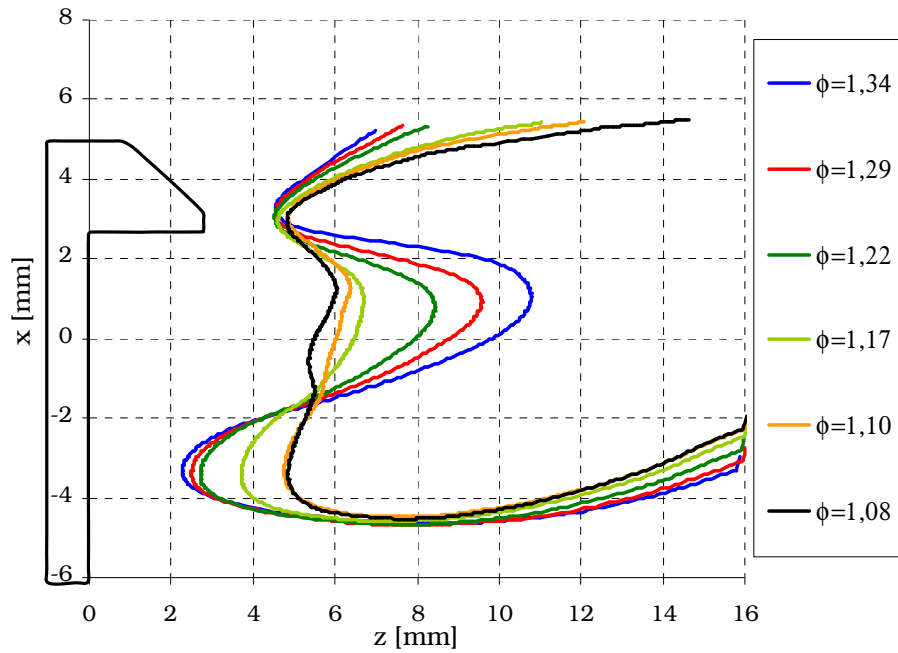


Figure 6-7: Contours obtenus à partir des images de fluorescence réalisées à impulsion du jet constante [$G=5,4.10^{-4} \text{ m.kg.s}^{-2}$].

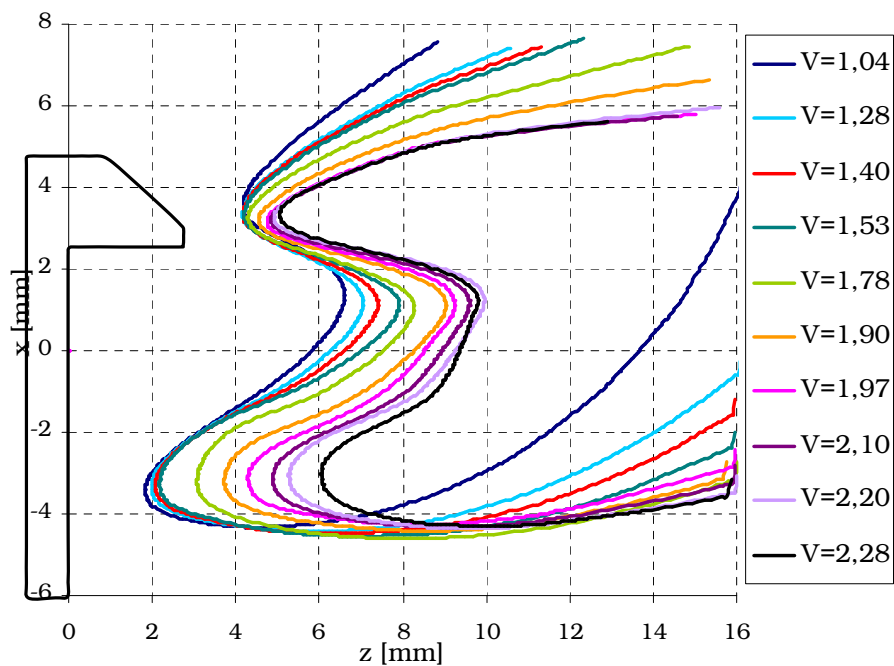


Figure 6-8: Contours obtenus à partir des images de fluorescence réalisées à richesse constante [$\phi=1,22$].

Au cours de cette série d'image, la richesse initiale du prémélange est inchangée, la position de la ligne stœchiométrique supérieure dans l'écoulement est modifiée sous l'effet du taux de dégagement de chaleur de la flamme. Le déplacement de la branche de diffusion supérieure vers le centre du jet observé sur la figure 6-8 est alors dû à une modification de l'intensité de réaction. Une augmentation d'intensité de combustion a pour effet de "tendre" la flamme en la rendant plus horizontale puisqu'elle est moins soumise aux effets de flottabilité. Au cours de cette série de

mesure, la richesse du prémélange est fixée, la puissance thermique augmentant, le dégagement de chaleur global de la flamme augmente en conséquence. De plus, une modification du régime de combustion a également été mise en avant. En effet, il a été remarqué que lorsque la flamme se décolle du brûleur, la réaction devient globalement plus intense. Ces effets sont responsables du mouvement de la branche de diffusion supérieure qui est alors déplacée vers le centre du jet de prémélange.

II.2 La branche de diffusion inférieure

A puissance et impulsion du jet constante, la position de la branche de diffusion inférieure n'est pas modifiée lorsque la richesse diminue (figure 6-6 et figure 6-7). Seuls les cas de combustion à la limite de l'extinction ($\phi < 1.16$) semblent présenter une courbure plus importante lorsque la puissance est fixée. Tout comme la branche supérieure, cette branche de diffusion inférieure suit probablement la ligne stœchiométrique et devrait par conséquent s'approcher du centre du jet lorsque la richesse initiale du prémélange diminue. Cependant, cette région de la flamme est soumise à des conditions particulières par rapport à la branche supérieure. En effet, elle est confinée par la présence de la plaque inférieure et la quantité d'air entraînée dans cette zone est considérable. Il a également été remarqué que lorsque la richesse diminue, l'intensité de la réaction augmente fortement et le régime de combustion devient majoritairement prémélangé. Il a été montré que ces effets tendent également à rendre la flamme plus horizontale et moins dépendante de la flottabilité. Ces effets combinés agissent sur la branche de diffusion inférieure l'empêchant de progresser vers le centre du jet.

Lorsque la richesse est fixée, pour une augmentation de la puissance et de l'impulsion du jet de prémélange, la branche de diffusion inférieure s'éloigne progressivement du centre du jet. Sous l'effet du même mécanisme décrit précédemment pour la branche de diffusion supérieure, la puissance thermique et l'intensité de la réaction augmentent fortement rendant les branches de diffusion supérieures et inférieures plus horizontales.

II.3 La flamme centrale de prémélange

Entre les deux branches de diffusion supérieure et inférieure, un front de flamme prémélangée est stabilisé. Les figures 6-6 et 6-7 mettent en avant le fait que la structure de ce front de prémélange est très fortement modifiée lorsque la richesse diminue. Lorsque la puissance ou l'impulsion du jet est fixée, le front de flamme de prémélange tend à s'aplanir pour des richesses de plus en plus proches de la stœchiométrie.

La structure et la position de cette flamme de prémélange dépendent des valeurs locales de vitesse et de richesse dans l'écoulement. La flamme de prémélange se positionne en effet pour un équilibre de la vitesse locale de l'écoulement et de la vitesse de flamme.

Au cours de la série à impulsion constante, la diminution de la richesse du prémélange entraîne une augmentation de la vitesse fondamentale puisque la richesse d'injection est toujours supérieure à la stœchiométrie. Le front de flamme de prémélange cherche donc à se stabiliser pour des positions plus proches de la sortie du brûleur (figure 6-7).

Lorsque la richesse initiale du prémélange est fixée, la vitesse de l'écoulement de prémélange augmente progressivement repoussant ainsi le front de flamme de prémélange vers l'aval pour se

stabiliser dans les zones où l'équilibre entre vitesse de flamme et vitesse locale de l'écoulement est respecté (figure 6-8).

A puissance constante, la vitesse de l'écoulement et la vitesse de flamme augmentent simultanément à mesure que la richesse diminue. La position du front de flamme de prémélange sous ces conditions ne peut donc pas être estimée de façon triviale. La figure 6-6 montre que sous ces deux effets en compétition, le front de flamme de prémélange tend à se stabiliser de plus en plus en amont dans l'écoulement. Ce comportement va être étudié plus en détail en considérant localement la région du sommet de la flamme.

Le changement de comportement de la flamme lorsqu'elle évolue d'un cas de combustion stable vers un cas à la limite du soufflage a été étudié dans ce chapitre. Une modification du régime de combustion est observée. La flamme stable est en effet une flamme majoritairement de type diffusion et elle évolue progressivement vers une flamme majoritairement prémélangée.

La topologie de la flamme est également modifiée au cours de cette évolution. Les branches de diffusion inférieures et supérieures se positionnent le long d'une ligne où la richesse est stœchiométrique et subissent l'influence du taux de dégagement de chaleur. La branche de diffusion supérieure est abattue vers le centre du jet sous l'effet d'une augmentation de l'intensité de combustion, tandis que la branche inférieure est confinée par la plaque de base du brûleur et se trouve dans une zone de fort entraînement. Sa position n'est alors pas modifiée à puissance et impulsion du jet constantes. La flamme centrale de prémélange se positionne dans l'écoulement pour un équilibre local de sa vitesse de propagation et de la vitesse locale de l'écoulement. Le front de flamme s'approche ou s'éloigne du brûleur en fonction d'une augmentation de sa vitesse de propagation ou d'une augmentation de la vitesse de l'écoulement respectivement.

L'observation et l'analyse de ces contours de flamme mettent en avant le fait que la structure de la flamme nécessite d'étudier certaines zones du contour de flamme plus localement. En effet, les extrémités de la flamme telles que décrites dans le chapitre précédent (§5.III) semblent être impliquées dans le mécanisme de stabilisation des différentes branches de la flamme. La méthode utilisée pour déterminer la position de ces points à partir des images de fluorescence a été exposée dans le premier chapitre (§II-9). La position obtenue pour les trois extrémités de flamme à partir de la série d'image de fluorescence réalisée à puissance constante est présentée sur la figure suivante. La position axiale moyenne des extrémités (z) est obtenue à partir de 250 images de fluorescence instantanées, elle est reportée par rapport à la position des fentes du brûleur (z_0) en fonction de la richesse initiale du prémélange. Les fluctuations de la position moyenne sont également représentées.

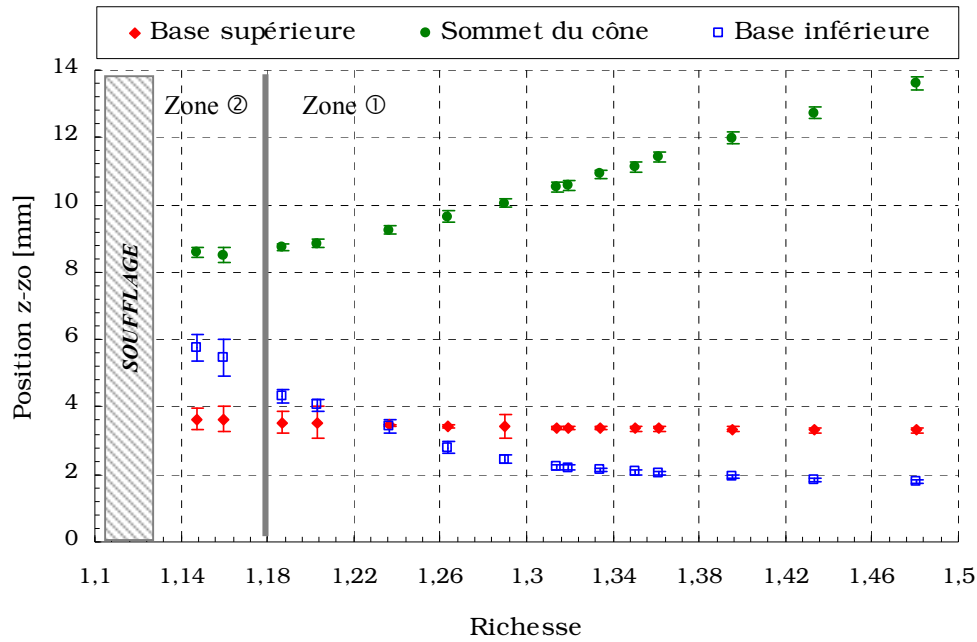


Figure 6-9: Position axiale des trois extrémités de flamme en fonction de la richesse initiale du prémélange pour une puissance thermique fixée [$P=1,28\text{kW}$].

Sur la figure 6-9, le déplacement dans l'écoulement des trois extrémités de la flamme est représenté en fonction de la richesse. Le point double supérieur ne se déplace pas quand la richesse du prémélange diminue. Le sommet du cône de prémélange s'approche progressivement du brûleur puis sa position n'évolue plus pour les richesses les plus faibles. La base inférieure est attachée au brûleur pour les fortes richesses, puis s'éloigne du brûleur jusqu'à une position limite pour laquelle la flamme est soufflée.

Deux zones peuvent être distinguées en fonction des tendances des courbes présentées sur la figure 6-9. Dans la première zone (zone ①), qui concerne les plus importantes richesses de prémélange, le sommet et l'extrémité inférieure ont des évolutions opposées quand la richesse diminue. Dans la deuxième zone (zone ②), pour les richesses les plus proches de la stœchiométrie, le sommet et la base supérieure ne se déplacent pas tandis que la base inférieure continue à s'éloigner du brûleur.

En s'appuyant sur les critères de stabilité établis par Lewis & Von Elbe pour une flamme de prémélange de type Bunsen (§2.II.5), la flamme forme un cône stable pour une vitesse d'injection comprise entre deux fois et cinq fois la vitesse de propagation d'une flamme laminaire (Lewis & Von Elbe, 1987). Ce critère, appliqué à la flamme issue du brûleur modèle bidimensionnel, nous indique que la flamme est stable si la vitesse d'injection du prémélange est supérieure à 0,8 m/s et inférieure à 2 m/s. Pour nos conditions de mesures à puissance constante ($P=1,28\text{ kW}$), la flamme serait alors stable pour des richesses supérieures à 1,19, ce point de mesure correspond en effet à une vitesse d'injection de 2 m/s. Selon ce critère, la flamme est donc considérée comme stable dans la zone ①. Pour des richesses plus faibles (zone ②), la vitesse d'injection est supérieure à $5 \times S_L^\circ$, le cône de prémélange ne peut plus être formé correctement et la flamme est instable. Les limites globales de stabilité énoncées par Lewis & Von Elbe sont conformes à nos résultats. Cependant, ces critères ont été établis empiriquement et ils ne suffisent pas à expliquer le mécanisme du décollement de la flamme.

Ce chapitre met en avant le fait que les différentes zones réactives de la flamme issue du brûleur modèle bidimensionnel répondent de manières différentes à une modification des conditions initiales de l'écoulement. L'évolution des contours et des extrémités de flamme en fonction de la richesse a mis en avant le fait que la région supérieure de la flamme n'a pas le même comportement que la région inférieure. En particulier, dans le cas proche du soufflage de la flamme, l'extrémité inférieure de la flamme est fortement décollée du brûleur. Cette extrémité de la flamme semble jouer un rôle important dans la stabilisation de la structure globale.

Deux régions de la flamme sont désormais distinguées par les termes de "flamme double supérieure" et "flamme double inférieure" et sont représentées sur la figure 6-10. La flamme double supérieure comprend le point double supérieur ainsi que le sommet du cône de prémélange. La flamme double inférieure comprend la région du point double inférieur. Le comportement et la structure de ces deux zones de la flamme seront décrits indépendamment dans les chapitres suivants.

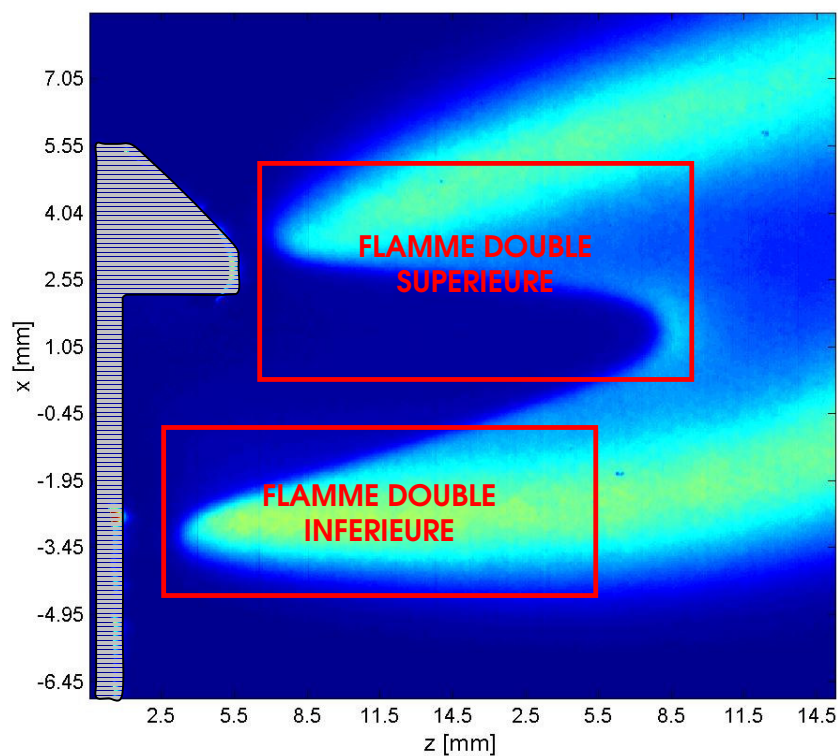


Figure 6-10: Définition des deux zones de la flamme : flamme double supérieure et flamme double inférieure
 $[P=1,28 \text{ kW } \phi=1,35 \text{ } V_o=1,78 \text{ m/s}]$.

Chapitre 7 La flamme double supérieure stabilisée sur le brûleur

Ce chapitre est consacré à l'étude de la partie supérieure de la flamme. Cette partie de la flamme comprend le point double supérieur ainsi que le sommet du cône de prémélange. Dans un premier temps, nous allons revenir sur l'évolution de ces deux points dans l'écoulement lorsque la richesse diminue progressivement à puissance constante pour les étudier plus en détail. Ensuite, les propriétés aérodynamiques de cette région de la flamme seront étudiées.

I Comportement de la flamme double supérieure

Les positions obtenues pour les deux extrémités de flamme, base supérieure et sommet du cône, à partir de la série d'image de fluorescence réalisée à puissance constante sont présentées sur la figure 7-1. La position axiale z est reportée par rapport à la position des fentes du brûleur z_0 en fonction de la richesse initiale du prémélange.

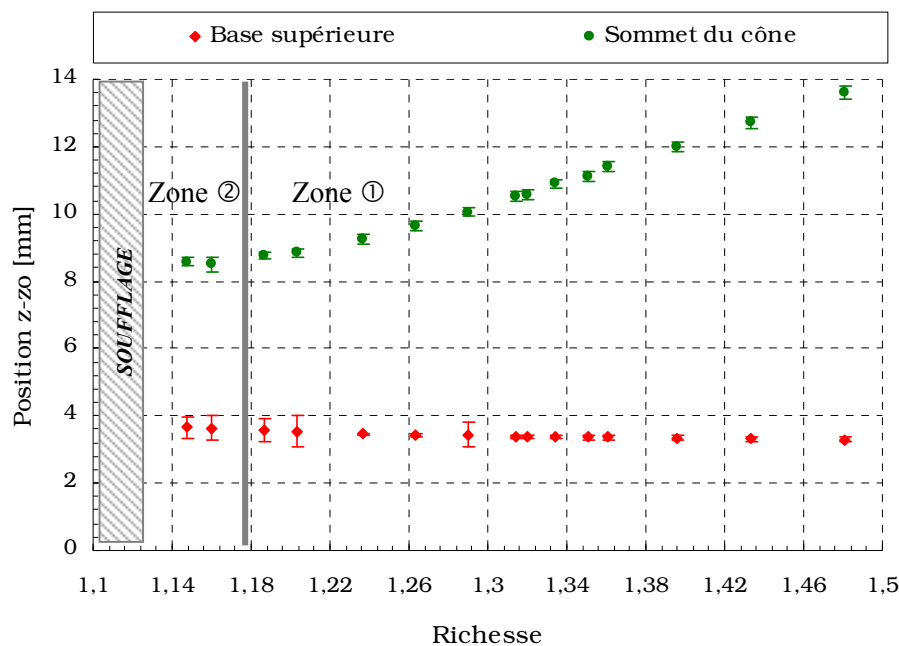


Figure 7-1: Positions axiales de la base supérieure et du sommet du cône de la flamme issue du brûleur modèle bidimensionnel en fonction de la richesse initiale du prémélange, à puissance constante [$P=1,28$ kW].

Sur la figure 7-1, les deux zones de richesse qui avaient été distinguées sur la figure 6-7 sont à nouveau représentées. Dans la première zone (zone ①), qui concerne les plus importantes richesses de prémélange, le sommet du cône s'approche du brûleur quand la richesse diminue, tandis que la

base supérieure ne se déplace pas. Dans la deuxième zone (zone ②), pour les richesses les plus proches de la stœchiométrie, les positions des deux extrémités de flamme ne changent pas.

I.1 Extrémité supérieure stabilisée sur un accroche-flamme

Lorsque la puissance est fixée, la position de l'extrémité supérieure de la flamme n'est pas modifiée par la diminution de richesse (figure 7-1). Cette base de flamme reste toujours accrochée au brûleur jusqu'à la richesse limite pour laquelle toute la flamme est soufflée.

La modification de la position du becquet telle que décrite dans le deuxième chapitre (figure 2-7) va permettre de mieux comprendre le comportement de ce point double supérieur. Pour chaque position du becquet z_B , une série d'image de Fluorescence Induite par Laser sur le radical OH est réalisée. Les images sont acquises pour une puissance thermique constante de 1,28 kW. La richesse est diminuée progressivement jusqu'au soufflage total de la flamme.

Les contours de flammes sont extraits des images moyennes de fluorescence pour chaque position du becquet. Les contours de flamme obtenus pour la richesse $\phi=1,26$ sont présentés sur la figure 7-2. Les positions successives imposées pour le becquet sont représentées par des droites verticales.

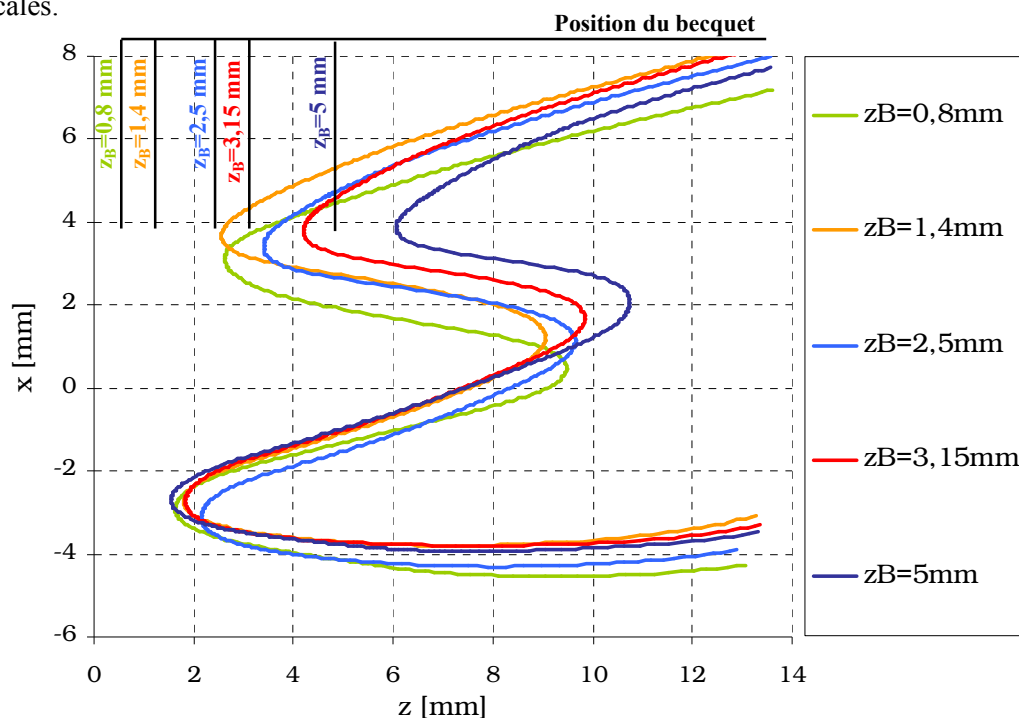


Figure 7-2: Contours de flamme pour différentes positions du becquet z_B [$P=1,28 \text{ kW}$ $\phi=1,26$ $V_o=1,9 \text{ m/s}$].

La structure de la flamme obtenue pour la position minimale du becquet ($z_B=0,8 \text{ mm}$) est très proche d'une flamme issue d'un brûleur de type Bunsen qui aurait été placé à l'horizontale. Le contour obtenu est en effet assez symétrique par rapport à l'axe du jet. Pour toutes les autres positions du becquet ($z_B=1,4 \text{ mm}$, $z_B=2,5 \text{ mm}$, $z_B=3,15 \text{ mm}$ et $z_B=5 \text{ mm}$), la position de la flamme double supérieure de la flamme est fortement modifiée, tandis que la flamme double inférieure ne subit pas l'influence de cette modification. Ceci montre que la structure de la base inférieure de la flamme est indépendante de la position du becquet.

Les positions du point double supérieur et du sommet du cône sont déplacées en aval lorsque la position du becquet augmente. Le sommet du cône est également déplacé vers la partie supérieure de l'écoulement. Toute la partie supérieure de la flamme se déplace donc progressivement en aval à mesure que le becquet est avancé. Les contours de flamme mettent en avant le fait que la modification de la position du point double supérieur par la modification de la position du becquet implique une modification de la structure de toute la partie supérieure de la flamme. La position du point double supérieur n'est dictée que par la position du becquet.

La position de la base supérieure de la flamme est extraite des images instantanées de fluorescence à puissance constante. La position moyenne (z) de cette base de flamme est obtenue à partir de 250 images instantanées, elle est reportée par rapport à la position du becquet (z_B) et représentée sur la figure 7-3 en fonction de la richesse. Les fluctuations de la position moyenne sont également représentées.

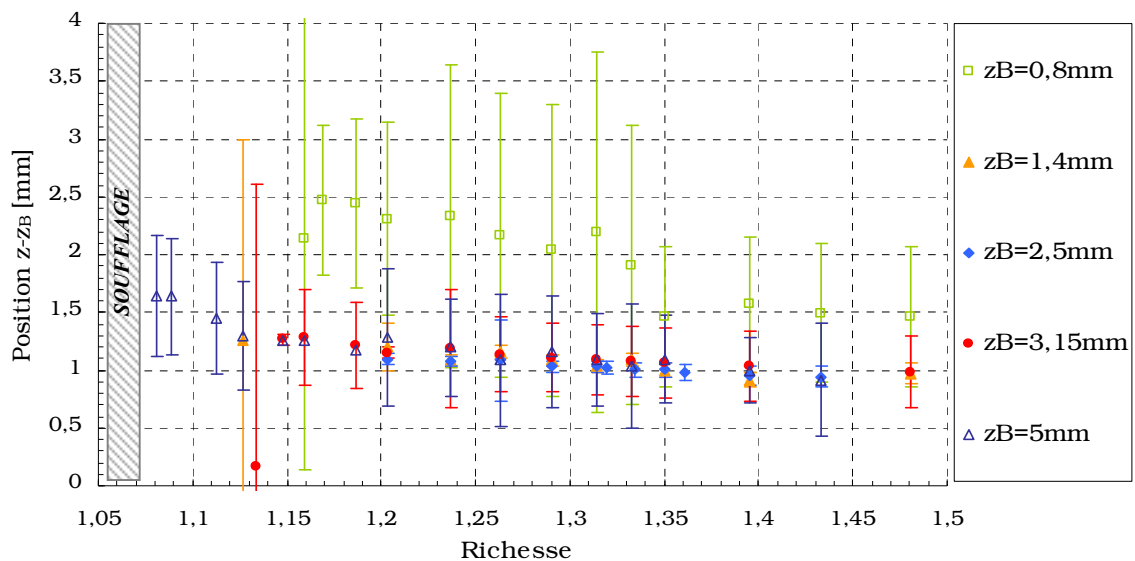


Figure 7-3: Position de la base supérieure de la flamme pour différentes positions du becquet à puissance constante [$P=1,28$ kW].

Comme le montre la figure 7-3, lorsque le becquet est en position minimale ($z_B=0,8$ mm), la base supérieure de la flamme se décolle lorsque la richesse diminue et se stabilise en aval de l'écoulement, alors que pour toutes les autres positions du becquet, la base supérieure ne se déplace pas dans l'écoulement. A l'appui des contours de flamme décrits sur la figure 7-2 et de cette observation, nous pouvons considérer que lorsque le becquet est dans sa position minimale, la flamme obtenue est similaire à une flamme issue d'un brûleur de type Bunsen en position horizontale. La flamme se stabilise par le même mécanisme sur les deux lèvres de brûleur. Les zones de stabilisation supérieure et inférieure ont en effet des structures similaires par rapport à l'axe du jet.

Quelle que soit la position du becquet $z_B=1,4$ mm, $z_B=2,5$ mm, $z_B=3,15$ mm ou $z_B=5$ mm, la base supérieure de la flamme a le même comportement. Pour une position z_B fixe, la base supérieure de flamme est accrochée au becquet et ne se déplace pas dans l'écoulement avant la richesse limite au soufflage. La position de la base supérieure de la flamme suit exactement la modification de position du becquet.

Cette base supérieure de flamme est donc stabilisée par un mécanisme d'accroche-flamme. Les pertes de chaleur et de radicaux à la paroi induisent une diminution de la vitesse de flamme. Les mesures de vitesses par ADL dans le cas non réactif (figure 5-1) ont mis en avant que dans la zone du becquet, les vitesses axiales sont faibles et les vitesses transversales sont négatives. Dans cette zone de l'écoulement les vitesses du prémélange de gaz sont donc très faibles. La stabilisation de la flamme n'est donc réalisable que pour une vitesse de propagation faible, ce qui est rendu possible par les pertes de chaleur et de radicaux à la paroi.

La position de l'extrémité supérieure de la flamme dépend donc uniquement de la position de l'accroche-flamme, le becquet du brûleur.

I.2 Le sommet du cône

L'évolution de la position du sommet du cône obtenue pour la série de mesure à impulsion du jet de prémélange constante est présentée sur la figure 7-4.

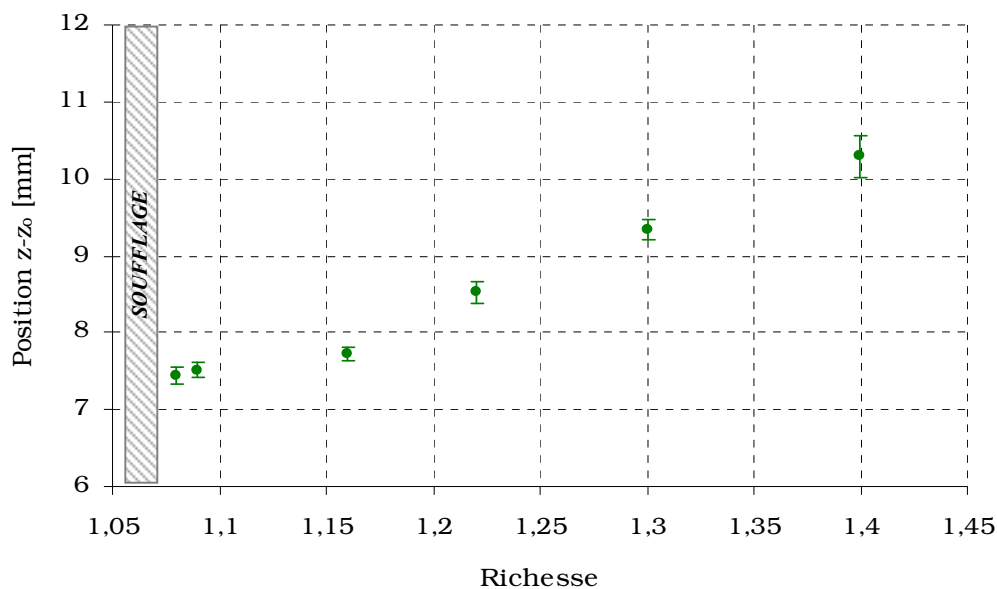


Figure 7-4: Position axiale du sommet du cône en fonction de la richesse initiale du prémélange à impulsion du jet de prémélange constante [$G=5,4 \cdot 10^{-4} \text{ m.kg.s}^{-2}$].

Lorsque l'impulsion du jet de prémélange est fixée et que la richesse diminue, le sommet du cône répond à une augmentation de la vitesse de flamme en se stabilisant plus près du brûleur. Ces mécanismes de stabilisation ont été observés expérimentalement et sont typiques des flammes issues de brûleur Bunsen (Lewis & Von Elbe, 1987). Ces phénomènes physiques sont également responsables de la structure et de la stabilisation de la flamme issue du brûleur modèle qui présente une géométrie bidimensionnelle particulière.

L'évolution du sommet du cône lorsque la richesse du prémélange est fixée et que la vitesse de l'écoulement est augmentée progressivement jusqu'au soufflage de la flamme est représentée sur la figure 7-5.

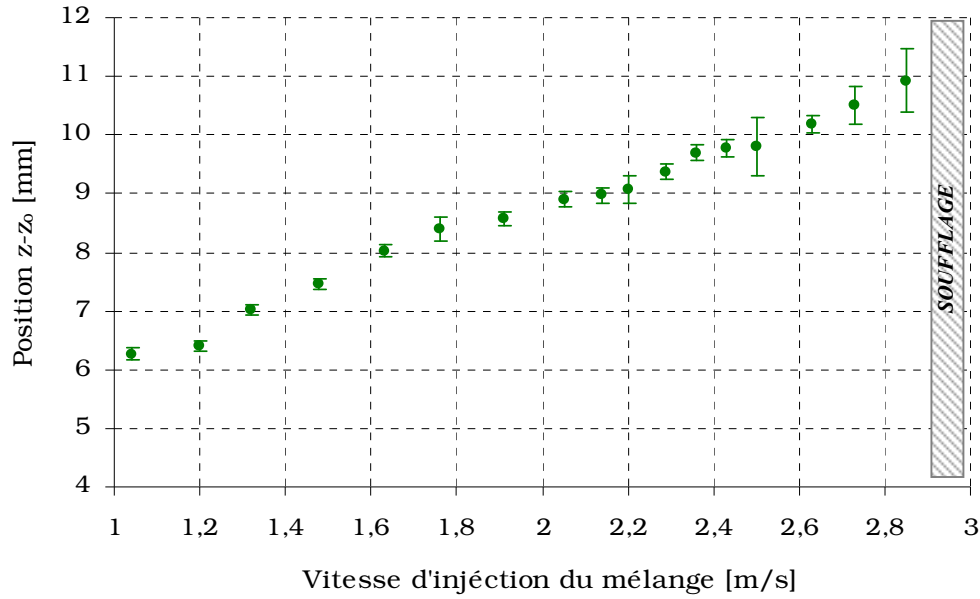


Figure 7-5: Position axiale du sommet du cône en fonction de la vitesse initiale du jet de prémélange à richesse du prémélange constante [$\phi=1,22$].

Pour une augmentation de la vitesse de l'écoulement, le sommet du cône s'éloigne du brûleur. La richesse du prémélange est constante, fixant ainsi la vitesse de propagation du front de flamme. Lorsque la vitesse de l'écoulement augmente, le sommet du cône de prémélange se stabilise pour des positions plus en aval dans l'écoulement pour trouver localement une vitesse plus faible et respecter ainsi l'équilibre entre la vitesse des gaz frais et la vitesse de flamme.

La position du sommet du cône de prémélange pour une puissance constante et une diminution progressive de la richesse est représentée sur la figure 7-1. Lors de cette série de mesure, la vitesse de flamme et la vitesse d'injection du prémélange augmentent simultanément. L'évolution du sommet du cône n'est pas triviale puisque ces deux mécanismes sont en compétition. En effet, les figures 7-4 et 7-5 ont montré que la diminution de richesse a tendance à rapprocher le sommet du cône du brûleur alors que l'augmentation de l'impulsion du jet tend à le repousser.

Le modèle d'une flamme issue d'un brûleur de type Bunsen permet de comprendre le comportement du sommet du cône de la flamme issue du brûleur modèle bidimensionnel. En considérant un cône parfait, la relation entre la vitesse de sortie, la vitesse de flamme à la richesse injectée et l'angle du cône est la suivante :

$$\sin \theta = \frac{S_L^\circ}{V_o} \quad (4)$$

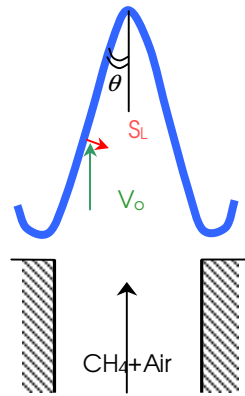


Figure 7-6: représentation schématique de la stabilisation d'une flamme sur un brûleur de type Bunsen.

Le demi-angle au sommet du cône et donc la forme du cône sont uniquement contrôlés par le rapport S_L°/V_o . L'évolution du rapport S_L°/V_o en fonction des paramètres de l'écoulement permet de prédire si l'angle du cône va s'ouvrir ou se fermer et en conséquence si la hauteur du cône va augmenter ou diminuer. Cette analyse simple est appliquée au brûleur bidimensionnel en considérant que la flamme de prémélange a la forme approchée d'un cône.

Lors de la série de mesures à impulsion du jet de prémélange fixée, nous considérerons que la vitesse d'injection du jet varie très peu. La diminution de richesse a alors pour effet une augmentation de l'angle du cône via l'augmentation de la vitesse de flamme, en accord avec la relation (4). Le cône s'ouvre et le sommet n'a d'autre choix que de s'approcher du brûleur (figure 7-4).

En fixant la richesse du prémélange, la vitesse de propagation de flamme est fixée. Une augmentation de la vitesse d'injection du jet de prémélange implique selon la relation (4), une diminution de l'angle au sommet du cône qui doit par conséquent s'éloigner du brûleur.

Le rapport S_L°/V_o obtenu pour les conditions expérimentales à puissance thermique fixée (tableau 4-1) est représenté sur la figure 7-7 en fonction de la richesse du prémélange.

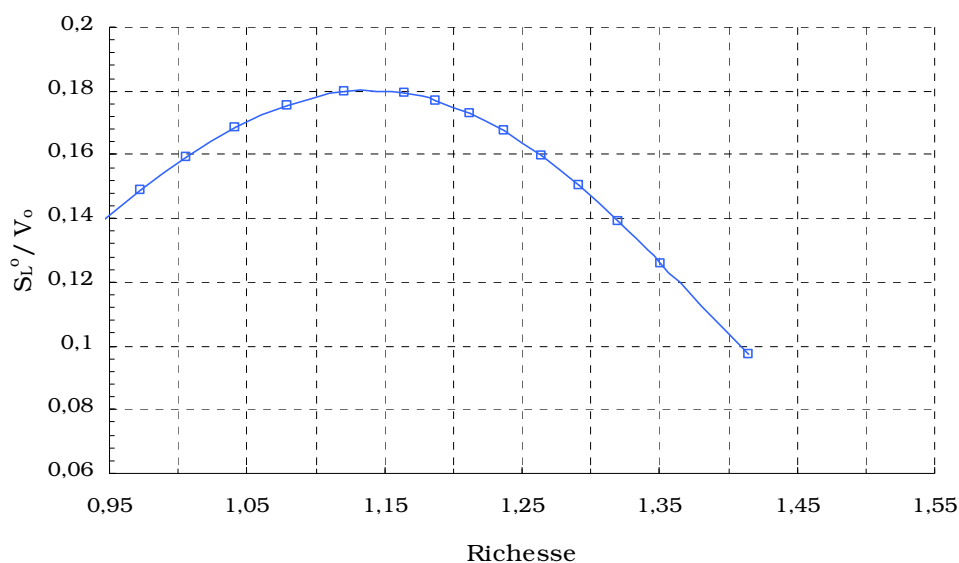


Figure 7-7: Evolution du rapport S_L°/V_o en fonction de la richesse initiale du prémélange à puissance constante [$P=1,28 \text{ kW}$].

A puissance constante, une diminution de richesse implique une augmentation du rapport S_L°/V_o , pour la gamme de richesses étudiées ($\phi > 1.15$). L'angle du cône augmente, le sommet du cône s'approche donc du brûleur. Pour des richesses plus faibles ($\phi = 1.15$), la courbe S_L°/V_o commence à s'infléchir. Ce changement de comportement dans la courbe induit un changement de comportement du sommet du cône et pour la deuxième zone de la figure 6-1, pour les faibles richesses, la position du sommet du cône évolue peu et va tendre à s'éloigner du brûleur.

Les deux extrémités de flammes décrites précédemment composent la flamme double supérieure de la flamme issue du brûleur modèle bidimensionnel. Leur comportement a été étudié indépendamment en fonction d'une modification de l'écoulement en vitesse ou en richesse. Une modification de la position du becquet, telle que décrite dans le deuxième chapitre, permet d'étudier la réponse du sommet du cône à un changement de structure de la base supérieure de la flamme.

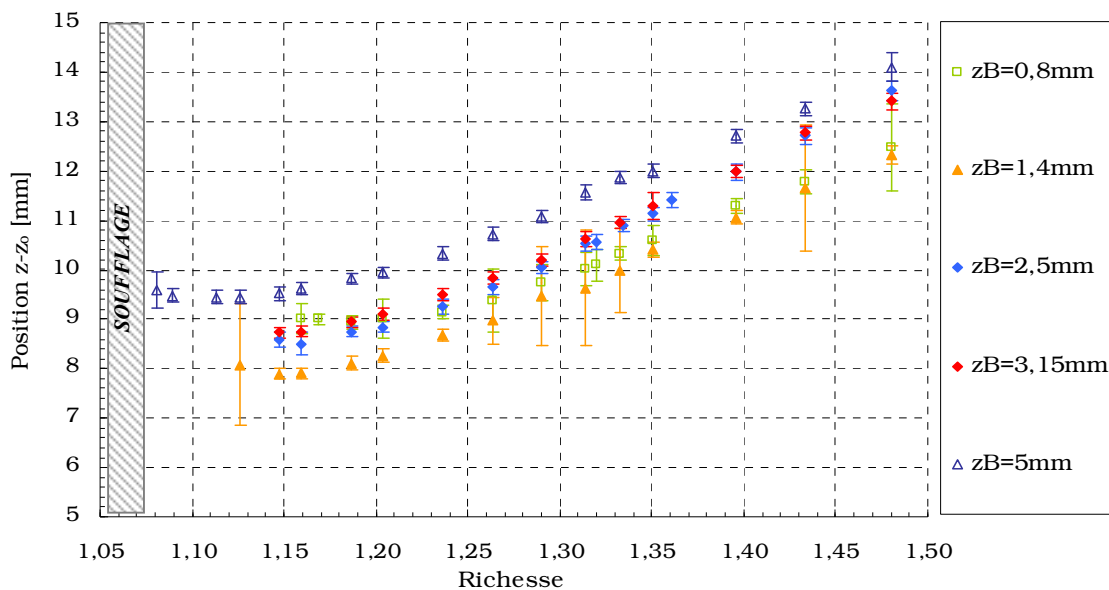


Figure 7-8: Position du sommet du cône de la flamme pour différentes positions du becquet pour une puissance constante [$P=1,28 \text{ kW}$].

Les déplacements obtenus suivent la même tendance pour chaque position du becquet en fonction de la richesse. Les courbes obtenues sont décalées en ordonnées d'une valeur qui correspond à la position du becquet. Les analyses précédentes ont montré que la position du sommet du cône dans l'écoulement est contrôlée par le rapport S_L°/V_o . La figure 7-8 montre que la position du sommet du cône de la flamme est également dépendante de la position du becquet.

Toutefois, l'évolution de la position du sommet du cône en fonction de la richesse est la même quelle que soit la position du becquet. Le sommet du cône et la base supérieure de la flamme sont donc stabilisés par des mécanismes indépendants l'un de l'autre. La base supérieure de la flamme est stabilisée uniquement par un mécanisme d'accroche-flamme indépendamment des conditions de l'écoulement. Le sommet du cône de la flamme de prémélange est stabilisé dans l'écoulement pour un équilibre de la vitesse locale des gaz frais et de déplacement de la flamme.

L'étude de la structure et de la position des extrémités de flamme met en avant le fait que la flamme double supérieure, qui comprend le point double supérieur et le sommet du cône, se

comporte comme une flamme de prémélange issue d'un brûleur de type Bunsen. En effet, la base de flamme est stabilisée sur le becquet du brûleur par un mécanisme d'accroche-flamme, tout comme les bases de la flamme de type Bunsen sont stabilisées sur les lèvres du brûleur grâce aux pertes thermiques et de radicaux à la paroi. Le sommet du cône de la flamme issue du brûleur bidimensionnel répond aux modifications de vitesse et de richesse de la même manière que celui de la flamme de type Bunsen.

Toutefois, cette configuration bidimensionnelle particulière générant des flammes horizontales présente des différences avec la flamme Bunsen.

La position du sommet de la flamme est contrôlée par l'angle au sommet du cône de la flamme de prémélange. Nous avons montré que cet angle est fixé par le rapport V_o/S_L° . La géométrie du cône induit une relation entre ce rapport de vitesse, la hauteur du sommet du cône (z) et le rayon du brûleur (R) :

$$\frac{V_o}{S_L^\circ} = \sqrt{1 + \frac{z^2}{R^2}}$$

L'évolution de la position du sommet du cône avec le rapport V_o/S_L° dans le cas d'une flamme de brûleur de type Bunsen est représentée sur la figure 7-9. La mesure de la hauteur du cône est réalisée à partir des images moyennes de fluorescence obtenue pour le brûleur de référence de type Bunsen en position verticale et horizontale. Cette figure met en avant une évolution linéaire du rapport V_o/S_L° en fonction de la position du sommet du cône (z) pour le brûleur en position verticale et horizontale. Selon l'équation établie précédemment, pour des valeurs de z importantes, le rapport V_o/S_L° évolue comme z . La tendance obtenue expérimentalement est donc en accord avec la relation établie par la géométrie du cône, pour des valeurs de z suffisamment grandes.

La hauteur du cône d'une flamme de prémélange de type Bunsen en position verticale ne dépend donc que de la vitesse d'injection et de la richesse du prémélange. Dans le cas de la flamme horizontale, l'effet de la convection des gaz chauds pourrait tendre à incurver la flamme vers le haut, altérant ainsi la relation entre V_o/S_L° et z . Toutefois, dans la gamme de conditions opératoires fixée pour obtenir les images de fluorescence, cet effet est négligeable puisque le rapport V_o/S_L° évolue comme z .

La même analyse est effectuée pour le brûleur de type bidimensionnel et le rapport V_o/S_L° est représenté en fonction de la position du sommet du cône sur la figure 7-10.

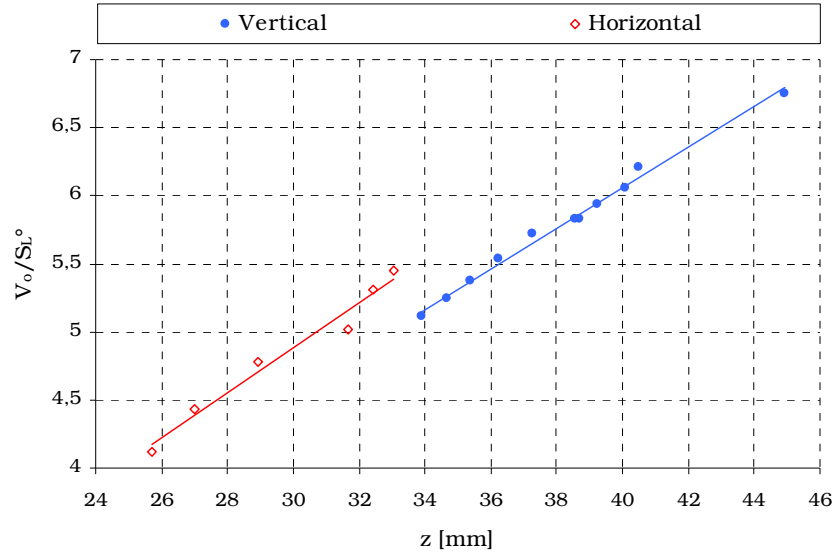


Figure 7-9: Rapport V_o/S_L^o en fonction de la position du sommet du cône dans le cas de la flamme issue du brûleur de référence de type Bunsen en position verticale et horizontale [$P=0,97$ kW].

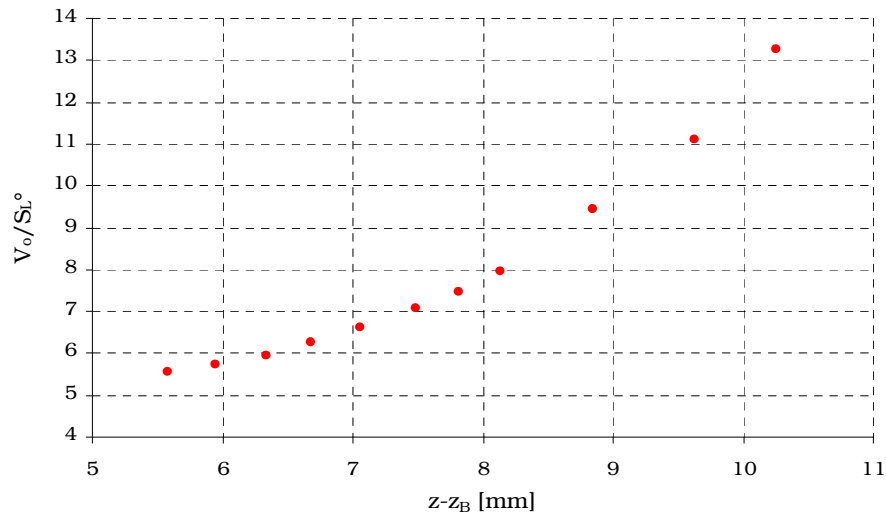


Figure 7-10: Rapport V_o/S_L^o en fonction de la position du sommet du cône dans le cas du brûleur modèle bidimensionnel [$P=1,28$ kW, richesse et impulsion variables].

Dans la configuration du brûleur bidimensionnel, la position du sommet du cône ne suit pas une tendance linéaire avec le rapport V_o/S_L^o . Pour des positions $z-z_B$ faibles ($z-z_B < 8,5$ mm) l'évolution est assez lente et relativement linéaire avec le rapport V_o/S_L^o . Au delà de ces conditions, la position du sommet du cône augmente rapidement avec le rapport V_o/S_L^o . Cette transition correspond à la transition observée sur la figure 6-9 et qui correspond au régime de flammes attachées pour des richesses importantes ($z-z_B > 8,5$ mm) et au régime de flammes décollées ($z-z_B < 8,5$ mm). La flamme centrale de prémélange issue du brûleur bidimensionnel n'a pas strictement une forme conique, la fente de sortie étant rectangulaire. La position du sommet de la flamme n'est pas uniquement contrôlée par la vitesse d'injection et la richesse du prémélange mais également par la géométrie du brûleur. En effet, la configuration bidimensionnelle induit un écoulement dissymétrique très différent de l'écoulement issu d'un brûleur de type Bunsen. De plus, sous l'effet de la convection naturelle des gaz chauds, la flamme s'incurve vers le haut et la position du sommet est modifiée.

L'étude de la structure de la flamme double supérieure et de la position des extrémités de flamme qui la composent ont mis en avant une similarité avec une flamme issue d'un brûleur de type Bunsen. Les effets de la géométrie particulière du brûleur bidimensionnel et de la convection naturelle sont les seuls responsables des différences observées entre ces deux configurations.

II Comportement aérodynamique de la flamme double supérieure

De la même manière que celle décrite dans le cinquième chapitre (§IV.1), la vitesse des gaz frais est extraite en chaque point du contour de flamme puis projetée sur la normale au contour de flamme. L'évolution de la vitesse ainsi obtenue est représentative de la vitesse de propagation du front de flamme, même si les valeurs absolues de vitesse correspondent à une vitesse mesurée en aval du front de flamme. L'évolution de cette vitesse le long du contour de flamme est étudiée pour différentes conditions de combustion avec une puissance thermique fixée et une richesse décroissante. Les profils de vitesse normale obtenus pour différentes valeurs de la richesse initiale de prémélange sont représentés sur la figure 7-11.

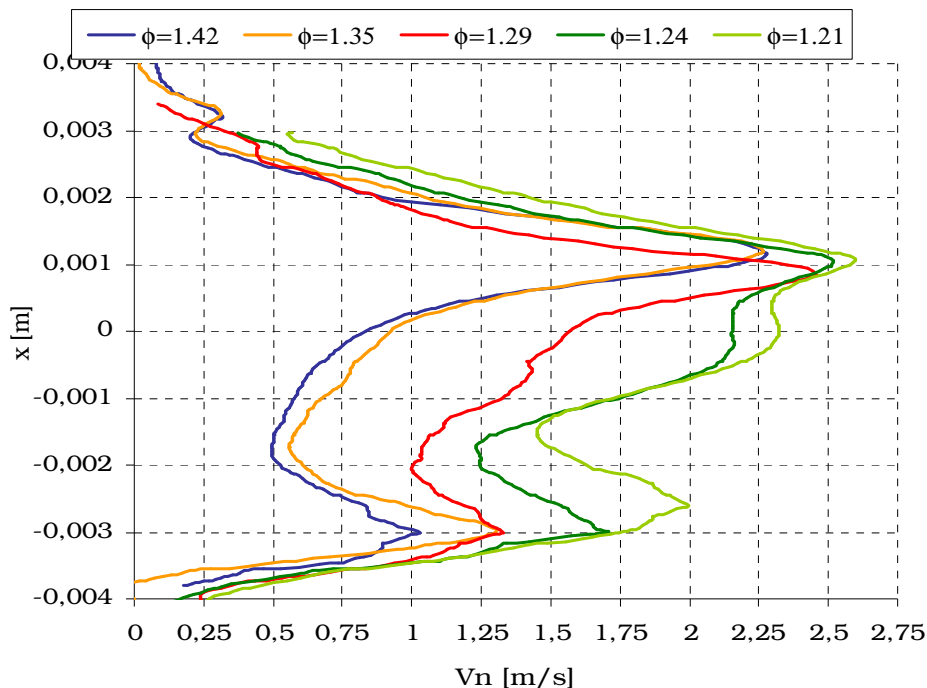


Figure 7-11 : Profils de vitesse normale le long du front de flamme [P=1,28 kW].

Le profil de vitesse normale est modifié lorsque la richesse diminue et que la flamme évolue d'un cas de combustion stable vers le soufflage. Globalement, la vitesse normale augmente progressivement en chaque point du contour de flamme lorsque la richesse diminue. La forme du profil est également modifiée progressivement.

Deux profils particuliers sont comparés, le profil obtenu pour une richesse de 1,35 et le profil correspondant à la richesse 1,21. Ces deux profils correspondent à deux structures typiques de la flamme issue du brûleur modèle bidimensionnel, un cas de flamme stabilisée sur le brûleur et un cas de flamme proche du soufflage, obtenus pour une même puissance.

Dans le cas stable ($\phi=1,35$), le profil de vitesse normale présente deux pics bien distincts situés autour de $x=1$ mm et $x=-3$ mm. Dans le cas instable ($\phi=1,21$), le pic situé au sommet du cône ($x=1$ mm) se distingue moins bien dans le profil de vitesse. Un pic de vitesse normale est observé, il est suivi d'un plateau pour lequel les vitesses sont importantes. Ce type de profil est typique des profils obtenus précédemment sur la configuration du brûleur de référence de type Bunsen.

Le sixième chapitre a mis en avant une forte modification de la structure de flamme et du régime de combustion lorsque la flamme évolue d'un cas stable vers un cas instable à puissance constante (figure 6-1). En effet, le front de flamme de prémélange tend à s'aplanir fortement. Nous avons également vu que le sommet du cône s'approche du brûleur tandis que l'angle au sommet du cône s'ouvre progressivement. Le profil de vitesse normale est alors proche du profil observé pour une flamme issue d'un brûleur de type Bunsen, composé d'un pic de vitesse normale au sommet du cône suivi d'un plateau. La structure de cette flamme est similaire à un cône avec un angle très ouvert. La valeur de vitesse au niveau du plateau est très importante ($V_n=2.5$ m/s). Dans la configuration du brûleur bidimensionnel, grâce à la stabilisation de la base supérieure sur le becquet, l'angle d'ouverture du cône de prémélange est plus grand que celui que l'on obtiendrait pour une flamme Bunsen, ce qui induit des vitesses normales élevées sur ce plateau.

La flamme obtenue pour ce cas de combustion à la limite du soufflage est une flamme de type majoritairement prémélangé avec un front de flamme fortement aplani. Cette flamme est très proche du cas d'une flamme laminaire de prémélange plane stabilisée perpendiculairement à la direction de l'écoulement. Cette configuration de flamme est intrinsèquement instable sous l'effet des instabilités hydrodynamiques qui sont liées à la structure interne du front de flamme (§1.II.3.b). Les gradients de température et de concentration ont pour effet de plisser le front de flamme le rendant instable et sensible à toutes perturbations.

La structure et le comportement de la flamme double supérieure ont été étudiés dans ce chapitre. Une modification de la position du becquet a mis en avant le fait que la base supérieure de la flamme est accrochée sur le brûleur par un mécanisme d'accroche-flamme. Sa position ne dépend en effet que de la position du becquet indépendamment des conditions de l'écoulement. Les pertes de chaleur et de radicaux à la paroi diminuent fortement la vitesse de propagation de la flamme lui permettant ainsi de se stabiliser dans une zone où les vitesses de l'écoulement sont très faibles. Le sommet du cône a un comportement très similaire au sommet d'un cône de flamme de type Bunsen. Cette extrémité de la flamme se positionne dans l'écoulement en fonction de l'angle du sommet du cône. Cet angle dépend uniquement de la vitesse de propagation de flamme à la richesse d'injection et de la vitesse de l'écoulement.

La flamme double supérieure est donc stabilisée sur le brûleur de la même manière qu'une flamme issue d'un brûleur de type Bunsen. En effet, la base est attachée au brûleur par un mécanisme d'accroche flamme tandis que le sommet du cône est stabilisé dans l'écoulement en fonction de la vitesse de propagation du front de flamme et la vitesse de l'écoulement. Toutefois, le comportement de la flamme double supérieure n'est pas exactement celui du cône de flamme de type Bunsen. La géométrie bidimensionnelle du brûleur génère en effet un écoulement particulier dissymétrique.

L'étude du profil de vitesse le long du contour de flamme montre que la flamme double est également similaire à une flamme de type Bunsen du point de vue de sa dynamique. La forme du profil de vitesse est modifiée lorsque la richesse diminue à puissance constante et que la flamme évolue d'un cas de combustion stable vers un cas de combustion proche du soufflage. Le profil de vitesse est de plus en plus similaire au profil observé sur une flamme issue d'un brûleur de type Bunsen avec un pic de vitesse au sommet du cône suivi d'un plateau. Pour le brûleur bidimensionnel, le plateau présente de grandes vitesses dues à l'ouverture importante de l'angle du cône.

Chapitre 8 La flamme double inférieure stabilisée dans l'écoulement

Le comportement de la flamme double supérieure a été décrit en détail dans le chapitre précédent. Cette zone de la flamme, qui comprend le point double supérieur et le sommet du cône, est assimilée à une flamme issue d'un brûleur de type Bunsen. Sa base supérieure est stabilisée sur le becquet par un mécanisme d'accroche flamme et le sommet du cône se stabilise dans l'écoulement. Cette partie du manuscrit est consacrée à l'étude de la flamme double inférieure et à la description des mécanismes responsables de sa stabilisation.

I Comportement de la flamme double inférieure

La description du comportement de cette extrémité de flamme s'appuie en premier lieu sur l'étude de sa position dans l'écoulement pour une puissance thermique fixée en fonction d'une diminution progressive de la richesse. Le déplacement de la base inférieure de la flamme dans l'écoulement pour ces conditions est représenté sur la figure 8-1 en fonction de la richesse.

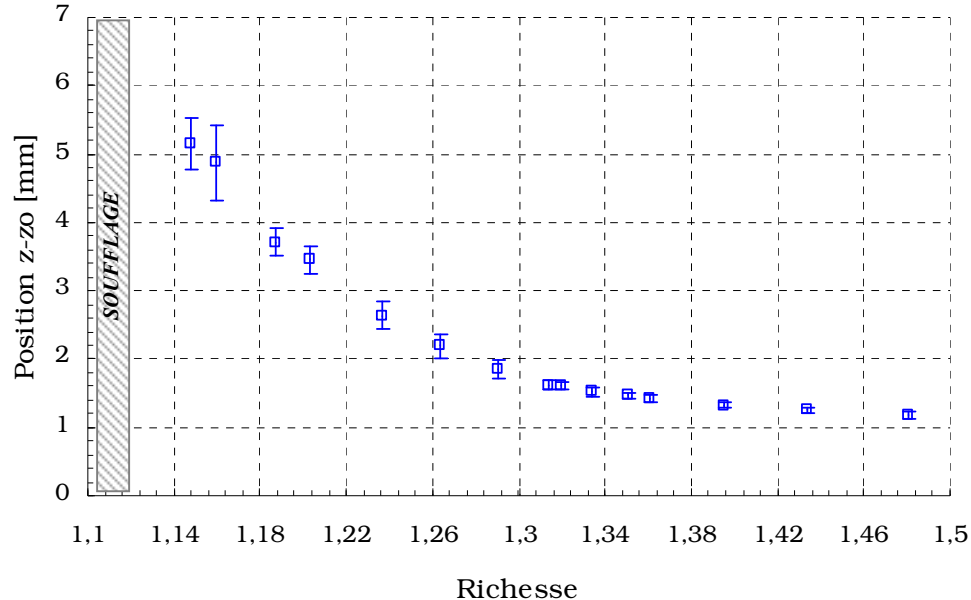


Figure 8-1: Position axiale de la base inférieure de flamme à puissance constante en fonction de la richesse initiale du prémélange [$P=1,28 \text{ kW}$].

Sur la figure 8-1, deux comportements distincts peuvent être mis en avant. Pour des richesses élevées ($\phi > 1,35$), la position de la base inférieure de la flamme est peu modifiée. Dans cette gamme de richesses, la base inférieure de flamme est stabilisée très près du brûleur et elle est considérée

comme accrochée au brûleur. Pour des richesses plus faibles, la base inférieure de la flamme se déplace progressivement et se stabilise pour des positions plus en aval dans l'écoulement.

Lorsque la flamme est décollée du brûleur, la distance de la flamme double inférieure au brûleur augmente de façon assez linéaire avec la diminution de la richesse ou l'augmentation de l'impulsion du jet. La tendance observée dans le cadre de notre étude est en contradiction avec les résultats obtenus lors d'études réalisées avec des flammes de diffusion suspendues à des positions très éloignées de l'injecteur. A partir du principe de similarité appliqué aux jets fluides et de l'approximation par les couches limites, il a été montré analytiquement que la hauteur d'accrochage h_L de ces flammes suspendues évolue avec la vitesse d'injection du gaz selon une relation de la forme suivante (Chung & Lee, 1991) :

$$h_L = A.V_o^B$$

A et B sont des constantes empiriques et B est modifié lorsque le nombre de Schmidt de l'écoulement varie. Les résultats expérimentaux obtenus pour des configurations de flammes de diffusion suspendues loin de l'injecteur confirment la relation établie analytiquement (Chung & Lee, 1991, Boulanger, 2002). Cessou et al. observent un comportement non linéaire pour les faibles vitesses puis linéaire pour des vitesses plus importantes (Cessou et al., 2004).

Les résultats obtenus par Qin et al. pour des flammes de méthane partiellement prémélangées suspendues dans la région proche du brûleur ont mis en avant une relation linéaire entre la hauteur de décollement du point triple et la vitesse d'injection (Qin et al., 2002). La configuration expérimentale utilisée par les auteurs est relativement similaire à la configuration étudiée dans la présente étude et nos résultats sont assez proches des résultats obtenus par Qin et al.

Le chapitre précédent a permis de comprendre le comportement de la flamme double supérieure. La figure 8-1 met en avant une gamme de richesses élevées pour laquelle la flamme double inférieure est accrochée au brûleur tout comme la flamme double supérieure. De manière à déterminer si la base inférieure de la flamme est stabilisée par le même mécanisme que la flamme supérieure, l'effet d'une modification des propriétés thermiques du brûleur est étudié.

I.1 Influence des propriétés thermiques du brûleur

Une modification de la nature du matériau qui constitue le brûleur permet d'isoler et d'étudier l'effet des transferts thermiques existants entre la flamme et le brûleur sur la stabilisation de la base inférieure. Ainsi, les trois barrettes composant les vingt fentes de sortie du brûleur modèle bidimensionnel décrites dans le deuxième chapitre (§IV-2) sont utilisées.

Le diagramme de stabilité obtenu avec chaque barrette a été présenté dans le chapitre 4, ce type de diagramme permet de caractériser la stabilité globale du brûleur (figure 4-5). Les limites de stabilité, limite de décollement (flammes extérieures du brûleur décollées) et limite de diffusion (disparition de la flamme de prémélange centrale) ainsi obtenues ne sont pas modifiées de façon significative par l'utilisation d'une barrette de laiton de cuivre ou d'acier. Une étude plus approfondie à partir des images de Fluorescence Induite par Laser sur le radical OH permet d'étudier le déplacement de la base inférieure de la flamme pour une puissance fixée. La position axiale de la base de flamme inférieure est représentée sur la figure 8-2 en fonction de la richesse pour les trois barrettes utilisées.

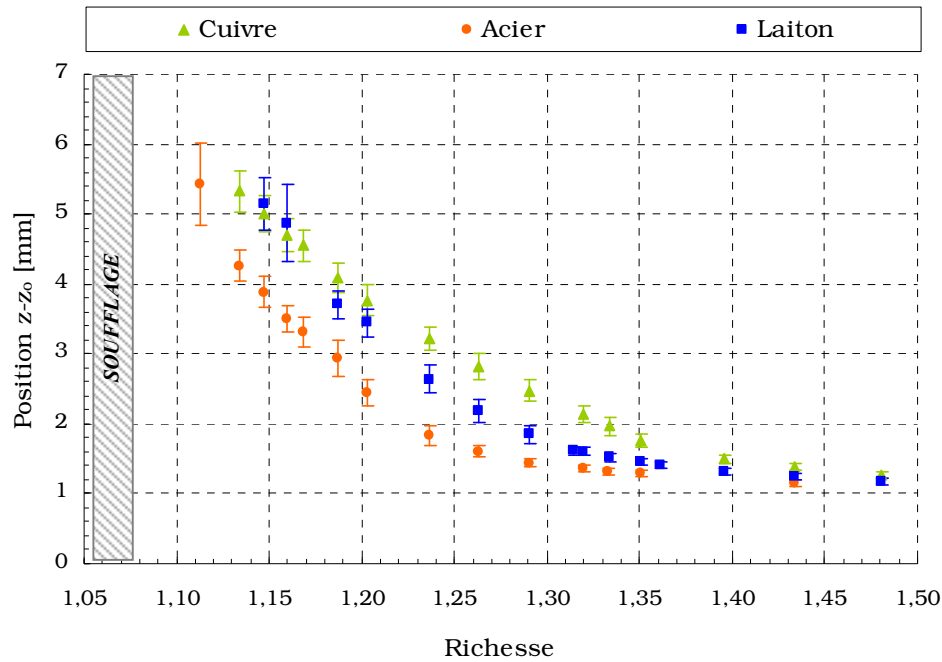


Figure 8-2: Position de la base inférieure de la flamme pour différentes natures de matériaux à puissance constante [$P=1,28$ kW].

La position de la base inférieure de la flamme présente la même tendance en fonction de la richesse du prémélange pour les trois matériaux utilisés. Pour des richesses importantes, la flamme est accrochée au brûleur et ne se déplace que très peu en aval dans l'écoulement. Pour des richesses plus faibles, la base inférieure se décolle du brûleur et se stabilise pour des positions plus en aval dans l'écoulement.

Pour le régime qui concerne les richesses les plus importantes, lorsque la flamme est accrochée au brûleur, la position de la base inférieure est équivalente quelle que soit la nature du matériau, à la résolution de notre méthode près. Pour compléter ce résultat, la température de chaque barrette a été estimée à l'aide d'un thermocouple placé quelques millimètres sous la fente de sortie centrale. La température mesurée correspond directement à la température de l'extrémité du thermocouple, cette mesure nous donne toutefois une indication de l'évolution de la température de la paroi du brûleur lorsque la richesse d'injection diminue. Les températures relevées pour chaque barrette sont représentées sur les figures 8-3a, 8-3b et 8-3c en fonction de la richesse pour une puissance constante. Une différence de température du thermocouple est observée pour chaque barrette de composition différente. Toutefois, pour chacune des trois barrettes, la température n'est pas modifiée tant que la flamme reste accrochée au brûleur. La nature du matériau qui compose le brûleur et ses propriétés thermiques n'ont donc aucune influence sur la position de stabilisation de la base inférieure de la flamme lorsqu'elle est accrochée au brûleur.

Une diminution de la richesse provoque le décollement de la flamme. En fonction du matériau utilisé, le décollement de la flamme ne se fait pas pour la même richesse. En effet, la flamme se décolle pour des richesses plus faibles avec le cuivre qu'avec l'acier, moins bon conducteur de la chaleur. Pour les trois matériaux étudiés, une bonne corrélation est obtenue entre la température relevée à la paroi du brûleur et la position de la base inférieure de la flamme lorsque la richesse diminue. En effet, la température chute progressivement avec l'éloignement de la base de flamme lorsque la richesse diminue.

Le contour de flamme est extrait des images moyennes de fluorescence pour chaque matériau étudié. Les trois contours obtenus pour une richesse de 1,20 sont représentés sur la figure 8-4.

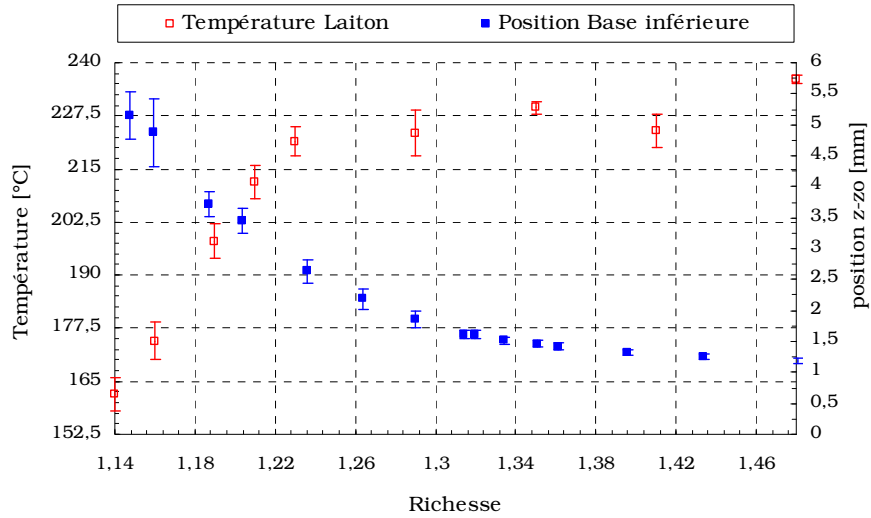


Figure 8-3 a: Température de thermocouple et position de la base inférieure de la flamme pour la barrette en laiton à puissance constante [$P=1,28$ kW].

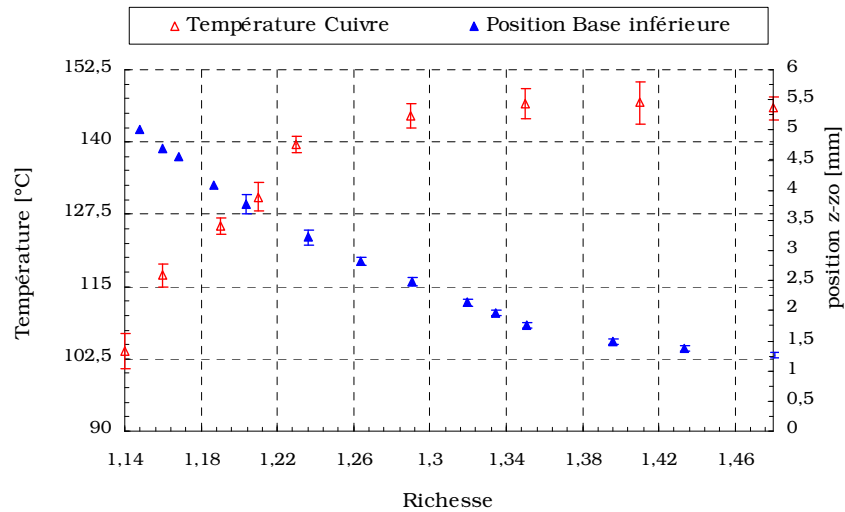


Figure 8-3 b: Température de thermocouple et position de la base inférieure de la flamme pour la barrette en cuivre à puissance constante [$P=1,28$ kW].

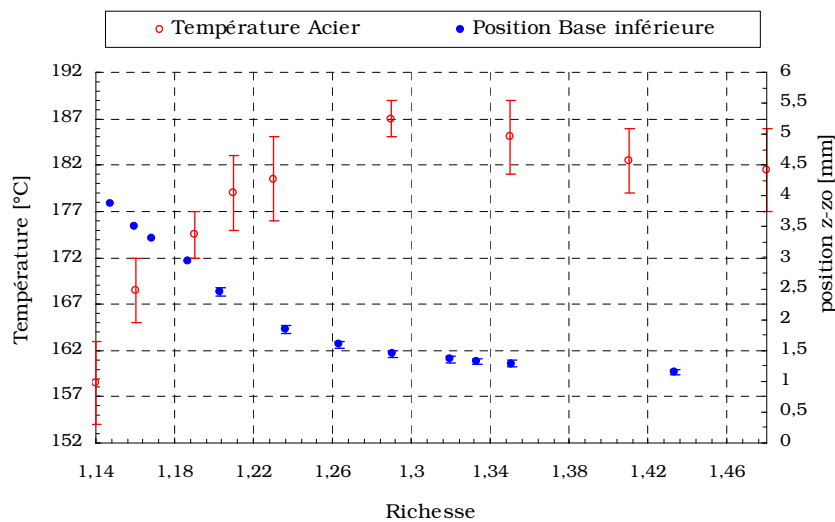


Figure 8-3 c: Température de thermocouple et position de la base inférieure de la flamme pour la barrette en acier à puissance constante [$P=1,28$ kW].

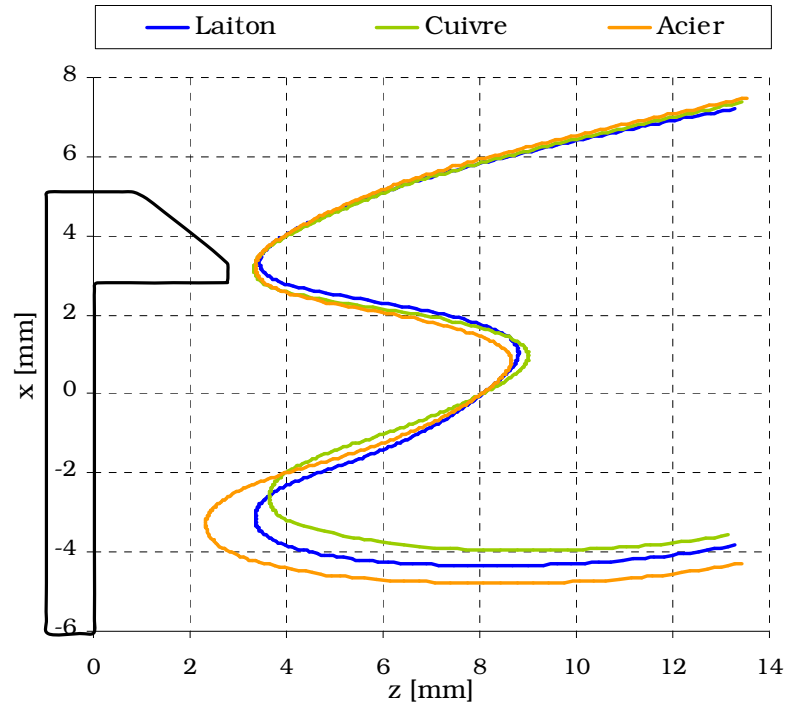


Figure 8-4: Contours de flamme extraits des images moyennes de LIF pour les trois barrettes utilisées [$P=1,28 \text{ kW}$ $\phi=1,20$ $V_o=1,98 \text{ m/s}$].

La structure de la flamme est similaire pour les trois matériaux utilisés à richesse équivalente. La structure de la flamme double supérieure est identique pour les trois matériaux, les contours de flamme se superposent. Pour la richesse choisie ($\phi=1,20$), la base inférieure de la flamme est décollée pour les trois barrettes utilisées. En accord avec les remarques précédentes, l'utilisation de la barrette en cuivre a pour effet une base de flamme plus décollée que lorsque l'on utilise du laiton ou de l'acier.

Dans la gamme de richesse pour laquelle la flamme est décollée, les échanges thermiques entre la flamme et le brûleur ont donc seulement pour effet de décaler la position de la base de flamme. Le déplacement de la flamme double inférieure dans l'écoulement n'est donc pas lié aux propriétés thermiques du matériau. Le mécanisme responsable du décollement de la base inférieure de la flamme n'est donc pas contrôlé par les transferts thermiques entre la flamme et la paroi du brûleur.

La modification des propriétés thermiques du brûleur par le changement de matériau de la barrette a mis en avant le fait que lorsque la flamme est attachée au brûleur, les échanges thermiques entre la flamme et la paroi du brûleur ne contrôlent pas la position de la base inférieure de la flamme. Dans ce régime de flamme attachée, la base inférieure n'est donc pas stabilisée sur le brûleur par un mécanisme d'accroche- flamme, contrairement à la base supérieure. Lorsque la flamme double inférieure est détachée du brûleur, la structure de la flamme n'est pas modifiée par un changement des propriétés thermiques du brûleur. La base inférieure de la flamme a le même comportement quel que soit le matériau utilisé, elle s'éloigne progressivement du brûleur. Les échanges thermiques entre la flamme et le brûleur ne sont pas responsables du décollement de la

flamme, même s'il existe une forte corrélation entre la température de la paroi et la position de la flamme.

L'étude du déplacement de la base inférieure de la flamme réalisée à puissance constante avec les différents matériaux (figure 8-1 et 8-2) montre que cette extrémité de flamme se détache du brûleur et se déplace progressivement en aval dans l'écoulement jusqu'à une position critique pour laquelle la flamme est soufflée. Cette position critique semble être atteinte dans tous les cas pour une valeur équivalente de l'abscisse z^* ($5 \text{ mm} < z^* - z_0 < 6 \text{ mm}$).

La position de la base inférieure et en particulier la position critique au soufflage peuvent être conditionnées par la géométrie du brûleur bidimensionnel. La position de la base inférieure de la flamme est alors étudiée en modifiant la position du becquet comme décrit dans le deuxième chapitre (figure 2-7).

I.2 Influence de la géométrie du brûleur

Pour chaque position du becquet, le déplacement de la base inférieure est représenté en fonction de la richesse à puissance constante sur la figure 8-5.

La base inférieure suit une tendance similaire quelle que soit la position du becquet. En effet, pour des richesses importantes, la base de flamme se déplace très peu. Puis, lorsque la richesse diminue, la base inférieure se stabilise en aval dans l'écoulement.

La richesse critique au soufflage n'est pas la même pour toutes les positions du becquet. Le chapitre précédent a mis en avant le fait que pour la position minimale ($z_B=0,8\text{mm}$), la flamme se comporte comme une flamme issue d'un brûleur de type Bunsen placé à l'horizontale (figure 7-2). La richesse critique au soufflage est la plus faible pour cette position, la flamme est soufflée plus rapidement pour cette position minimale du becquet que pour les autres. La dernière position du becquet ($z_B=5 \text{ mm}$) permet de stabiliser la flamme pour des richesses beaucoup plus basses avant le soufflage.

La position de stabilisation atteinte par la base inférieure de la flamme juste avant le soufflage, est équivalente pour toutes les positions du becquet, mis à part la position minimale ($z_B=0,8\text{mm}$). Cette position critique z^* est équivalente à la position relevée pour une modification des paramètres d'entrée à puissance constante (figure 8-1) ou encore une modification de matériau du brûleur (figure 8-2).

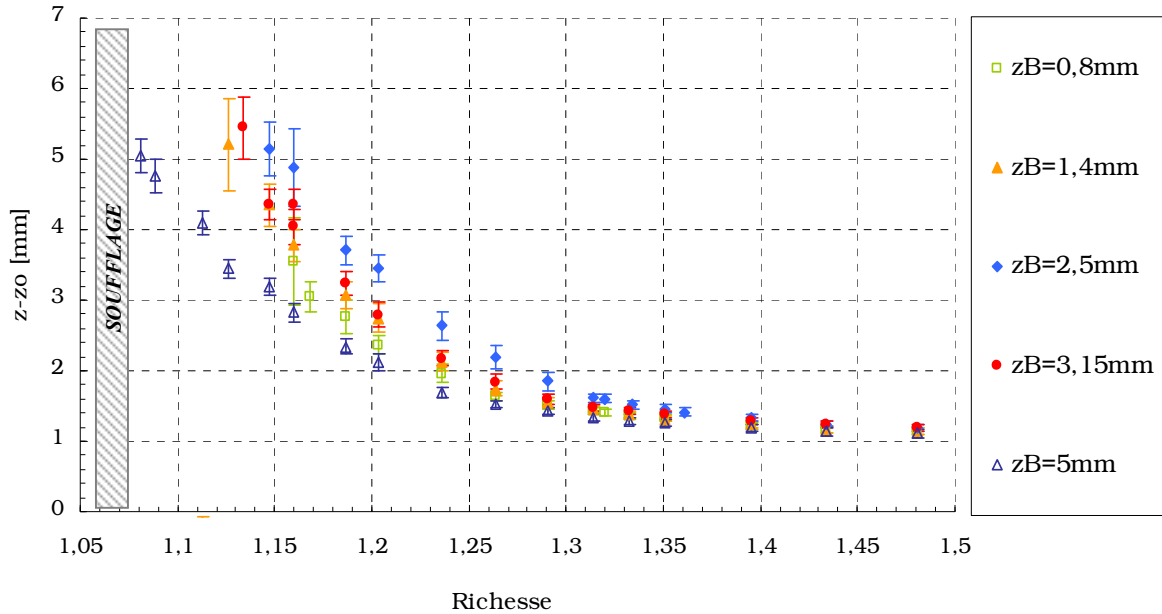


Figure 8-5: Position de la base inférieure de la flamme pour différentes positions du becquet [$P=1,28\text{ kW}$].

La position du becquet est impliquée dans la stabilisation de la flamme. Lorsque le becquet est en position minimale, nous pouvons considérer que son action est inexistante. En effet, la flamme est stabilisée de la même manière qu'une flamme issue d'un brûleur Bunsen positionné à l'horizontale. Elle est accrochée aux lèvres du brûleur pour les fortes richesses, puis lorsque la richesse diminue, la base supérieure de la flamme se décolle du brûleur et la flamme est rapidement soufflée.

Lorsque la position du becquet est modifiée, le soufflage de la flamme intervient pour des richesses de plus en plus faibles à mesure que le becquet avance dans l'écoulement. Cependant, nous avons vu que la position critique atteinte par la base de flamme inférieure est indépendante de la position du becquet. La position du becquet n'est donc pas responsable du mécanisme de décollement et de soufflage de la base de flamme inférieure.

Nous avons montré que la flamme double supérieure est stabilisée sur le brûleur. Une modification de la position du becquet a pour effet une translation complète de la flamme double supérieure (figure 7-2). Les résultats obtenus pour la flamme double inférieure montrent que le mécanisme de décollement de la flamme double inférieure menant au soufflage est indépendant de la position de la flamme double supérieure.

L'extrémité inférieure de flamme semble donc être pilotée par les propriétés aérodynamiques et les propriétés de prémélange locales dans l'écoulement. Une fois décollée du brûleur, la flamme double inférieure cherche à se stabiliser dans l'écoulement pour un équilibre local de sa vitesse de propagation et de la vitesse de l'écoulement. La base inférieure de la flamme se stabilise dans une région de l'écoulement où les conditions locales de richesse et de vitesse sont particulières et présentent de forts gradients. Ces conditions sont schématisées sur la figure 8-6.

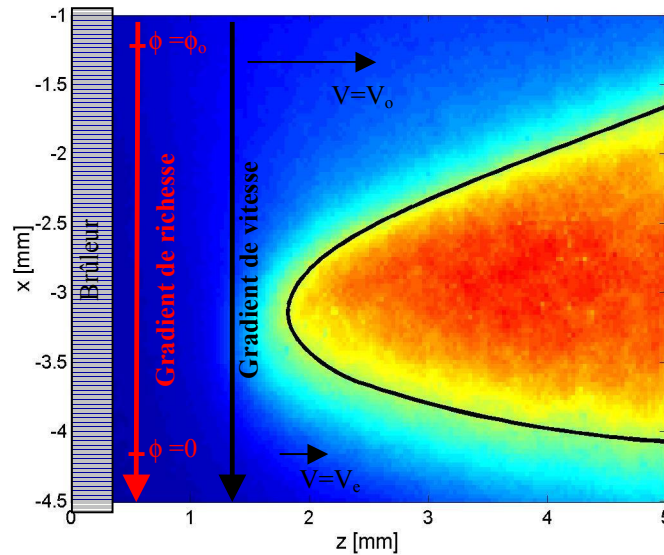


Figure 8-6: Schéma de la stabilisation de la base de flamme inférieure.

La base inférieure de la flamme rencontre un gradient de vitesse, elle vient se stabiliser pour des vitesses de l'écoulement entre la vitesse de sortie du prémélange V_o et la vitesse de l'écoulement d'air entraîné V_e . Cette extrémité de flamme rencontre également un gradient de richesse entre la sortie de la fente à la richesse d'injection ϕ_o ($\phi_o > 1$) et l'écoulement d'air entraîné à richesse nulle. En un point de cette base de flamme, les conditions de richesse sont donc telles que la vitesse de propagation de flamme est maximale. Cette propriété de la base de flamme inférieure est favorable à la stabilisation de cette structure.

Dans ces conditions d'existence, une modification des conditions initiales de l'aérodynamique ou du prémélange de l'écoulement, a pour effet de modifier les conditions locales de stabilisation. La base inférieure de la flamme doit donc se déplacer pour trouver d'autres conditions de stabilité. L'effet d'une modification des paramètres d'entrée tels que la puissance, l'impulsion, et la richesse initiale du prémélange sur la position de stabilisation de la base inférieure de la flamme est étudiée grâce aux images de Fluorescence Induite par Laser.

I.3. Influence de l'impulsion du jet de prémélange

I.3.a Effet d'une augmentation de la vitesse de l'écoulement

La figure 8-1 montre que pour une puissance fixée, la base inférieure de la flamme se déplace en aval dans l'écoulement lorsque la richesse initiale du prémélange diminue. Un scénario est proposé sur la figure 8-7 pour expliquer simplement la direction de ce déplacement.

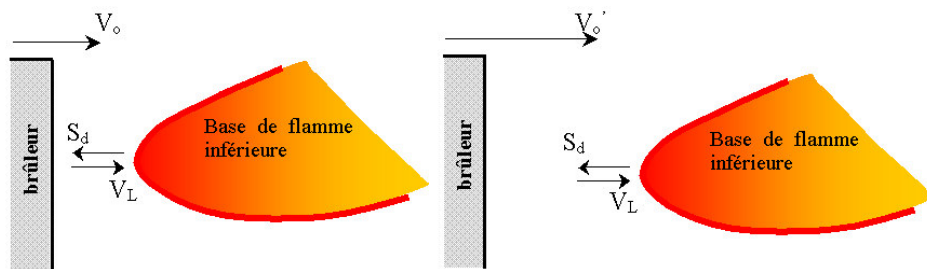


Figure 8-7: Scénario du déplacement de la base de flamme inférieure pour une modification de la vitesse d'injection du prémélange.

Le point double inférieur se stabilise dans l'écoulement pour un équilibre de sa vitesse de propagation, S_d , et de la vitesse locale de l'écoulement, V_L . Lorsque la puissance est fixée, la diminution de la richesse induit une augmentation de l'impulsion du jet de prémélange et ainsi de la vitesse locale de l'écoulement devant la base de la flamme inférieure. La base inférieure de la flamme se déplace donc pour trouver une nouvelle position pour laquelle l'équilibre entre S_d et V_L est respecté. Cette nouvelle position est obtenue à l'aval de l'écoulement, pour une vitesse locale du prémélange plus faible. Cette description du phénomène de décollement de la base inférieure de la flamme est simplifiée car elle ne tient compte ni de la courbure ni de l'étirement subis par ce front de flamme. Cependant, nous avons vu qu'il permet d'expliquer de façon schématique le décollement de la flamme à puissance constante.

Au cours de la série d'expériences réalisées à richesse constante, un comportement similaire a été observé, et la base inférieure de la flamme se déplace vers l'aval. Le déplacement du point double inférieur est représenté sur la figure 8-8 en fonction de la vitesse d'injection du prémélange pour une richesse initiale du prémélange constante.

Pour ces conditions expérimentales, le scénario proposé sur la figure 8-7 est à nouveau utilisé pour comprendre le déplacement de cette base inférieure de flamme. Il est considéré que le point double se stabilise toujours pour une même valeur de richesse locale qui correspondrait à la vitesse de propagation maximale. Une augmentation de la vitesse locale devant la base inférieure de la flamme oblige le point double à se stabiliser plus en aval dans l'écoulement. Il peut alors retrouver une position d'équilibre où la vitesse locale de l'écoulement est plus faible et pourra s'équilibrer avec sa vitesse de propagation à une distance plus grande du brûleur.

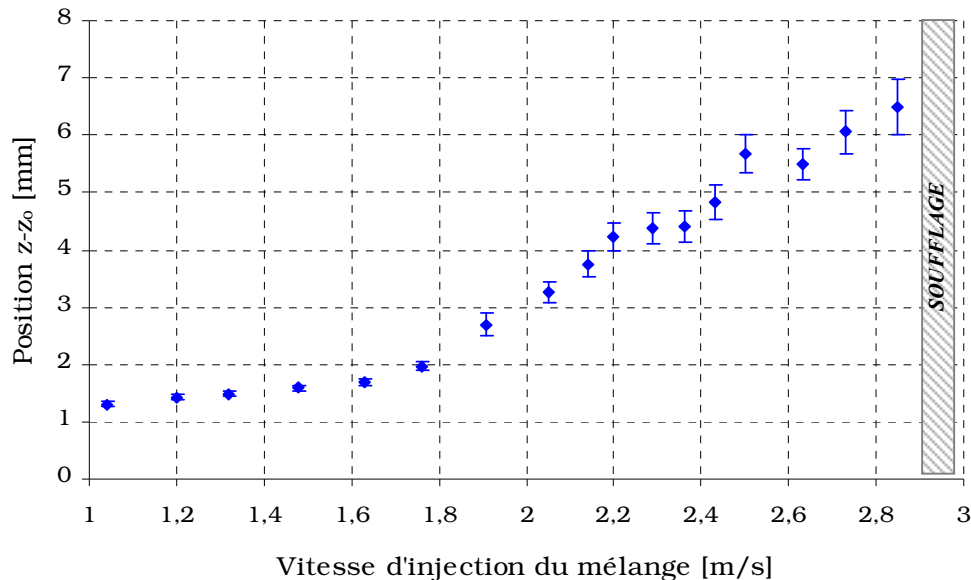


Figure 8-8: Position axiale de la base inférieure de flamme à richesse constante en fonction de la vitesse d'injection initiale du prémélange [$\phi=1,22$].

I.3.b Comportement à vitesse constante

Le scénario présenté précédemment permet de comprendre le déplacement de la base inférieure de la flamme sous l'effet d'une augmentation de la vitesse de l'écoulement lorsque la

puissance ou la richesse est fixée. Le déplacement de la base inférieure de la flamme lorsque l'impulsion du jet est fixée est représenté sur la figure 8-9 en fonction de la richesse.

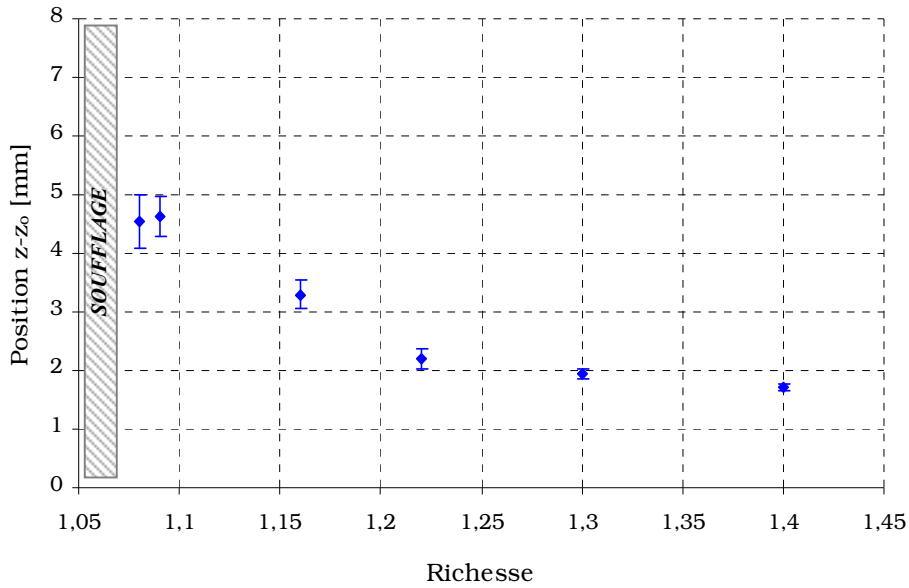


Figure 8-9: Position axiale de la base inférieure de flamme à impulsion du jet constante en fonction de la richesse initiale du prémélange [$G=5,4 \cdot 10^{-4} \text{ m.kg.s}^{-2}$].

La base inférieure de la flamme a le même comportement lorsque l'impulsion du jet de prémélange est fixée que pour les cas présentés précédemment à puissance et richesse fixées. La diminution de richesse implique une augmentation de vitesse de propagation de la flamme, forçant le front de flamme de prémélange central à s'approcher de la sortie du brûleur. Lorsque la richesse diminue, la base inférieure de la flamme se déplace en aval dans l'écoulement. Le scénario exposé précédemment ne permet pas d'expliquer à lui seul ce déplacement. En effet, le champ aérodynamique étant fixé, seule une modification de la vitesse S_d de propagation du contour de flamme pourrait expliquer le déplacement en aval de la flamme double inférieure. Cette modification de vitesse de propagation ne peut se faire que sous l'effet d'un changement de structure de la base de flamme. Il a été vu dans le premier chapitre qu'un changement de structure d'une flamme entraîne une modification de ses propriétés telles que l'étirement et la courbure, ce qui induit une variation de la vitesse de propagation de ce point double. La flamme double inférieure se stabilise ainsi pour des positions plus en aval où l'équilibre entre la vitesse de l'écoulement et la vitesse de flamme est respecté.

1.4 Effet de l'étirement sur le déplacement de la flamme double inférieure

La première relation de la vitesse de flamme à la courbure a été établie par Markstein :

$$\frac{S_d}{S_L} = 1 + \frac{\mathcal{L}}{\mathcal{R}}$$

Le rayon de courbure de la flamme est noté $\mathcal{R}$. La longueur de Markstein $\mathcal{L}$ a été déterminée par plusieurs auteurs (Tseng et al., 1993; Durox et al., 2001; Searby & Quinard, 1990; Choi & Puri, 2001). Cette longueur caractéristique de l'épaisseur thermique du front de flamme est positive pour

des conditions proches des conditions de notre étude et pour des nombres de Lewis proches de l'unité.

Le modèle de Markstein a été complété par l'introduction du taux d'étirement κ (Matalon 1982; Clavin & Joulin 1982):

$$S_d = S_L^\circ - \mathcal{L}\kappa$$

En développant les composantes de l'étirement dues au cisaillement et à la courbure décrites dans le premier chapitre (§II.1.e), la relation liant la vitesse de flamme à la courbure devient:

$$S_d = \frac{S_L^\circ - \mathcal{L}\kappa_s}{1 - \mathcal{L}h}$$

La courbure h est calculée le long du contour de la base inférieure de flamme pour chaque condition de richesse réalisée à puissance constante et à impulsion constante. La figure 5-16 a mis en avant le fait que la courbure maximale du contour de la flamme double inférieure est située au point double. La valeur de la courbure maximale au niveau du point double inférieur est représentée sur la figure 8-10 en fonction de la richesse pour les deux séries de mesures à puissance constante et impulsion constante.

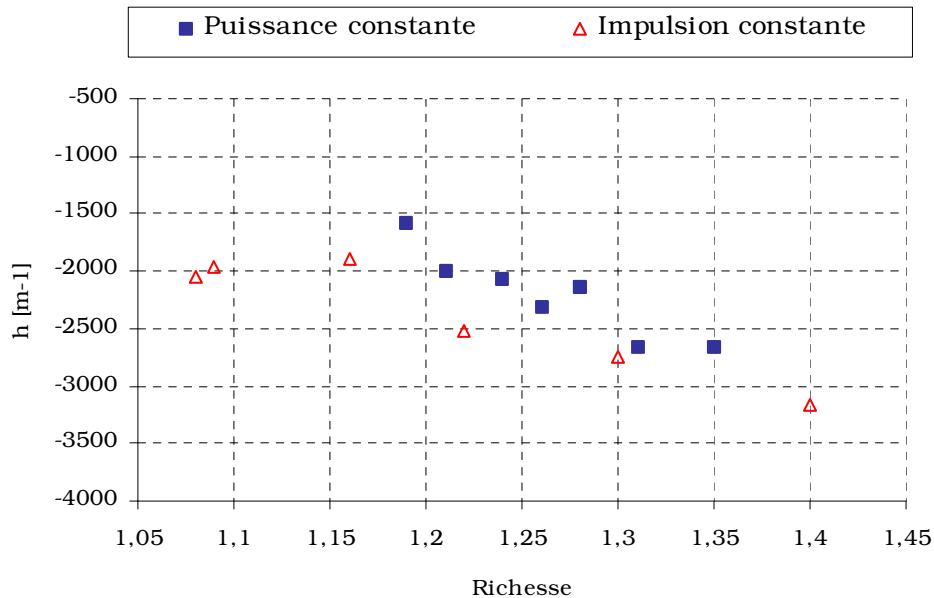


Figure 8-10: Courbure maximale de la base inférieure de flamme à puissance constante [$P=1,28 \text{ kW}$] et à impulsion du jet constante [$G=5,4 \cdot 10^{-4} \text{ m.kg.s}^{-2}$] en fonction de la richesse initiale du prémélange.

La figure 8-10 montre que lorsque la richesse du prémélange diminue à puissance ou impulsion fixées et que la flamme se décolle du brûleur, la courbure tend à augmenter. Dans cette région de l'écoulement, la courbure est négative et selon la relation de la vitesse de flamme à l'étirement, une augmentation de courbure induit une augmentation de la vitesse de flamme.

Les propriétés de l'écoulement dans la région de la base inférieure de la flamme génèrent un gradient de richesse (figure 8-6) qui tend à diminuer sous les effets de l'éloignement de la base de flamme par rapport au brûleur et de la dilution du prémélange par l'air ambiant entraîné. Comme cela a été exposé dans le premier chapitre, de nombreux auteurs ont montré qu'une diminution du gradient de richesse tend à augmenter le rayon de courbure (en valeur absolue) à la base d'une flamme partiellement prémélangée (Kim et al., 2005, Qin et al., 2004). Ces auteurs ont observé que

dans ces conditions et pour un gradient de fraction de mélange qui décroît, la vitesse de déplacement de la flamme augmente. Ces résultats sont en accord avec les mesures présentées sur la figure 7-11. Lorsque la flamme évolue vers le soufflage et que la base inférieure de la flamme s'éloigne du brûleur, alors la vitesse des gaz frais projetée sur la normale au front de flamme augmente.

La relation de la vitesse de déplacement de la flamme à l'étirement met en avant une compétition entre les contributions de l'étirement liées à la courbure κ_c et à la contrainte tangentielle κ_s . Une modification des conditions initiales de l'écoulement de prémélange va induire des modifications des valeurs de κ_c et κ_s et sous la compétition de ces contributions, la vitesse de flamme est modifiée, induisant un déplacement de la base de flamme dans l'écoulement.

Les propriétés de l'écoulement dans la région de la base inférieure de la flamme telles que le gradient de vitesse et plus particulièrement le gradient de richesse conditionnent la stabilisation de la flamme double inférieure. La prise en compte des propriétés du contour de flamme en plus des propriétés locales de l'écoulement est donc nécessaire pour la compréhension des mécanismes de stabilisation. Cette première approche nous permet de comprendre que la base inférieure de flamme est stabilisée par des mécanismes liés aux propriétés locales de l'aérodynamique et du mélange de l'écoulement. Ces mécanismes de stabilisation sont approfondis grâce aux mesures de vitesses réalisées par PIV dans cette région de l'écoulement.

II Comportement aérodynamique de la flamme double inférieure

II.1 Localisation de la base inférieure

Le couplage des résultats obtenus par l'imagerie de fluorescence du radical OH et des champs de vitesses obtenus par PIV a permis de représenter le contour de flamme dans le champ de vitesse. La figure 8-11 présente le champ de vitesse moyen obtenu dans un cas de combustion stable où la flamme est stabilisée sur le brûleur avec ses bases supérieure et inférieure accrochées. Le contour de flamme obtenu par LIF est représenté en rouge et quelques lignes de courant sont tracées en vert. La position de la ligne iso-vitesse $V_L=0,4$ m/s est représentée en bleue. Cette valeur de la vitesse a été choisie car elle correspond à la vitesse maximum de propagation d'une flamme plane à la stœchiométrie, S_L° .

La flamme double inférieure se situe proche de la ligne iso-vitesse, elle est donc stabilisée dans une région de l'écoulement où les vitesses locales sont globalement proches de la vitesse de flamme plane stœchiométrique. La région de la flamme qui croise la ligne iso-vitesse $V_L=0,4$ m/s rencontre très certainement localement un prémélange à richesse stœchiométrique.

Des travaux menés précédemment ont montré que la base d'une flamme stabilisée dans un écoulement ne se situe pas systématiquement à la richesse stœchiométrique (Maurey, 2000 ; Qin et al., 2002). Les lignes de courant issues de la fente de sortie du brûleur et les lignes issues de l'écoulement d'air ambiant se rejoignent au niveau du point double de la base inférieure de la flamme. Bien que la flamme soit stabilisée très proche de la paroi du brûleur ($z-z_0 < 2$ mm), des lignes de courant issues de l'écoulement d'air ambiant interviennent au niveau du point double stœchiométrique. L'écoulement d'air entraîné a pour effet de diluer le prémélange issu de la fente

de sortie du brûleur et de diminuer ainsi le gradient de richesse en amont de la flamme double inférieure. La rencontre des lignes de courant issues du prémélange et des lignes de courant issues de l'air ambiant se fait dans la région du contour de flamme pour laquelle la vitesse locale des gaz frais est à $V_L=0,4$ m/s, pour une position légèrement supérieure au croisement du contour et de la ligne iso-vitesse. Cette observation confirme que la richesse locale de l'écoulement de prémélange en amont de cette zone n'est pas forcément stœchiométrique et que le point de croisement du contour et de la ligne iso-vitesse à $V_L=0,4$ m/s se situe plutôt du côté pauvre par rapport à la ligne stœchiométrique.

Le champ de vitesse obtenu dans un cas proche du soufflage de la flamme est présenté sur la figure 8-12. Pour les deux cas de combustion présentés sur les figures 8-11 et 8-12, la base inférieure de la flamme se stabilise dans une région où la vitesse de l'écoulement est proche de 0,4 m/s. La position relative de la ligne iso-vitesse et de la base inférieure de la flamme est similaire dans les deux cas. Que la flamme soit stable et accrochée sur le brûleur ou qu'elle soit décollée par sa base inférieure, les mécanismes de stabilisation semblent être les mêmes. La flamme double inférieure est stabilisée pour une position dans l'écoulement qui correspond au croisement de la ligne iso vitesse $V_L=0,4$ m/s et de la ligne iso-richesse stœchiométrique.

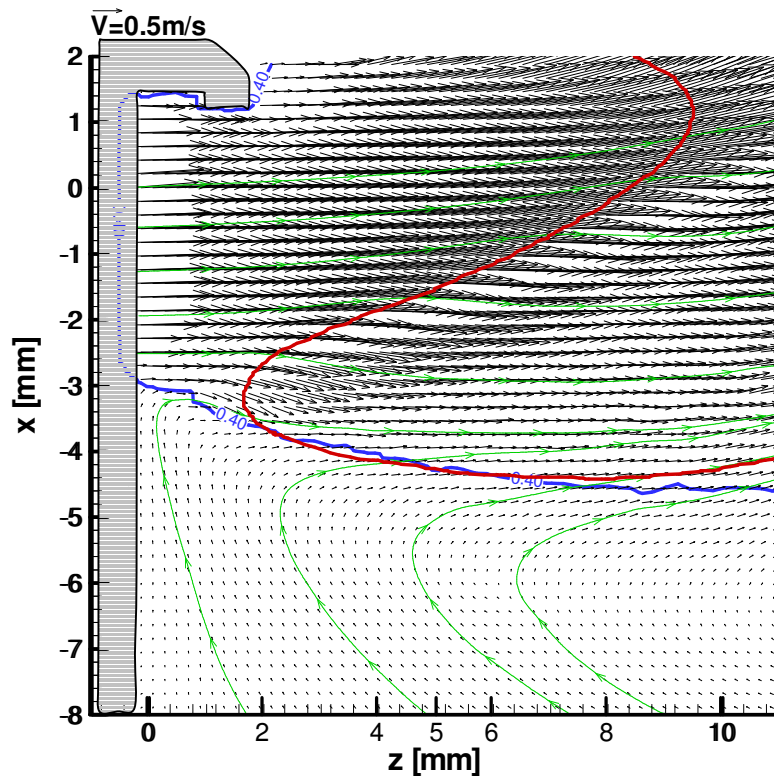


Figure 8-11 : Champ de vitesse et superposition du contour de flamme obtenu par LIF dans un cas de combustion stable [$P=1,28$ kW $\phi=1,35$ $V_o=1,78$ m/s].

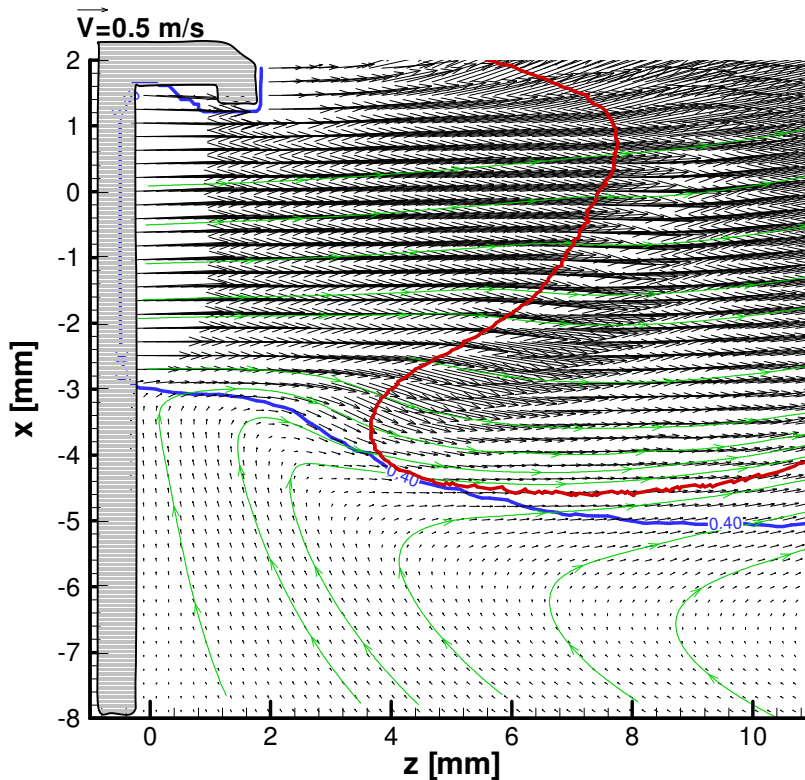


Figure 8-12 : Champ de vitesse et superposition du contour de flamme obtenu par LIF cas de combustion instable [$P=1,28 \text{ kW}$ $\phi=1,20$ $V_o=1,98 \text{ m/s}$].

Les travaux de Boulanger ont montré que le croisement des lignes iso $V_L=0.4\text{m/s}$ et $Z_s=1$ dans un écoulement est un point stabilisant pour une extrémité de flamme (Boulanger, 2002). D'autres études, analytiques, numériques ou expérimentales ont montré que l'extrémité d'une flamme partiellement prémélangée se positionne sur le contour stœchiométrique au point où la vitesse de l'écoulement est proche de la vitesse de la flamme plane stœchiométrique (Lee & Chung, 1991 ; Bilger et al., 2000 ; Qin et al., 2004 ; Won et al., 2005). Il a été exposé dans le premier chapitre que la vitesse de cette extrémité de flamme est contrôlée par deux paramètres. Le premier est sa courbure, elle-même définie par la contrainte de l'écoulement et le gradient de richesse qui lui sont imposés. Le deuxième est le taux de dégagement de chaleur de la flamme (Ruetsch et al., 1995). Il est donc nécessaire de tenir compte de l'effet du taux de dégagement de chaleur en plus des propriétés locales de l'écoulement dans les analyses car il a pour effet de modifier fortement la topologie des iso-lignes de vitesse et de richesse. La position de stabilisation de la base de flamme prévue par le croisement de la ligne stœchiométrique de la ligne à vitesse S_L° dans un écoulement non réactif est altérée par la prise en compte du dégagement de chaleur de la flamme. Les résultats des Simulations Numériques Directes (DNS) réalisées par Boulanger sont représentés sur la figure 8-13. Sur cette figure, le mouvement relatif des lignes iso-vitesse à S_L° et de la ligne stœchiométrique est représenté. La flamme est allumée en aval dans l'écoulement puis se propage en amont et se stabilise quand les conditions locales ne sont plus propices à une propagation plus en amont de la flamme.

La ligne iso vitesse est très fortement défléchiée par le dégagement de chaleur de la flamme. La flamme se propage en amont avec une extrémité qui se positionne toujours sur la ligne stœchiométrique pour une vitesse de l'écoulement proche de la vitesse S_L° . Le dégagement de

chaleur agit sur les lignes iso vitesse et iso richesse de telle manière que la base de flamme se stabilise plus près du brûleur que dans le cas où le dégagement de chaleur de la flamme est négligé.

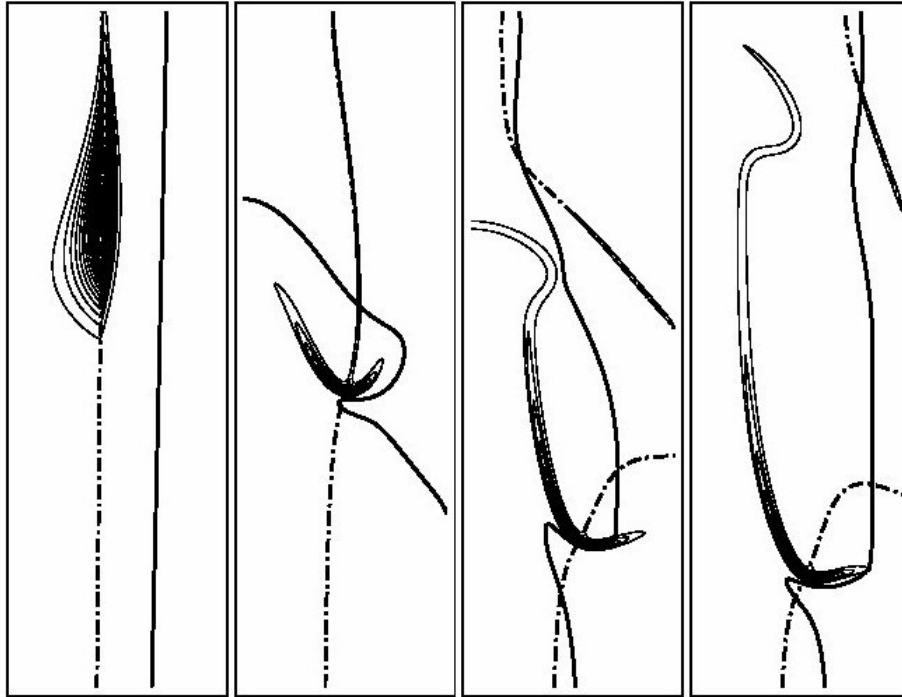


Figure 8-13 : DNS de l'allumage d'une flamme non prémélangée suivie par sa propagation et sa stabilisation. Iso lignes du taux de réaction d'une flamme suspendue—Ligne pointillée : $Z=Z_s$, ligne en trait plein : $V_L=S_L$ (Boulangier, 2002).

II.2 Effet de l'étirement sur la vitesse de flamme à la base de la flamme double inférieure

Le couplage des résultats de LIF et de PIV a permis d'extraire la vitesse des gaz frais le long du contour de flamme. Cette vitesse interpolée et projetée orthogonalement en chaque point du contour de flamme obtenu par les images de LIF est représentée sur la figure 7-11 pour différentes conditions de combustion à puissance constante. Nous avons vu que la vitesse normale obtenue n'est pas une mesure directe de la vitesse de propagation du front de flamme et que les valeurs obtenues sont surestimées. Cependant, les résultats obtenus apportent des informations sur les tendances de la vitesse de propagation de ce contour de flamme.

Le profil de vitesse normale tracé le long du contour de flamme diffère du profil classique obtenu sur le brûleur de référence de type Bunsen (figure 3-37). En effet, en plus du pic de vitesse normale observé au sommet du cône, le profil obtenu avec le brûleur modèle bidimensionnel présente un deuxième pic au niveau de la base inférieure de la flamme. La figure 8-14 présente les vitesses normales obtenues le long du contour de la flamme double inférieure. Nous avons montré que la zone du point double inférieur du contour de flamme présente des vitesses normales importantes car dans cette région, le contour de flamme est fortement courbé et rencontre un écoulement de gaz frais avec une composante de vitesse axiale forte (§5.IV.1).

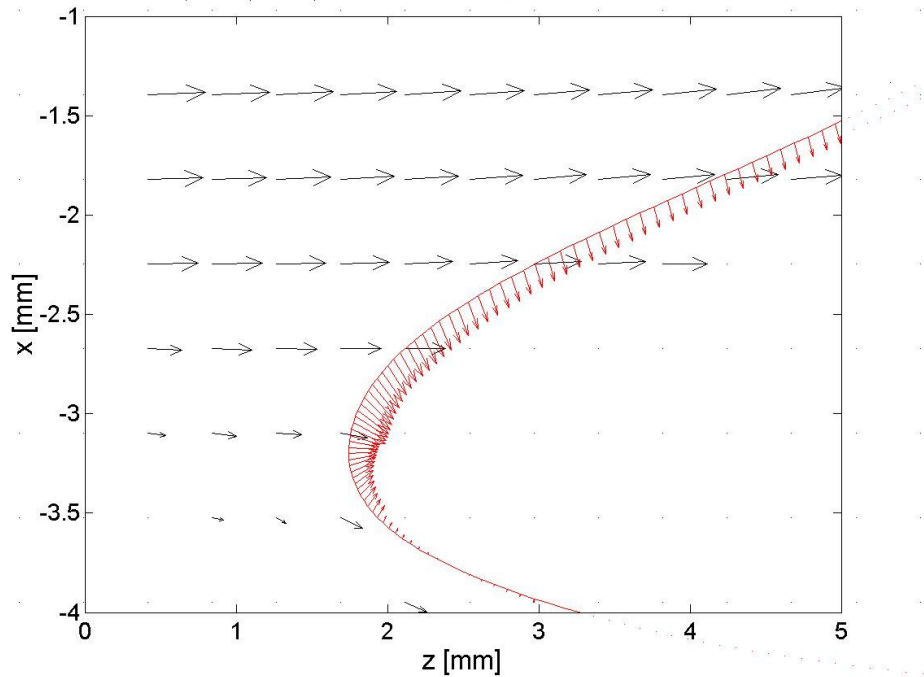


Figure 8-14 : Champ de vitesse dans les gaz frais et vitesse normales (rouge) le long du contour de flamme (ligne rouge) au niveau de la base inférieure de la flamme [$P=1,28 \text{ kW}$ $\phi=1,35$ $V_o=1,78 \text{ m/s}$].

La relation établie par Markstein entre la vitesse de flamme et la courbure a été complétée par l'introduction du taux d'étirement (Clavin & Williams, 1982 ; Matalon 1982, Clavin & Joulin 1982). Cette relation a ensuite été étendue par Chung et Law qui ont exprimée la vitesse de propagation de la flamme à l'aide de deux termes intervenant indépendamment, l'étirement total κ et la courbure, pour des nombres de Lewis différents de l'unité (Chung & Law, 1988). Law et Sung ont ensuite proposé une relation entre la vitesse de flamme et l'étirement normalisé en fonction du nombre de Lewis (Law & Sung, 2000) :

$$\frac{S_d}{S_{L^o}} = \left(\frac{1}{Le} - 1 \right) \kappa^o$$

où κ^o est l'étirement sans dimension.

Les résultats précédents ont montré que le point double de la base inférieure de la flamme ne se situe pas forcément à la richesse stœchiométrique. Il faut alors prendre en compte l'influence du nombre de Lewis dans les interactions entre l'écoulement et le contour de flamme.

Le profil des vitesses axiales (V_z) et normales (V_n) ainsi que l'étirement et ses composantes sont représentées sur la figure 8-15 dans la région de la base inférieure de la flamme.

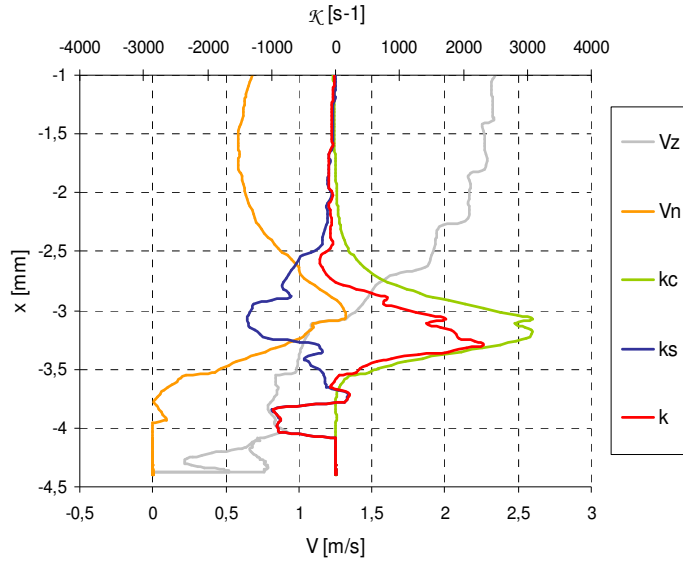


Figure 8-15 : profil de l'étirement, de la composante liée à la courbure, de la composante liée à la contrainte tangentielle au niveau de la base inférieure de la flamme [$P=1,28$ kW $\phi=1,35$ $V_o=1,78$ m/s].

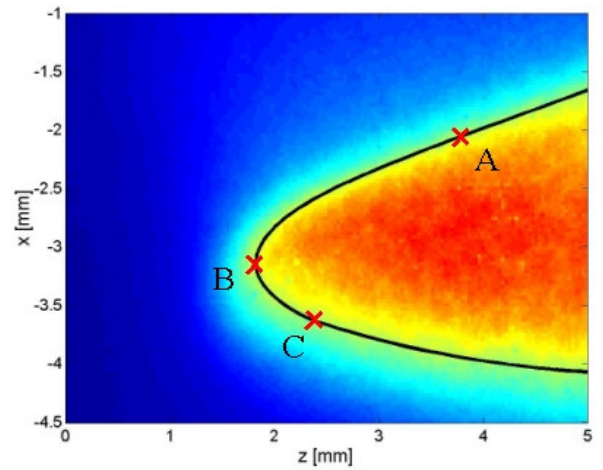


Figure 8-16 : Image moyenne de Fluorescence Induite par Laser sur OH de la base inférieure de la flamme.

L'image de la zone de réaction à la base inférieure de la flamme est représentée pour faciliter la description du comportement de cette base de flamme. Trois points particuliers notés A, B et C sur la figure 8-16 permettent de décrire le comportement de la base inférieure de la flamme selon différentes régions. Le point A correspond à la position du contour pour laquelle la vitesse normale V_n est minimale. Le point B est le point double, point le plus proche de la paroi du brûleur. Le point C est défini comme le point pour lequel l'étirement s'annule.

Entre les points A et B, l'étirement augmente tandis que la vitesse de propagation augmente. Cette tendance n'est pas conforme à la relation établie par Law et Sung pour un nombre de Lewis supérieur à l'unité comme cela a été observé lors des travaux de Qin et al. pour une flamme partiellement prémélangée (Qin et al., 2002). Les auteurs expliquent ce comportement par de fortes interactions entre la flamme de prémélange et la flamme de diffusion. La vitesse de propagation du contour est maximum juste avant le point B. En ce point, le contour de flamme très courbé rencontre un écoulement avec une vitesse de forte composante axiale. Au point B, la composante de l'étirement due au cisaillement change de tendance et augmente. Entre les points B et C, l'étirement diminue tandis que la vitesse de propagation diminue. Cette tendance est conforme à la relation établie par Law et Sung pour un nombre de Lewis inférieur à l'unité.

La figure 7-11 montre que le profil de vitesse normale conserve la même forme dans la région de la base inférieure de la flamme (-2 mm $< x < -4$ mm), pour les différents cas de combustion étudiés à puissance constante. Pour des flammes stabilisées sur le brûleur ou décollées ou encore dans un cas de combustion à la limite du soufflage, les positions relatives de la base inférieure de flamme et de la ligne iso- S_L° sont les mêmes (figure 8-11 et 8-12). De plus, le profil de vitesse normale le long du contour de flamme est similaire dans la région de la base inférieure de la flamme. Ces résultats mettent en avant le fait que les propriétés dynamiques de cette base de flamme sont les mêmes lorsqu'elle est stabilisée sur le brûleur et lorsqu'elle est décollée. Les

mécanismes physiques aérodynamiques impliqués dans la stabilisation de la base inférieure de flamme sont donc les mêmes pour toute la gamme de richesse explorée à puissance constante.

II.3 Le décollement de la flamme

Les résultats présentés sur la figure 7-11 montrent que la valeur de la vitesse normale en chaque point du contour augmente lorsque la richesse diminue et que la flamme se décolle du brûleur. L'évolution de la structure de la base inférieure de la flamme permet de comprendre comment la composante normale de la vitesse peut augmenter. La description de la géométrie de l'extrémité de la flamme est schématisée sur la figure 8-17.

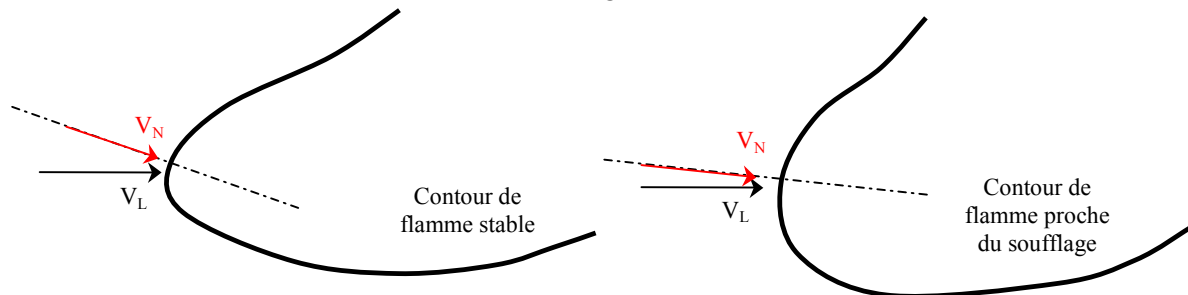


Figure 8-17: Schéma de la structure de la flamme double inférieure dans le cas de la flamme stable et de la flamme proche du soufflage- projection de la vitesse de l'écoulement sur la normale au contour de flamme.

Lorsque la flamme évolue d'une flamme stable accrochée sur le brûleur vers une flamme à la limite du soufflage, la structure de la base inférieure de la flamme est modifiée. La modification de la courbure à la base de la flamme est représentée schématiquement sur la figure 8-17. Pour une même vitesse locale du prémélange en amont de la base de flamme, le changement de courbure du contour de flamme tend à augmenter la composante normale, pour une position légèrement à l'intérieur de l'écoulement de prémélange.

Il a été montré précédemment par la relation de l'étirement à la vitesse de flamme, la compétition des effets de courbure et de contrainte tangentielle influence la vitesse de flamme dans un sens ou dans l'autre. La divergence des lignes de l'écoulement devant le front de flamme tend à diminuer la vitesse de l'écoulement en amont du front de flamme, tandis que les effets de courbure ont tendance à augmenter la vitesse de flamme. Sous l'effet d'une modification des conditions initiales de l'écoulement, la flamme subit l'influence de ces deux phénomènes.

Qin et al. observent qu'à la base d'une flamme partiellement prémélangée suspendue dans la région proche du brûleur, la diminution de la vitesse de flamme sous l'effet de l'étirement lié à la courbure (κ_c) surpasse la diminution de la vitesse de l'écoulement sous l'effet de la divergence des lignes de l'écoulement. La vitesse de propagation S_d est alors plus faible si bien que la flamme a tendance à se décoller de plus en plus en aval dans l'écoulement (Qin et al., 2002). La flamme suspendue se stabilise sous les effets combinés de l'étirement, de la redirection des lignes d'écoulement et de l'inclinaison de la flamme.

II.4 Le soufflage de la flamme double inférieure et l'extinction définitive de la flamme

La figure 8-18 représente les positions de stabilisation de l'extrémité de flamme calculée par Boulanger dans les mêmes conditions que la flamme présentée en figure 8-13 pour différents nombres de Reynolds de l'écoulement (Boulanger, 2002).

La flamme suspendue s'éloigne progressivement du brûleur lorsque la vitesse d'injection du jet et donc le nombre de Reynolds augmentent, puis elle est finalement soufflée. Lorsque la hauteur de stabilisation de la flamme augmente, la structure de la flamme est modifiée. Pour des faibles nombres de Reynolds, la structure est celle d'une flamme triple avec une branche de diffusion qui suit la ligne stœchiométrique et des branches de prémélange riche et pauvre de chaque côté. Lorsque le nombre de Reynolds augmente, la branche de diffusion disparaît laissant place aux deux branches de prémélange.

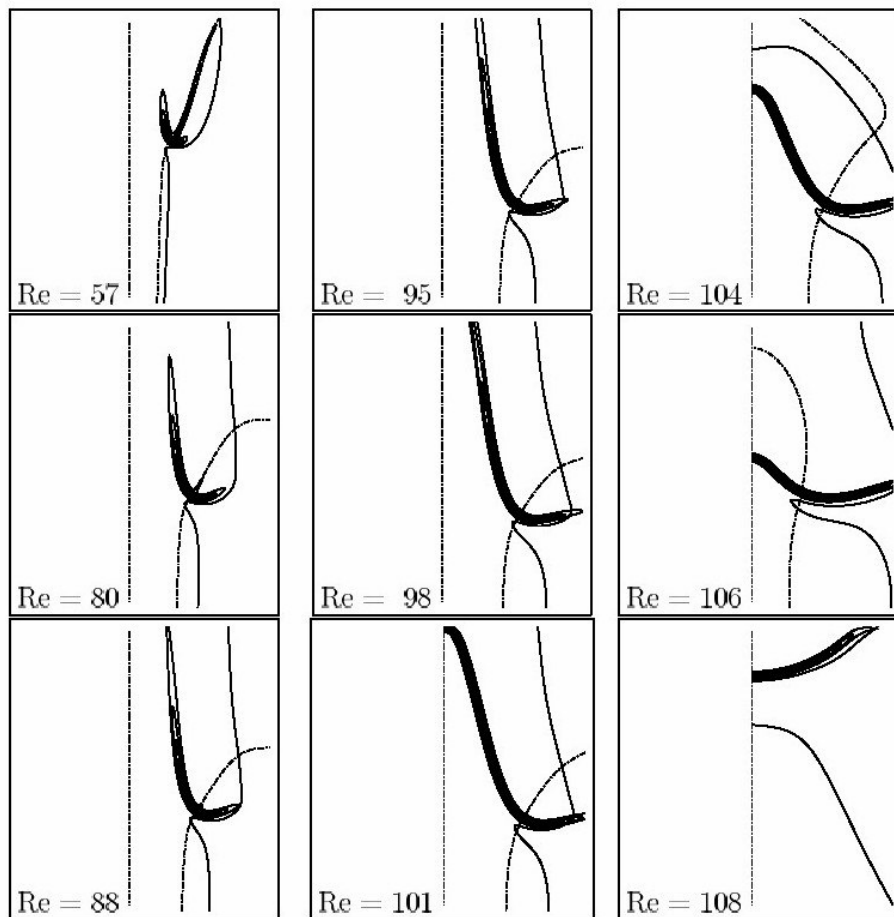


Figure 8-18 : Iso-lignes du taux de réaction d'une flamme suspendue pour différents nombres de Reynolds de l'écoulement –Ligne pointillée verticale : axe de symétrie, ligne pointillée : $Z=Z_s$, ligne en trait plein, $V_L=S_L^0$ (Boulanger, 2002).

Les lignes iso-vitesse et iso-richesse sont fortement défléchies par le dégagement de chaleur de la flamme. Le dernier cas de flamme correspond à une flamme brûlant dans un prémélange

pauvre à la structure complexe avec une ligne iso-vitesse croisant l'axe de symétrie. La flamme est définitivement soufflée lorsque la ligne iso-vitesse ne croise plus la ligne stœchiométrique.

Nous avons montré que la flamme double inférieure observée sur le brûleur modèle bidimensionnel, se stabilise dans l'écoulement par des mécanismes similaires à ceux décrits dans le cas d'une flamme de diffusion suspendue. La base inférieure de la flamme se stabilise en effet dans une région de l'écoulement où la vitesse locale est proche de la vitesse fondamentale de propagation d'une flamme plane stœchiométrique (S_L°). Il existe un point du contour de flamme qui se positionne au croisement des lignes stœchiométrique et iso-vitesse à S_L° . La base inférieure de la flamme se déplace donc dans l'écoulement tant que les lignes iso-richesse et iso-vitesse ont un point commun. Dès que ces lignes ne se croisent plus, la flamme est soufflée.

Le comportement de la flamme double inférieure lors de son décollement a été étudié dans ce chapitre. Deux comportements ont été mis en évidence en fonction de la richesse. A richesse élevée, la base de flamme est très proche du brûleur et se déplace peu dans l'écoulement. Toutefois, une modification de la nature du matériau a montré que le point double inférieur a le même comportement quelle que soit la composition du brûleur. Ce régime de stabilisation n'est donc pas contrôlé par les transferts de chaleur entre la flamme et la paroi du brûleur. D'autre part, le décollement de la flamme double inférieure n'est pas dû à la géométrie du brûleur. La position de la base inférieure de la flamme a en effet le même comportement en fonction de la richesse quelle que soit la position du becquet.

La stabilité de la base inférieure de la flamme est pilotée par les propriétés locales de vitesse et de mélange dans l'écoulement. Le jet de prémélange en sortie de la fente du brûleur génère des conditions particulières de gradient de vitesse et de richesse dans lesquelles la flamme double vient se stabiliser. Les mesures de vitesses par PIV ont permis de voir que la base inférieure de la flamme se stabilise dans une zone où la vitesse des gaz frais est proche de la vitesse de propagation de la flamme plane stœchiométrique ($S_L^\circ = 0,4$ m/s). De plus, l'étude des lignes de courant issues du prémélange et de l'air ambiant a montré que le point du contour qui croise la ligne iso-vitesse ($S_L^\circ = 0,4$ m/s) rencontre très certainement un prémélange local à une richesse proche de la stœchiométrie. Ces mécanismes de stabilisation ont été observés aussi bien dans le cas de la flamme stable que de la flamme proche du soufflage. Comme dans les travaux de Boulanger, l'extrémité de la flamme se stabilise dans l'écoulement au croisement de la ligne stœchiométrique et de ligne iso-vitesse à S_L° , que la flamme double inférieure soit attachée au brûleur ou décollée.

Ce chapitre a mis en avant la nécessité de prendre en compte les interactions entre l'écoulement et le front de flamme pour comprendre le comportement de cette base inférieure de flamme. En effet, selon les conditions locales de vitesse et de richesse dans l'écoulement de gaz frais, la courbure et l'étirement de la base de flamme sont modifiés. Lorsque la flamme double se décolle, sa courbure augmente ce qui induit une augmentation de sa vitesse de propagation. La vitesse de propagation du contour de flamme ainsi que la vitesse locale des gaz frais sont alors modifiées. Simultanément, la divergence de l'écoulement devant le front de flamme tend à diminuer la vitesse locale des gaz frais devant la base inférieure de la flamme. La flamme double inférieure se déplace alors dans l'écoulement pour trouver une nouvelle position de stabilisation. La

flamme se stabilise alors sous l'influence de plusieurs phénomènes qui sont l'étirement, la redirection des lignes de l'écoulement, et l'inclinaison de la flamme.

Selon l'analyse de Boulanger, le soufflage de la flamme se produit lorsque les lignes stœchiométriques et iso-vitesse n'ont plus de point commun. La base de flamme ne peut alors pas trouver de point de stabilisation et la flamme est soufflée.

Conclusion et Perspectives

La stabilité de flammes laminaires partiellement prémélangées a été étudiée à l'appui de la configuration d'un brûleur à mélange préalable de type brûleur domestique. Les constructeurs d'appareils domestiques fonctionnant au gaz cherchent à mettre au point des produits plus performants et plus sûrs. Pour conserver la garantie de la stabilité de flamme dans toutes les conditions, la compréhension des mécanismes de stabilisation de ce type de flamme devient nécessaire. Dans ce contexte, la Direction de la Recherche de Gaz de France accompagne les concepteurs d'appareils en proposant ses compétences en matière de conception de brûleur. L'objectif du travail réalisé est donc d'apporter des éléments de compréhension des phénomènes physiques contrôlant la stabilisation des flammes sur les brûleurs domestiques et plus particulièrement sur les brûleurs de cuisson.

Dans la première partie du manuscrit, les propriétés et les mécanismes de stabilisation de chaque type de combustion, prémélange et diffusion, ont été exposés. Les flammes partiellement prémélangées combinent les propriétés et avantages de chaque type de flamme. En effet, ces flammes se stabilisent dans l'écoulement avec une zone de réaction de type prémélangée définie spatialement qui a la capacité de se propager, et ont l'avantage d'une réaction complétée par une flamme de diffusion. Les propriétés de ce type de combustion ont été dans les années 90, le sujet de nombreuses études de nature expérimentales, numériques ou encore analytiques. Les mécanismes de stabilisation des flammes partiellement prémélangées et en particulier des flammes triples ont été approfondis ces dernières années à l'aide de configurations fondamentales.

La combustion en régime partiellement prémélangée se retrouve dans de très nombreuses applications courantes. En particulier, les flammes générées par les brûleurs domestiques sont des flammes de type partiellement prémélangées. L'injection d'un prémélange riche donne lieu à un front de flamme de prémélange central entouré d'une seconde zone de combustion de type diffusion. Les nouvelles connaissances concernant ce mode de combustion nous permettent d'apporter un regard nouveau sur les flammes partiellement prémélangées générées par les brûleurs domestiques.

L'objectif de notre étude est la description des phénomènes physiques fondamentaux impliqués dans la stabilisation de flammes partiellement prémélangées issues de brûleurs domestiques. En effet, bien que le principe de conception de ces appareils soit désormais bien connu, la compréhension des mécanismes de stabilité de flamme sur ce type d'appareil est une problématique actuelle. La méthodologie adoptée pour notre étude s'appuie sur l'utilisation de trois brûleurs. Un brûleur modèle axisymétrique à vingt fentes, très proche de la configuration commerciale nous autorise à transposer les résultats obtenus à l'application commerciale du brûleur de cuisson. Un brûleur modèle conçu en deux dimensions, avec vingt fentes de sortie disposées

dans un même plan, nous a permis de réaliser une étude détaillée de la structure et de l'aérodynamique des flammes issues de brûleur de cuisson, en facilitant les modifications de sa géométrie ainsi que l'utilisation de diagnostics optiques. Enfin, un brûleur de référence de type Bunsen nous a permis de mettre en parallèle nos résultats et analyses avec des travaux issus de la bibliographie qui concernent des configurations fondamentales. Ce brûleur de référence a également été utilisé pour valider les méthodes de traitements des mesures réalisées par PIV et par LIF permettant d'obtenir des informations sur les interactions entre l'écoulement et la flamme et ainsi d'apporter des éléments de compréhension des phénomènes de stabilisation de ce type de flamme.

La stabilité des flammes issues du brûleur modèle bidimensionnel a été décrite par une première approche globale. Le diagramme de stabilité du brûleur modèle bidimensionnel a été établi et comparé au diagramme typique obtenu avec un brûleur de cuisson commercial. La configuration bidimensionnelle a été ainsi validée, permettant de considérer que les résultats obtenus sont représentatifs des phénomènes ayant lieu sur un brûleur commercial.

La flamme issue de la fente centrale du brûleur bidimensionnel dans les conditions représentatives du fonctionnement stable du brûleur a ensuite été décrite en détail. La mesure par ADL du profil de vitesse à la sortie de la fente centrale du brûleur a mis en avant la particularité de cet écoulement asymétrique similaire à celui d'un jet impactant. A la sortie de la fente, l'écoulement est dirigé vers le centre du jet sous l'effet du becquet dans la partie supérieure du jet et de l'entraînement d'air dans sa partie inférieure. L'image moyenne de la flamme issue de la fente centrale du brûleur bidimensionnel obtenue par Fluorescence Induite par Laser a mis en avant deux zones de combustion distinctes : une flamme centrale de prémélange riche entourée d'une zone de combustion de type diffusion avec une branche supérieure et une branche inférieure dont l'intensité de réaction est plus importante. Le couplage des résultats obtenus par PIV et par LIF a permis d'obtenir des propriétés telles que l'évolution de la vitesse de propagation, la courbure et l'étirement le long du contour de flamme. Le profil de vitesse de propagation du contour de flamme nous a permis de mettre en évidence une particularité de cette flamme partiellement prémélangée. En plus du maximum de vitesse mesuré au sommet du cône de prémélange, un deuxième maximum est mesuré au niveau de la base inférieure de flamme. Cette forte vitesse est due à la combinaison d'un écoulement à composante axiale importante rencontrant un front de flamme très fortement courbé. Les comportements des zones supérieure et inférieure de la flamme ne sont pas les mêmes. En particulier, la base inférieure de la flamme présente une courbure et un étirement importants.

Lorsque la flamme évolue d'un cas de combustion stable vers un cas à la limite du soufflage, elle subit de fortes modifications d'intensité et de structure. Le régime de combustion évolue en effet d'une flamme majoritairement de type diffusion vers une flamme majoritairement prémélangée. L'étude des contours de flamme nous a permis d'observer une modification de la topologie de la flamme. Les branches de diffusion inférieure et supérieure se positionnent le long d'une ligne où la richesse est stoechiométrique et se tendent à l'horizontale sous l'effet d'une augmentation de l'intensité de combustion. La flamme centrale de prémélange se positionne dans l'écoulement pour un équilibre local de sa vitesse de propagation et de la vitesse de l'écoulement.

L'évolution des contours et des positions des extrémités de la flamme lorsqu'elle se décolle a mis en avant le fait que les différentes zones réactives de la flamme issue du brûleur modèle

bidimensionnel répondent de manières différentes à une modification des conditions initiales de l'écoulement. Deux régions de la flamme ont alors été distinguées par les termes de flamme double supérieure et flamme double inférieure. La flamme double supérieure comprend le point double supérieur ainsi que le sommet du cône de prémélange. La flamme double inférieure comprend la région de la base inférieure de flamme.

Il a été montré que la position de la flamme double supérieure ne dépend que de la position du becquet indépendamment des conditions de l'écoulement. La base supérieure de la flamme est donc accrochée sur le brûleur par un mécanisme d'accroche-flamme. Le sommet du cône a un comportement très similaire au sommet d'un cône de flamme de type Bunsen. Cette extrémité de la flamme se positionne dans l'écoulement en fonction de l'angle du sommet du cône qui dépend lui-même uniquement de la vitesse de propagation de flamme à la richesse d'injection et de la vitesse de l'écoulement. Le comportement aérodynamique de la flamme double supérieure est très proche de celui d'une flamme issue d'un brûleur de type Bunsen. La flamme double supérieure est stabilisée sur le brûleur de la même manière qu'une flamme issue d'un brûleur de type Bunsen. En effet, la base est attachée au brûleur par un mécanisme d'accroche-flamme tandis que le sommet du cône est stabilisé dans l'écoulement par la vitesse de déplacement du front de flamme et la vitesse de l'écoulement.

Deux comportements de la flamme double inférieure ont été mis en évidence. A richesse élevée, la base de flamme est très proche du brûleur et se déplace peu dans l'écoulement. Toutefois, nous avons montré que ce régime n'est pas contrôlé par un mécanisme d'accroche-flamme, comme la base supérieure de flamme. Lorsque la richesse diminue, la base inférieure de la flamme se décolle progressivement du brûleur. La position de stabilisation de la base inférieure de la flamme est pilotée par les propriétés aérodynamiques et de mélange local dans l'écoulement. L'écoulement de sortie de la fente du brûleur génère des conditions particulières de gradient de vitesse et de richesse dans lesquelles la flamme double vient se stabiliser. Comme les travaux de Boulanger l'ont montré, l'extrémité inférieure de la flamme se stabilise dans l'écoulement au croisement de la ligne stœchiométrique et de ligne iso-vitesse ($S_L^0 = 0,4$ m/s) (Boulanger, 2002). Ce mécanisme est observé aussi bien pour le cas de la flamme stable que de la flamme proche du soufflage. Les mécanismes de stabilisation sont les mêmes que la flamme soit attachée ou décollée du brûleur. Plusieurs études réalisées sur les mécanismes d'accrochage des flammes aux lèvres du brûleur ont montré que les modèles de stabilisation basés sur l'équilibre entre la vitesse locale de l'écoulement et la vitesse de propagation de la flamme sont aussi applicables aux flammes accrochées. Ces flammes accrochées sont en réalité stabilisées à une hauteur de l'ordre de la distance de quenching (2 mm pour le méthane) par rapport aux lèvres de l'injecteur. Cet espace est suffisant pour créer un mélange entre le combustible et l'air par inter-diffusion (Takahashi et al., 84, Kalghati et al., 81).

La description des interactions entre l'écoulement et le front de flamme a permis de comprendre le comportement de cette base inférieure de flamme. Une modification des conditions de l'écoulement induit une modification des contributions de la courbure et de la contrainte tangentielle à l'étirement. La compétition de ces deux effets tend à modifier la vitesse de propagation et à déplacer la flamme double inférieure dans l'écoulement. La flamme se stabilise alors sous l'influence de plusieurs phénomènes qui sont l'étirement, la redirection des lignes de l'écoulement, et l'inclinaison de la flamme. La flamme est définitivement soufflée lorsque les

lignes stœchiométriques et iso-vitesse n'ont plus de point commun, l'empêchant de trouver un point de stabilisation.

Le parallèle entre les modèles établis pour la stabilisation des flammes partiellement prémélangées a été fait avec les flammes générées par les brûleurs domestiques. Nous avons montré que les conclusions obtenues à partir des études réalisées sur des configurations de flammes partiellement prémélangées ou de flammes triples sont applicables à notre configuration et que les mécanismes fondamentaux pilotant la stabilisation des flammes sur ce type d'appareil sont les mêmes. Nous avons vu que cette flamme laminaire peut en fait être décrite comme la somme de deux flammes doubles aux comportements différents. La flamme double supérieure est la plus instable. En effet, une flamme issue d'un brûleur de type Bunsen en position horizontale est soufflée par le décollement de la base supérieure de flamme. Sur la configuration du brûleur bidimensionnel, la flamme double supérieure est stabilisée par la présence d'un accroche-flamme et permet l'existence d'une extrémité de flamme qui se stabilise librement dans la partie inférieure, sans artifice de stabilisation. La présence de cette flamme double supérieure stabilisée permet d'obtenir une flamme stable pour des conditions critiques dans lesquelles la flamme double inférieure seule ne pourrait pas exister. La flamme est soufflée lorsque la flamme double inférieure ne peut plus se stabiliser dans l'écoulement car les lignes iso-richesse et iso-vitesse ne se croisent plus. Cette extrémité de flamme déclenche le soufflage définitif de toute la flamme.

Cette étude de stabilité de flammes laminaires partiellement prémélangées issues de brûleurs domestiques fournit ainsi une description complète de la combustion sur ce type d'appareil. Les mesures réalisées à l'aide de diagnostics optiques et les analyses qui en ont été faites apportent des éléments de compréhension des mécanismes de stabilisation de flammes de type partiellement prémélangée issues de brûleurs domestiques. Pour compléter et appuyer nos analyses des phénomènes physiques pilotant la stabilisation de la flamme, des mesures de richesse dans la région de la flamme double inférieure permettraient de connaître le gradient de richesse en amont de cette extrémité de flamme. De telles mesures permettraient également de localiser le point du contour qui rencontre une richesse stœchiométrique et de rechercher la vitesse de l'écoulement en ce point. Parmi les diagnostics optiques permettant la mesure de richesse, la Fluorescence Induite par Laser et la diffusion Raman sont les plus utilisés. Même si la diffusion Raman permet la mesure de concentration de plusieurs espèces et de température, elle est rarement employée du fait des difficultés de mise en place principalement liées à la faiblesse du signal (Cléon et al. 2006). Cette technique ne permet pas la mesure dans un plan, à la différence de la Fluorescence Induite par Laser. En utilisant la fluorescence d'un traceur tel que l'acétone, il est possible d'obtenir des mesures de richesse très près du front de flamme à condition de corriger le signal obtenu vis à vis de la température. Cela peut être réalisé grâce à des mesures simultanées par diffusion Rayleigh (Dégardin et al., 2005). Toutefois, ces mesures s'avèrent impossibles à réaliser dans la configuration du brûleur modèle bidimensionnel. En effet, la géométrie du brûleur modèle avec l'avancée du becquet ne permet pas d'éviter les réflexions de la nappe laser sur le brûleur. Lors de mesures par diffusion Rayleigh, le rapport signal sur bruit est très faible, il est alors impossible d'obtenir des résultats en présence de ce type de réflexion.

La mise en commun de ce travail expérimental avec des résultats de simulations numériques pourrait apporter de nombreuses informations telles que la cartographie de richesse à la base de la flamme ou encore la position de croisement des lignes iso-vitesse et iso-richesse. Toutefois, la difficulté de ces simulations numériques réside dans la prise en compte des phénomènes naturels d'entraînement de l'air ambiant à la base inférieure de la flamme. A l'heure actuelle, les mécanismes naturels d'entraînement ne sont pas encore suffisamment maîtrisés numériquement pour être pris en compte dans les codes de calcul.

Les résultats obtenus au cours de ce travail ont permis de mieux comprendre comment la flamme se décolle et se souffle sur un brûleur domestique de type brûleur de cuisson pour un prémélange riche d'air et de méthane. Ces éléments de compréhension vont permettre d'apporter des informations concernant les phénomènes qui peuvent avoir lieu avec d'autres types de combustibles. En effet, le recours à de nouveaux types de combustibles répond à l'inquiétude croissante de la baisse des ressources en combustibles fossiles. Les ressources de pétrole étant limitées et la demande croissante, le prix ne peut qu'augmenter et la dépendance de l'Union européenne vis à vis du pétrole dans les années à venir va être croissante. L'utilisation du gaz naturel est une solution mais cette ressource n'est pas inépuisable et son utilisation croissante ne peut contribuer qu'à accélérer son épuisement (Chevalier, 2003).

Les solutions à court terme sont donc de réduire les dépenses énergétiques et d'optimiser les rendements énergétiques des systèmes de combustion. Ces objectifs sont actuellement des priorités de la recherche internationale dans le domaine de l'énergétique. Dans le cadre d'une collaboration de recherche Franco-thaïlandaise, ces problématiques ont pu être abordées avec une approche différente. Les travaux réalisés au cours cet échange sont présentés dans l'annexe B.

L'augmentation de l'utilisation de combustibles alternatifs est la solution privilégiée pour l'avenir. Il s'agit de remplacer progressivement les combustibles fossiles (charbon, pétrole, gaz naturel) par des énergies renouvelables, propres et inépuisables. Les gaz issus de la biomasse (biogaz) sont de bons candidats à cette alternative. Ces gaz peuvent provenir par exemple de la pyrolyse du bois ou de la méthanisation des déchets. Dans le cas de la pyrolyse du bois, le biogaz contient une quantité non négligeable de dihydrogène.

L'introduction de dihydrogène dans un mélange de gaz a pour effet d'augmenter la vitesse de propagation de la flamme et d'accroître ainsi sa résistance au soufflage et donc d'améliorer sa stabilité. L'hydrogène permet de reculer les limites de stabilité des flammes vers des richesses plus pauvres, optimisant ainsi la consommation de combustible. L'avantage de l'introduction de dihydrogène est également une diminution de la quantité de monoxyde de carbone dans les produits de combustion.

L'ajout de dihydrogène dans le prémélange introduit dans les brûleurs domestiques aura pour effet de générer des flammes plus stables pour des richesses plus faibles. Le diagramme de stabilité du brûleur modèle bidimensionnel a été recherché pour des combustibles composés de méthane et d'hydrogène (G222) ou de méthane et d'azote (G27). Ces diagrammes sont représentés en annexe A. Le diagramme obtenu pour le combustible G222 présente un domaine de fonctionnement stable plus large que celui du méthane pur ou encore du G27. La limite de décollement obtenue avec ce combustible contenant de l'hydrogène est obtenue pour des richesses plus faibles. L'ajout

d'hydrogène dans le prémélange de méthane et d'air permet bien d'obtenir une flamme stable pour des richesses plus faibles.

L'utilisation de l'hydrogène est une voie d'exploration suivie par la majorité des organismes de Recherche et Développement (R&D). Ce combustible a en effet une capacité énergétique forte et permet une combustion propre. Plusieurs travaux de recherche entrepris ont pour objectifs de réduire le coût de sa production et de son utilisation. L'inconvénient majeur des énergies renouvelables utilisées à l'heure actuelle (énergie solaire, vent, vagues..) est qu'il s'agit d'"énergie de site". Ces énergies ne sont pas transportables et doivent être utilisées sur le site de production. Le recours à un support de stockage est essentiel pour promouvoir l'utilisation de ces ressources. Le support envisagé est alors l'hydrogène. Cette nouvelle utilisation de l'hydrogène comme vecteur d'énergie sera complémentaire aux utilisations actuelles de ce combustible (Benchifra et al., 2002) .

Les résultats obtenus au cours de nos travaux ont permis de mieux comprendre les mécanismes de stabilisation des flammes partiellement prémélangées sur les brûleurs domestiques. Dans l'avenir, des études sur l'effet de l'ajout d'hydrogène dans le gaz naturel ou plus généralement sur l'utilisation de combustibles issus de la biomasse pour les brûleurs domestiques pourront s'appuyer sur les éléments de compréhension apportés par notre étude.

Annexe A – Effet de la composition du combustible sur le diagramme de stabilité

Le diagramme de stabilité obtenu pour le brûleur modèle bidimensionnel avec un prémélange de méthane et d'air a été présenté dans le chapitre 4 (§III). La forme du diagramme obtenu est proche de celle observée pour des diagrammes typiques de brûleurs à mélange préalable, de type brûleurs domestiques. La modularité en puissance du brûleur modèle bidimensionnel est maximale pour une richesse de 1,7, ce qui correspond à la richesse optimale de fonctionnement des brûleurs commerciaux.

Ce diagramme est ensuite recherché pour d'autres combustibles que le méthane pur (G20) tout en conservant une méthodologie identique.

Les combustibles choisis sont les gaz tests référencés par la norme EN437 et permettant de tester la sensibilité d'un brûleur fonctionnant au gaz naturel vis à vis de ses limites de stabilité telles que le décollement de flamme, le retour de flamme, ou une combustion incomplète (Journal Officiel de l'Union Européenne, 2003). Le diagramme de stabilité est donc recherché pour les gaz suivants :

- G27 (82% de CH_4 - 18% N_2),
- G222 (77% de CH_4 - 23% H_2).

Les domaines de fonctionnement obtenus sont comparés avec celui obtenu pour du G20 (100% de CH_4), gaz de référence pour les gaz à forts PCI. Les trois diagrammes de fonctionnement ainsi obtenus sont représentés sur la figure A-1.

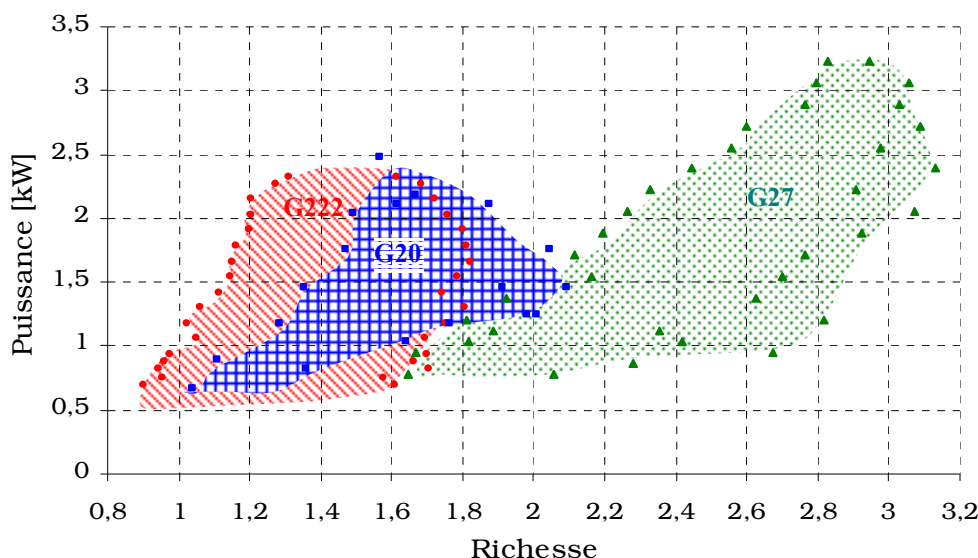


Figure A-1 : Diagramme de stabilité du brûleur modèle bidimensionnel pour les trois gaz de référence.

Le gaz G222, gaz de référence pour le retour de flamme, permet au brûleur modèle de fonctionner avec un domaine de stabilité assez large. La limite de décollement pour ce gaz apparaît pour des richesses plus faibles qu'avec les autres gaz.

Le gaz G27, gaz de référence pour le décollement de flamme, présente un domaine de fonctionnement assez étroit et pour des richesses importantes. Les limites d'inflammabilité du G27 correspondent à de fortes richesses, ce qui explique que ce domaine de fonctionnement se situe pour des richesses plus importantes.

Les domaines de fonctionnement obtenus avec les trois gaz tests pour le brûleur test modèle axisymétrique présenté sur la figure 4-3 sont présentés sur la figure A-2.

Comme pour le brûleur modèle bidimensionnel, le gaz G222 permet d'obtenir des flammes stables pour des richesses plus faibles. Les plages de stabilités obtenues pour les gaz G20 et G222 sont similaires aux plages obtenues sur le brûleur modèle bidimensionnel. Le domaine de stabilité obtenu avec le G27 est beaucoup plus réduit que le domaine obtenu avec le méthane pur G20.

Les domaines de fonctionnement obtenus avec les trois gaz tests pour le brûleur test Gaz de France présenté sur la figure 4-3 sont présentés sur la figure A-2.

Le fonctionnement obtenu pour le brûleur test Gaz de France est proche du fonctionnement obtenu pour le brûleur modèle axisymétrique.

Les limites de fonctionnement obtenues sur les deux types de brûleurs axisymétrique et bidimensionnel sont assez proches pour les gaz G20 et G222. Pour le gaz G27, les limites sont éloignées. Les brûleurs axisymétriques utilisés avec du G27 permettent d'obtenir une plage de stabilité plus large et à des richesses plus faibles que pour le brûleur bidimensionnel. Cela est certainement dû à un entraînement d'air par le jet de gaz qui se fait différemment dans une configuration bidimensionnelle et une configuration tridimensionnelle. Cet aspect de l'entraînement d'air est plus important pour un gaz comme le G27 du fait de sa quantité de mouvement plus importante que les autres gaz utilisés.

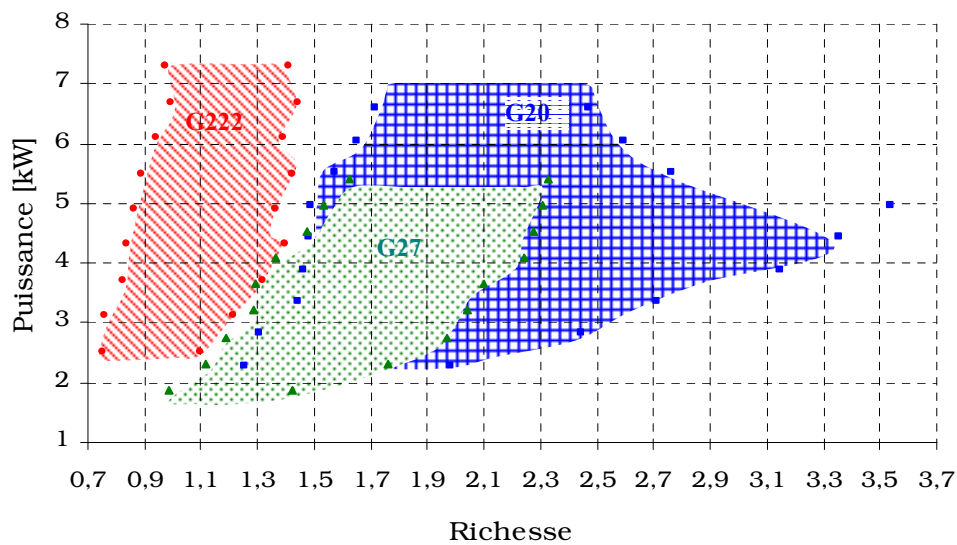


Figure A-2 : Diagramme de stabilité du brûleur modèle axisymétrique pour les trois gaz de référence.

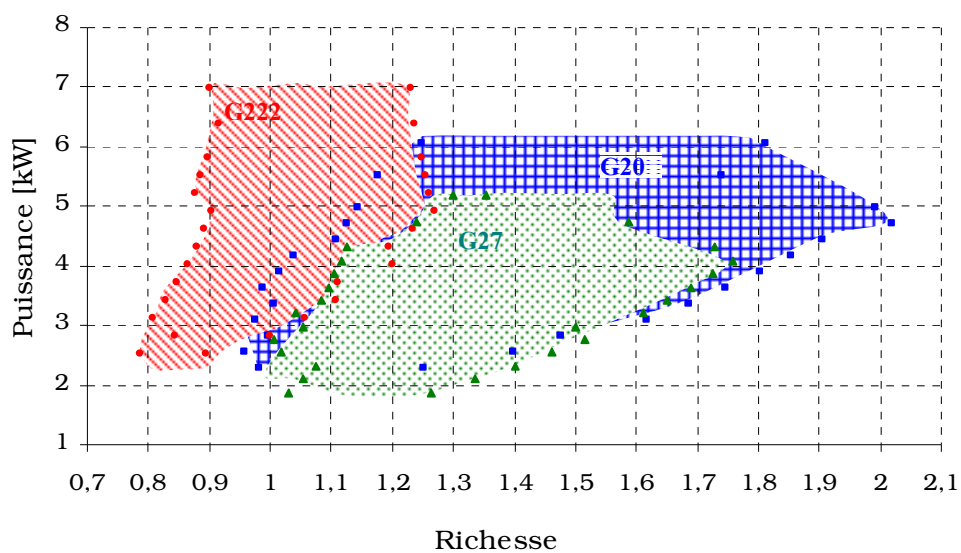


Figure A-3 : Diagramme de stabilité du brûleur axisymétrique test de Gaz de France pour les trois gaz de référence.

Annexe B – Etude de brûleurs de cuisson commerciaux

Au cours de ces travaux de thèses, deux mois ont été consacrés à la mise en place d'une chaîne de mesure de Vélocimétrie par Image de Particules ainsi qu'à l'étude de brûleurs de cuisson commercialisés en Thaïlande. Ce travail a été réalisé au sein du laboratoire Combustion and Engine Research Laboratory (CERL) à Thonburi, au Sud de Bangkok dans l'équipe de recherche du Professeur Jugjai. Cette collaboration de recherche Franco-thaïlandaise a été mise en place entre le Join Graduate School of Energy and Environment (JGSEE) et le laboratoire Coria (UMR 6614) au sein duquel le travail de thèse présenté dans ce manuscrit a été effectué.

Les objectifs du JGSEE se concentrent sur des collaborations de recherche autour des énergies fossiles, des énergies renouvelables, de la gestion de l'énergie et globalement de sujets environnementaux relatifs au domaine de l'énergétique.

I Contexte de la collaboration

Le gaz de pétrole liquéfié (GPL) est largement utilisé en Thaïlande. La consommation de GPL de ce pays en 2000 a été estimée à 3,4 billion de litres, et depuis, elle est en constante augmentation. Le secteur domestique est responsable d'une consommation en GPL s'élevant à 59 % de la consommation totale de la Thaïlande en 2004 (Jugjai et al., 2002). Cette tendance est en augmentation et suit l'accroissement de la population. Les économies d'énergie et l'amélioration du rendement thermique des brûleurs domestiques et en particulier des brûleurs de cuisson sont devenues des priorités de la recherche thaïlandaise. Pour atteindre ces objectifs, il est nécessaire d'avoir une meilleure compréhension des mécanismes de mélange et de l'aérodynamique impliqués dans ces configurations particulières. Ces objectifs rejoignent alors ceux développés au cours de ce travail de thèse.

La conception de brûleurs de cuisson en Thaïlande est, comme en Europe, basée sur des critères empiriques. A l'heure actuelle, il est nécessaire de comprendre les mécanismes mis en jeu dans ce type d'écoulement particulier. Dans ce contexte, une étude est menée au CERL en collaboration avec le JGSEE. Les objectifs préliminaires sont de tester les performances et les caractéristiques de la combustion telles que les émissions et le rendement thermique de différents brûleurs de cuisson commercialisés en Thaïlande (Makmool, 2004). La géométrie de ces brûleurs comprend pour la plupart un tube d'injection de prémélange horizontal comme présenté sur la figure 2-3 (§2.II). Ils peuvent être aussi bien munis de fentes rectangulaires, circulaires générant des flammes verticales ou horizontales. En utilisant différentes techniques de mesures, les phénomènes responsables des faibles performances de ces brûleurs peuvent être mis en avant et ces connaissances permettent de fournir des informations utiles aux concepteurs de brûleurs pour améliorer les produits existants.

II Mise en place d'une chaîne de PIV

Dans ce contexte, un banc de mesure par diagnostic optique de Vélocimétrie par Image de Particules a été mis en place au CERL. Une photographie du système installé est présentée sur la figure B-1.

La chaîne de mesure mise en place est composée d'un laser Nd:Yag Quantel BigSky qui comprend deux cavités. La nappe laser est formée par deux lentilles sphérique et cylindrique directement adaptables à la sortie du faisceau laser par le biais d'une monture. Un générateur d'impulsion TSI assure la synchronisation entre la caméra et le laser.

La camera utilisée est de type PowerView 2M Plus TSI ($1600 \times 1200 \text{ px}^2$). Cette camera est très compacte et refroidie par un simple ventilateur intégré. Un filtre interférentiel centré sur 532 nm est placé devant l'objectif de la camera. Le logiciel Insight 6 TSI est utilisé pour l'acquisition des images de particules ainsi que pour le calcul des vitesses.

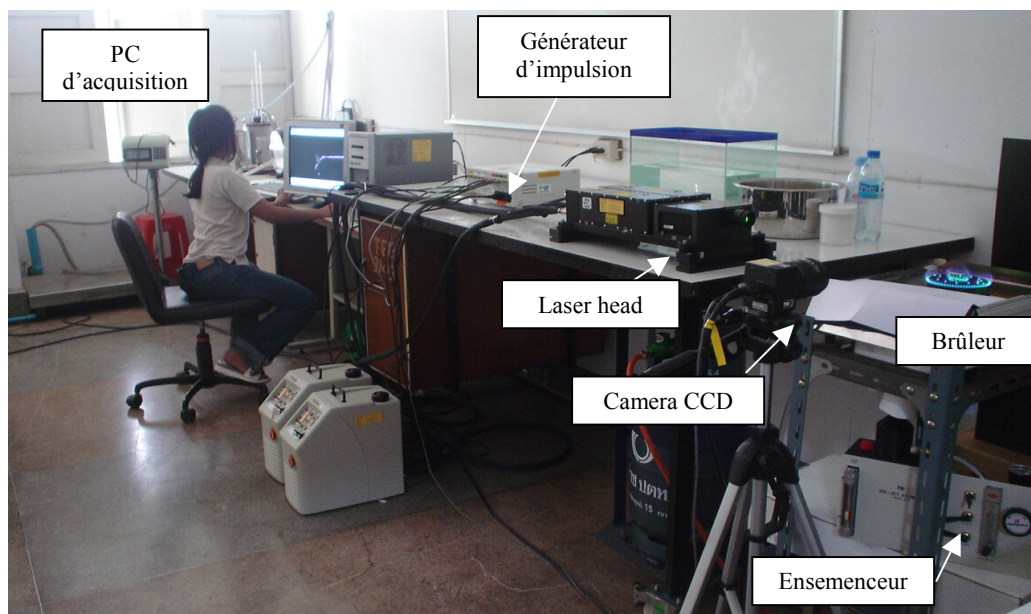


Figure B-1: photographie du dispositif expérimental de PIV

III Utilisation de la PIV sur un brûleur de cuisson commercial

Le dispositif de PIV a été adapté pour mesurer les vitesses de l'écoulement à la sortie des orifices de sortie d'un brûleur de cuisson commercial. Une photographie du brûleur étudié est représentée sur la figure B-2.



Figure B-2: Photographie du brûleur de cuisson commercial en vue du dessus.

Le brûleur choisi pour les mesures est constitué à sa sortie de deux anneaux concentriques. Chaque anneau comporte des orifices de sortie du prémélange et est alimenté par un tube d'injection indépendant. Ce brûleur est représenté sous la forme de schémas sur la figure B-3. Nous considérons ce brûleur comme l'ensemble de deux brûleurs distincts : un brûleur intérieur et un brûleur extérieur.

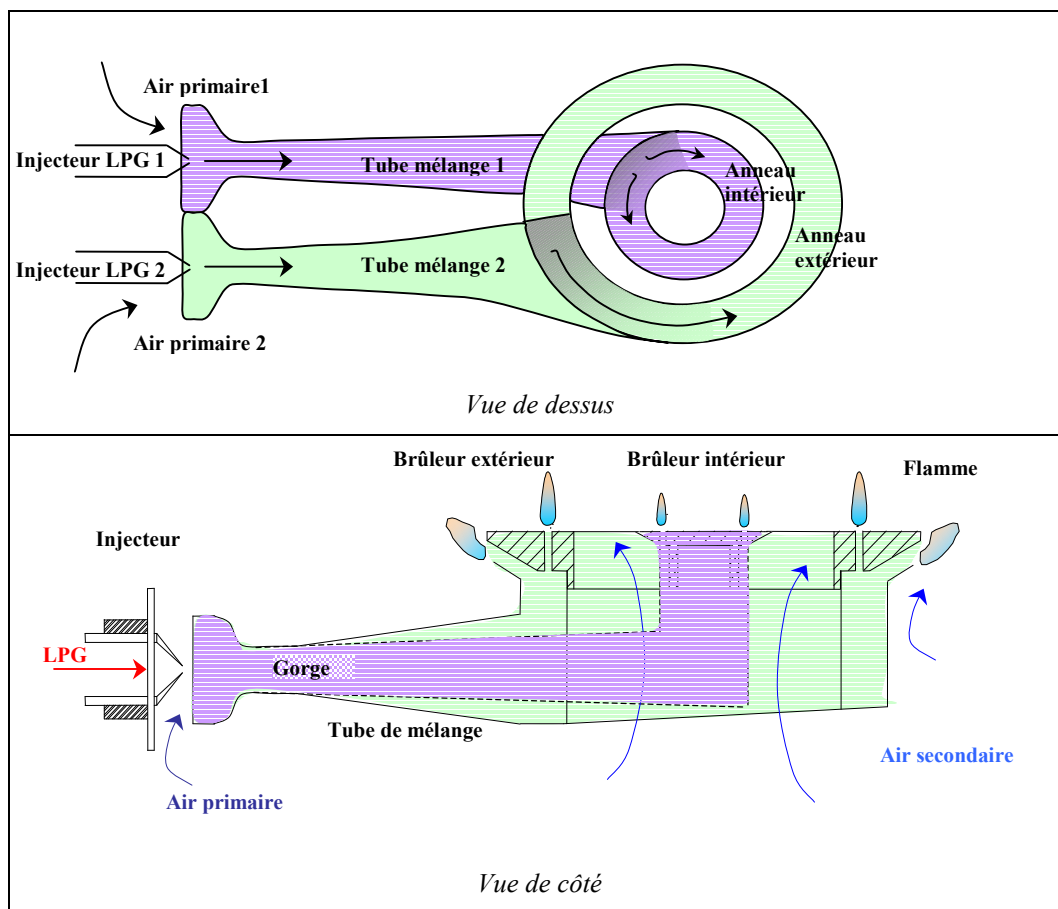


Figure B-3: Représentation schématique du brûleur commercial- vue de dessus et vue de côté.

Les orifices de sorties ont des géométries différentes selon leur position. La figure B-4 présente une photographie de chaque anneau composant les orifices de sortie intérieurs et extérieurs.

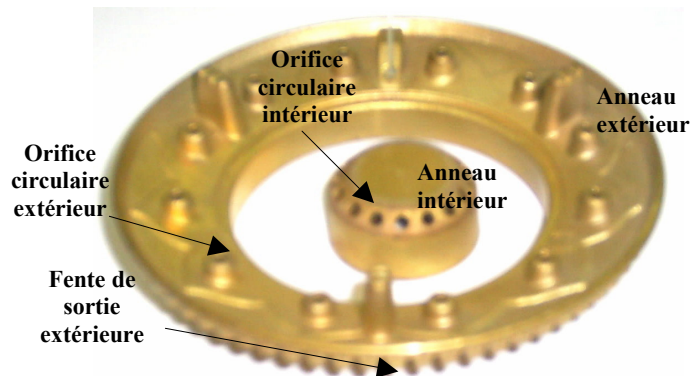


Figure B-4: Photographie des deux anneaux comprenant les orifices de sortie du prémélange.

Bien que la configuration du brûleur semble assez simple, plusieurs modifications ont été nécessaires pour pouvoir mesurer des vitesses par PIV sur cette configuration. Le boîtier de protection du brûleur a été découpé pour permettre deux accès optiques pour la nappe laser et la camera. Les anneaux comprenant les orifices de sorties ont ensuite été recouverts de peinture noire haute température pour diminuer les réflexions de la nappe laser sur le brûleur.

La difficulté majeure de ce type de mesure est l'ensemencement. L'objectif est de ne pas perturber l'entraînement naturel d'air primaire dans le tube de mélange. Il nous a donc fallu utiliser un confinement des particules autour de l'entrée du tube de mélange. Les particules d'huile d'olive sont donc introduites avec de l'air dans une boîte qui englobe l'entrée du tube de prémélange. De cette manière l'ensemencement est homogène et l'entraînement naturel d'air primaire est respecté. Une photographie du dispositif est présentée sur la figure B-5.

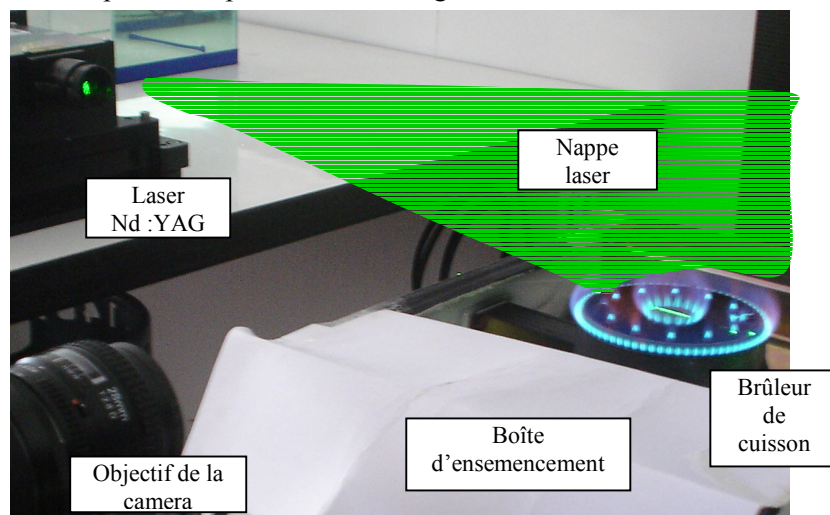


Figure B-5: Photographie du dispositif expérimental.

Le calcul des vitesses a été réalisé en utilisant des paramètres spécifiques du logiciel Insight 6 TSI. Un calcul récursif de type Nyquist est utilisé. Cet algorithme permet de réduire progressivement la taille des fenêtres d'interrogation de $16 \times 16 \text{ px}^2$ pour la première itération

jusqu'à $8 \times 8 \text{ px}^2$ pour l'itération finale. Le calcul de vitesse n'est réalisé que dans les mailles pour lesquelles le rapport signal sur bruit excède un certain seuil, de manière à ne pas obtenir de vitesse dans les mailles où il n'y a aucune particule.

Un filtre est utilisé pour éliminer les erreurs de calcul. A chaque itération du calcul, un filtre médian est appliqué avec une tolérance de 1,7 appliqué sur 8 mailles voisines. Les champs moyens obtenus sur les orifices de sortie circulaires intérieure et extérieure sont représentés sur les figures B-6 et B-7. Les vitesses sont superposées à la cartographie du module de vitesse.

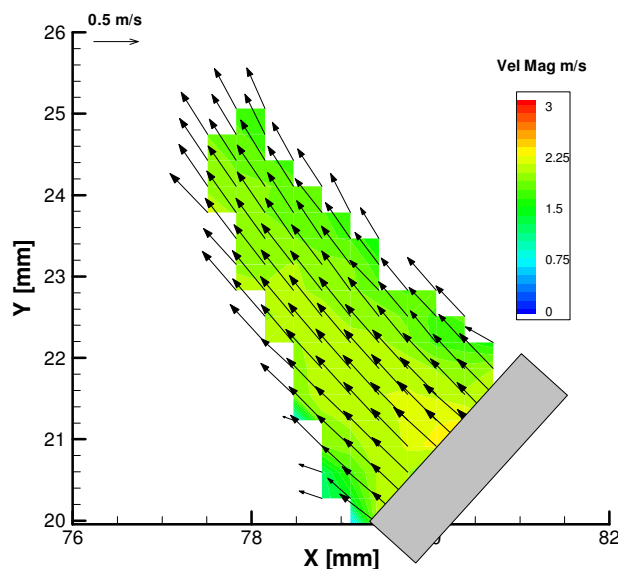


Figure B-6: Vitesses des gaz frais à la sortie d'un orifice circulaire intérieur.

Cette flamme centrale présente un long cône de prémélange et est légèrement incurvée sous l'effet de la convection des gaz chauds. Toutefois, la vitesse des gaz frais dans les conditions opératoires fixées n'excède pas 2,25 m/s.

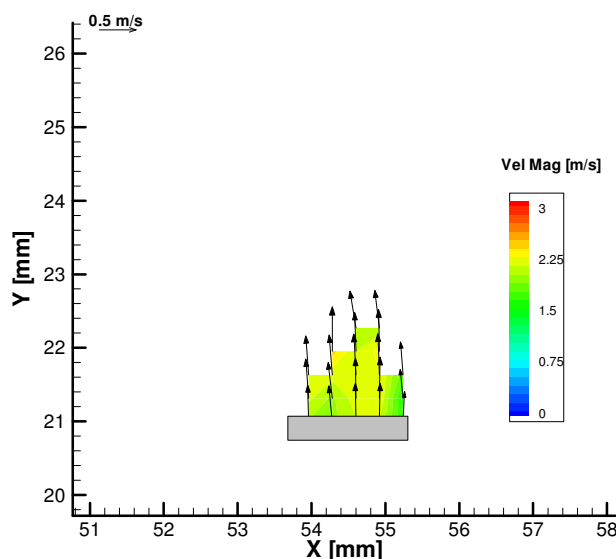


Figure B-7: Vitesses des gaz frais à la sortie d'un orifice circulaire extérieur.

La hauteur du cône de prémélange de cette flamme extérieure est faible avec des vitesses de gaz frais atteignant 2 m/s. Ces premiers résultats nous permettent de dire qu'une grande partie du

rendement thermique du brûleur est dû à la flamme circulaire intérieure, la flamme extérieure ayant plus probablement un rôle de flamme pilote.

Bien que de nombreux points restent à améliorer pour optimiser les mesures de vitesse, ces premiers résultats ont permis de démontrer la possibilité d'utiliser des diagnostics optiques sur des configurations de brûleurs commerciaux. Pour ce type d'écoulement à petite échelle, la résolution des images pourrait être optimisée par l'utilisation d'un objectif de camera mieux adapté et par l'utilisation éventuelle de bagues d'extension.

- Azzoni R., Ratti S., Aggarwal S.K., Puri I.K.,** *The structure of Triple flames stabilized on a slot burner*, Combustion and Flame, 119 (1999) 23-40.
- Bakke P.,** *An experimental investigation of wall jets*, Journal of Fluid Mechanics 2 (1957) 467-472.
- Baillet F., Durox D., Demare D.,** *Experiments on Imploding Spherical Flames: Effects of Curvature*, 29th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, 2002, pp. 1453-1460.
- Becker H.A. Yamakazi S.,** *Entrainment, momentum flux and temperature in vertical free turbulent diffusion flames*, Combustion and Flame, 33 (1978) 123-149.
- Benchirfa R., Zelji D., Bennouna A., Zazi K.,** *L'hydrogène combustible du futur*.
- Booschart K.J., de Goey L.P.H.,** *The laminar burning velocity of flames propagating in mixtures of hydrocarbons and air measured with the heat flux method*, Combustion and Flame, 136 (2004) 261-269.
- Boulanger J.,** *Caractérisation de l'extrémité d'une flamme de diffusion. Analyse asymptotique et simulation numérique directe de la combustion partiellement prémélangée*, Thèse de l'Université de Rouen, 2002.
- Bourehla A., Baillet F.,** *Appearance and Stability of a Laminar Conical Premixed Flame Subjected to an acoustic Perturbation*, Combustion and Flame, 114 (1998) 303-318.
- Bresson A.,** *Technique d'imagerie quantitatives : fluorescence induite par laser appliquée aux écoulements et aux combustions*, Thèse de l'Université de Rouen, 2000.
- Broadwell J.E., Breidenthal R.E.,** *A simple model of mixing and chemical reaction in a turbulent shear layer*, Journal of Fluids Mechanics, 125 (1982) 397-410.
- Buckmaster J.D.,** *A mathematical description of open and closed flame tip*, Combust. Sci and Tech., 20 (1979) 33-40.
- Buckmaster J., Crowley, A.B.,** *The fluid mechanics of flame tips*, Journal of Fluids Mechanics, 131 (1983ws) 341.
- Buckmaster J., Ludford G.S.S.,** *Theory of laminar flames*, Trumpington street, Cambridge CB2 1RP, Cambridge University Press, 1982, Cambridge Monographs on Mechanics and Applied Mathematics edition ISBN: 0-521-23923-X.
- Buckmaster J., Weber R.,** *Edge flames and their stability*, Combust. Sci. and Tech., 115 (1996) 41-68.
- Cessou A.,** *Stabilisation de la combustion diphasique turbulente au-dessus d'un injecteur coaxial methanol/air*, Thèse de l'Université de Rouen 1994.
- Cessou A., Maurey C., Stepowski D.,** *Parametrical and statistical investigation of the behaviour of a lifted flame over a turbulent free-jet structure*, Combustion and Flame, 137 (2004) 458-477.
- Chen Y.C., Bilger R.W.,** *Stabilization mechanisms of lifted laminar flames in axisymmetric Jets Flows*, Combustion and Flame, 122 (2000) 377-399.
- Chevalier M.,** *Energie: mission impossible*, Alternative économique, Hors série n°58, 4^{ème} trimestre 2003.
- Choi C.W., Puri I.K.,** *Response of flame speed to positively and negatively curved premixed flames*, Combust. Theory and Modelling, 7 (2003) 205-220.

Chung S.H., Law C.K., *An integral analysis of the structure and propagation of stretched premixed flames*, Combustion and Flame, 72 (1988) 325-336.

Chung S.H., Lee B.J., *On the characteristics of laminar lifted flames in a nonpremixed jet*, Combustion and Flame, 86 (1991) 62-72.

Clavin P., Joulin G., *Premixed flames in large scale and high intensity flow*, J.Physique-Lettres, 44 (1982) L1-L12.

Clavin P., Williams F., *Effects of molecular diffusion and of thermal expansion on the structure and dynamics of premixed flames in turbulent flow*, Journal of Fluids Mechanics, 116 (1983) 251.

Clavin P., Joulin G., *Dynamic behaviour of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows*, Prog. Energy Combust. Sci., 11 (1985) 1-59.

Cléon G., Cessou A., Stepowski D., *A new set-up for single-shot measurements in turbulent flames by spontaneous Raman scattering – Application in high pressure cryogenic flames*, submitted to 13th International Symposium on Applications of laser Techniques to Fluid Mechanics Lisbon June 2006.

Dégardin O., Renou B., Boukhalfa A.M., *Simultaneous measurement of temperature and fuel mole fraction using acetone planar induced fluorescence and Rayleigh scattering in stratified flames*, Experiments and Fluids Article in press, 2005.

Demare D., *Stabilisation d'une flamme suspendue non-prémélanée-Influence d'un champ acoustique*, Thèse de l'Université de Rouen, 2003.

Deschamps Y., *L'interchangeabilité des gaz, présentation d'une méthode générale et son application aux gaz naturels*, Thèse de l'Université de Rouen, 1984.

Dold J.W., *Flame propagation in a non uniform mixture: analysis of a slowly varying triple flame*, Combustion and Flame, 76 (1989) 71-88.

Durox D., Baillot F., Scouflaire P., Prud'Homme R., *Some Effects of Gravity on the Behaviour of Premixed Flames*, Combustion and Flame 82 (1990) 66-74.

Durox D., Ducruix S., Candel S., *Experiments on Collapsing Cylindrical*, Combustion and Flame 125 (2001) 982-1000.

Echekki T., Mungal M.G., *Flame speed measurements at the Tip of a slot burner: effects of flame curvature and hydrodynamic stretch*, 23th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, 1990, pp. 455-461.

EN-203-1, *European Committee for Standardization, Specification for Gas heated catering equipment, Part 1. Safety requirements*, EN 203-1:1992 Part 2. *Rational use of energy*, EN 203-2:1995.

EN-437, *Journal Officiel de l'Union européenne*, 2003, C313-2.

Favier V., Vervisch L., *Edge flames and partially combustion on diffusion flame quenching*, Combustion and Flame, 125 (2001) 788-803.

Ghosal S., Vervisch L., *Stability diagram for Lift off and Blow out of a round jet laminar diffusion flame*, Combustion and Flame, 123 (2001) 646-655.

Glauert M.B., *The wall jet*, Journal of Fluid Mechanics, 1 (1956) 625-643.

Glassman I., *Combustion*, 2nd edition, Orlando Academic Press, 1987.

- Godard G.**, *Etude expérimentale de la structure du champ d'un scalaire passif dans une allée de Bénard-von Karman*, Thèse de l'Université de Rouen, 2001.
- Goldstein R.J.**, *Fluid mechanics measurements*, Hemisphere publishing corporation, 1983.
- Gu X., Haq M., Lawes M., Woolley R.**, *Laminar burning velocity and markstein lengths of methane air mixtures*, Combustion and Flame, 121 (2000) 41-58.
- Han D. Mungal M.G.**, *Direct measurement of entrainment in reacting/non reacting turbulent jets*, Combustion and Flame, 124 (2001) 370-386.
- Hartley L.J., Dold J.W.**, *Flame propagation in a non uniform mixture: Analysis of a propagating triple-flame*, Combust. Sci. and Tech., 80 (1991) 23-46.
- Hill B.J.**, *Measurement of local entrainment rate in the initial region of axisymmetric turbulent air jets*, Journal of Fluid Mechanics 51 (1972) 773-779.
- Honoré D., Maurel S., Quinqueneau A.**, *Particle Image Velocimetry in a semi-industrial IMW boiler*, The 4th International workshop on PIV, Göttingen (Allemagne) Sept. 17-19, 2001.
- Honoré D.**, *Advanced measurements in industrial combustion systems*, Turbulent Combustion Ed. L. Vervisch, D. Veynante, J.P.A.J. van Beeck, Von Karman Institute for Fluid Dynamics, Belgique, Lecture Series 2005-02.
- Jones H.R.N.**, *The application of combustion principles to domestic gas burner design*, British Gas, E & F.N.Spon Editions, 1991.
- Jugjai S., Rungsimuntuchart N.**, *High efficiency heat-recirculating domestic gas burner*, Experimental Thermal and fluid Science, 26 (2002) 581-592.
- Kalghatgi G.T.**, *Lift-off heights and visible lengths of vertical turbulent jet diffusion flames in still air*, Combust. Sci. and Tech., 41(1984) 17-29.
- Kim N.I., Seo J.I., Oh K.C., Shin H.D.**, *Lift off characteristics of triple flame with concentration gradient*, 30th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, 2005, pp. 367-374.
- Kioni P.N., Bray K.N.C., Greenhalgh D.A., Rogg B.**, *Experimental and numerical studies of a triple flame*, Combustion and Flame, 116 (1999) 192-206.
- Larass N.**, *Caractérisation expérimentale des champs thermiques et dynamiques de la combustion dans une chaudière domestique*, Thèse de l'Université de Rouen, 2000.
- Law C.K., Sung C.J.**, *Structure, aerodynamics and geometry of premixed flamelets*, Prog. Energy Combust. Sci., 26 (2000) 459-505.
- Lecordier B.**, *Etude de l'interaction de la propagation d'une flamme prémélangée avec le champ aérodynamique, par association de la tomographie Laser et de la vélocimétrie par Images de particules*, Thèse de l'Université de Rouen, 1997.
- Lecordier B., Trinité, M.**, *Advanced PIV algorithms with image distortion validation and comparison using synthetic images of turbulent flow*, Particle Image Velocimetry: recent improvement, Springer, 2003.
- Lee B.J., Chung S.H.**, *Stabilization of Lifted Tribrachial Flames in a Lamiar Nonpremixed Jet*, Combustion and Flame, 109 (1997) 163-172.
- Lee J., Chung S.H.**, *Characteristics of reattachment and Blowout of Laminar Lifted Flames in partially premixed Propane jets*, Combustion and Flame, 127 (2001) 2194-2204.

Lewis B., Von Elbe G., *Combustion, Flames and Explosions of Gases*, 3rd edition, Academic Press, 1987

Lock A., Ganguly R., Puri I.K., Aggarwal S.K., Hedge U., *Gravity effects on partially premixed flames: an experimental-numerical investigation*, 30th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, 2005, pp. 511-518.

Luque J., Crosley D.R., *LIFBASE : database and spectral simulation for OH A-X, OD A-X, NO A-X, NO D-X, and CH A-X, B-X, C-X*, Rapport interne 1996.

Lyons K.M. Watson K.A., *Partially premixed combustion in lifted turbulent jets*, Combust. Sci. and Tech., 156 (2000), 97-105.

Lyons K.M. Watson K.A. Carter C.D. Donbar J.M., *On flame holes and local extinction in lifted – jet diffusion flames*, Combustion and Flame, 142 (2005) 308-313.

Makmool U., *Thesis proposal: Thermal Performance Improvement of LPG cooking Burner*, The Joint Graduate School of Energy and Environment at King Mongkut's University of Technology Thonburi.

Mallard E., Le Chatelier, H.L., Ann.Mines, 4, 379, 1883

Mansour M.S., *Stability characteristics of lifted turbulent partially premixed jet flames*, Combustion and Flame, 133 (2003) 263-274.

Markstein G., *Non steady flame propagation*, Pergamon Press, 1964.

Matalon M., *On flame stretch*, Combust. Sci. and Tech., 31 (1983) 169-181.

Matsumoto R., Nakajima T., Kimoto K., Noda S., Maeda S., *An Experimental study On low frequency Oscillation and flame generated turbulence in premixed/diffusion Flames*, Combustion Sci. and Tech., 27 (1982) 103 111.

Maurey C., Stage de DEA de l'Université de Rouen, 1997.

Maurey C., *Etude expérimentale de la stabilisation et du soufflage des flammes de diffusion turbulentes suspendues de flammes turbulentes non prémélangées générées par des brûleurs industriels modèles*, Thèse de l'Université de Rouen, 2001.

Mikolaitis D., *The interaction of flame curvature and stretch, Part I: the concave premixed flame*, Combustion and Flame, 57 (1984) 25 31.

Mikolaitis D., *The interaction of flame curvature and stretch, Part II: the convex premixed flame*, Combustion and Flame, 58 (1984) 23 29.

Mokhtarian F., Macworth A., *Scale based description and recognition of planar curves and 2D shapes*, IEEE transactions on pattern analysis and machine intelligence, PAM1-8, N°1, (1986) 34-43.

Monnot G. *La combustion dans les fours et les chaudières*, Editions Technip, 1978.

Mukhopadhyay A., Puri I.K., *an assessment of stretch effects on a flame tip using the thin and thick flame formulations*, Combustion and Flame, 133 (2003) 499-502.

Muniz L., Mungal M.G., *Instantaneous flame stabilization velocities in lifted-jet diffusion flames*, Combustion and Flame, 111 (1997) 16-31.

Najm H.N., Paul P.H., Mueller C.J., Wyckoff P.S., *On the adequacy of certain experimental observables as measurements of flame burning rate*, Combustion and Flame, 113 (1998) 312-332.

- Peters N., Williams F.,** *Liftoff characteristics of turbulent jet diffusion flames*, AIAA Jnl., Vol. 21, n°3 (1983).
- Philipps H.,** *Flame in a buoyant methane layer*, 10th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, 1965, pp. 1277-1283.
- Pires Da Cruz A., Dean, A., Grenda J. A.,** *Numerical study of the laminar flame speed of stratified methane air flames*, 28th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, 2000 pp. 1925-1932.
- Plessing T., Terhoeven P., Peters N., Mansour M.S.,** *An experimental and numerical study of a laminar triple flame*, Combustion and Flame, 115 (1998) 335-353.
- Poinsot T., Echekki R., Mungal M.G.,** *A study of the laminar Flame Tip and implications for premixed turbulent combustion*, Combust. Sci. and Tech., 81 (1991) 45-73.
- Puri I.K., Aggarwal S.K., Ratti S., Azzoni R.,** *On the similitude between lifted and burner stabilized triple flames: a numerical and experimental investigation*, Combustion and Flame, 124 (2001) 311-325.
- Qin X., Puri I.K., Aggarwal S.K.,** *Characteristics of lifted triple flames stabilized in the near field of a partially premixed axisymmetric jet*, 29th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, 2002, pp. 1565-1572.
- Qin X., Choi C.W., Mukhopadhyay A., Puri I.K., Aggarwal S.K., Katta V.R.,** *Triple flame propagation and stabilization in a laminar axisymmetric jet*, Combust. Theory and Modelling, 8 (2004) 293-314.
- Revuelta A., Sanchez A.L., Linan A.,** *Laminar mixing in diluted and undiluted fuel jets upstream from lifted flames*, Combustion and Flame, 128:199-210 (2002).
- Ricou F.P., Spalding D.B.,** *Measurements of entrainment by axisymmetrical turbulent jets*, Journal of Fluid Mechanics, 11 (1961) 21- 32.
- Ruetsch G. R., Vervisch L., Linan A.,** *Effects of heat release on triple flame*, Phys. Fluids, 6 (7), (1995) 1447-1454.
- Searby G., Quinard J.,** *Direct and Indirect Measurements of Markstein Numbers of Premixed Flames*, Combustion and Flame, 82:298-311 (1990).
- Serres I.,** *Caractérisation expérimentale de l'effet de la masse volumique et du confinement sur un jet axisymétrique impactant-Application à l'optimisation d'un brûleur domestique à induction atmosphérique*, Thèse de l'Université d'Orléans, 2001
- Shu Z., Krass B.J., Choi C.W., Aggarwal S.K., Katta V.R., Puri I.K.,** *An experimental and numerical investigation of the structure of steady two-dimensional partially premixed methane-air flames*, 27th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, 1998, pp. 625-632.
- Sung C.J., Law C.K., Axelbaum R.L.,** *Thermophoretic effects on seeding particles in LDV measurements of flames*, Combust. Sci. and Tech., 99 (1994) 119-132.
- Susset A., Most J.M., Honoré D.,** *A novel architecture for a super-resolution PIV algorithm developed for the improvement of the resolution of large velocity gradient measurement*, Experiments in Fluids, (40) 2006 pp.70-79.
- Takahashi F., Mizomoto M., Ikai S., Futaki N.,** *Lifting mechanism of free jet diffusion flames*, 20th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, 1984, pp. 295-302.

Takahashi F., Schmoll W.J., *Lifting criteria of jet diffusion flames*, 23th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, 1990, pp. 375-382.

Takahashi F., Katta V.R., *Structure of propagating edge diffusion flame in hydrocarbon fuel jets*, 30th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, 2005, pp. 375-382.

Talbot L., Cheng R.K., Schefer R.W., Willis D.R., *Thermophoresis of particles in a heated boundary layer*, Journal of Fluid Mechanics, 101 (1980) 737-758.

Toong T.Y., Salant R.F., Stoperford J.M., et Aiderson J.Y., *Mechanism of combustion instability*, 10th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, 1965, pp. 1301-1324.

Tseng L.K., Ismail M.A., Faeth G.M., *Laminar Burning Velocities and Markstein numbers of Hydrocarbon/Air flames*, Combustion and Flame, 95 (1996) 410-426.

Vanquickenborne I., Van Tiggelen A., *The stabilization mechanism of lifted diffusion flames*, Combustion and Flame, 10 (1966) 59-69.

Watrasiwicz B.M., Rudd M.J., *Laser Doppler Measurements* Butterworth & Co Publishers London Boston, 1976.

Watson K. A., Lyons K. M., Donbar J. M., Carter C. D., *Scalar and velocity field measurements in a lifted CH₄-Air diffusion flame*, Combustion and Flame, 117 (1999) 257-271.

Watson K.A., Lyons K.M., Donbar J.M., Carter C.D., *Simultaneous Rayleigh Imaging and CH-PLIF Measurements in a lifted jet diffusion flame*, Combustion and Flame, 123 (2000) 252-265.

Williams F.A., *Combustion Theory*, Edition Addison-Wesley Reading, Massachusetts, 1985.

Won S.H., Kim J., Hong K.J., Cha M.S., Chung S.H., *Stabilization of lifted flame edge in the near field of coflow jets for diluted methane*, 30th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, 2005, pp. 339-347.

Yeh Y., H.Z.Cummins H.Z., *Localized fluid flow measurements with an He-Ne laser spectrometer*, Applied Physics Letters., 4 n°10 (1964) 176-178.

Yokomori T., Mizomoto M., *Flame temperatures along a laminar premixed flame with a non-uniform stretch rate*, Combustion and Flame, 135 (2003) 489-502.

Zhou J., Nishida K., Yoshizaki T., Hiroyasu H., *Flame propagation characteristics in heterogeneous concentration distribution of fuel air mixture*, SAE Paper 982563, 1998.