HAL
open science

Étude expérimentale du comportement et de l'évaporation d'un film liquide combustible en présence d'une flamme

Nicolas Borgetto

▶ **To cite this version:**

Nicolas Borgetto. Étude expérimentale du comportement et de l'évaporation d'un film liquide combustible en présence d'une flamme. Autre [cond-mat.other]. INSA de Lyon, 2011. Français. NNT : 2011ISAL0106 . tel-00690528

HAL Id: tel-00690528

https://theses.hal.science/tel-00690528

Submitted on 23 Apr 2012

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.

N° d'ordre : 2011ISAL0106 Année 2011

Thèse

Étude expérimentale du comportement et de l'évaporation d'un film liquide combustible en présence d'une flamme

présentée devant
L'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon

pour obtenir
Le grade de DOCTEUR

Formation doctorale : Thermique et Énergétique
École doctorale : MEGA (Mécanique, Énergétique, Génie Civil et Acoustique)

par
Nicolas BORGETTO
(Ingénieur)

Soutenue le 24 octobre 2011 devant la Commission d'examen

M. F. ANDRÉ	Chargé de Recherche CNRS (INSA de Lyon)	Invité
M. G. BRUNEAUX	Ingénieur de Recherche (IFP Energies Nouvelles)	
Mme D. ESCUDIÉ	Directrice de Recherche CNRS (INSA de Lyon)	Directrice de Thèse
M. C. GALIZZI	Maître de Conférences (INSA de Lyon)	Co-encadrant
M. C. LUPI	Maître de Conférences (Université de Nantes)	
Mme C. MORIN	Professeur (Université de Valenciennes)	Rapporteur
M. D. VEYNANTE	Directeur de Recherche CNRS (Ecole Centrale Paris)	Rapporteur

Laboratoire de recherche : CETHIL (Centre de Thermique de Lyon) - UMR5008

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

À Rita

À mes parents

À ma famille

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

INSA Direction de la Recherche - Ecoles Doctorales - Quinquennal 2011-2015

SIGLE	ÉCOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNÉES DU RESPONSABLE
CHIMIE	**CHIMIE DE LYON**	M. Jean Marc LANCELIN Université de Lyon - Collège Doctoral Bât ESCPE 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43 13 95 directeur@edchimie-lyon.fr
E.E.A.	**ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE**	M. Gérard SCORLETTI Ecole Centrale de Lyon 36 avenue Guy de Collongue 69134 ECULLY Tél : 04.72.18 60 97 Fax : 04 78 43 37 17 Gerard.scorletti@ec-lyon.fr
E2M2	**EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION**	Mme Gudrun BORNETTE CNRS UMR 5023 LEHNA Université Claude Bernard Lyon 1 Bât Forel 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cédex Tél : 04.72.43.12.94 e2m2@biomserv.univ-lyon1.fr
EDISS	**INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTE**	M. Didier REVEL Hôpital Louis Pradel Bâtiment Central 28 Avenue Doyen Lépine 69677 BRON Tél : 04.72.68 49 09 Fax : 04 72 35 49 16 Didier.revel@creatis.uni-lyon1.fr
INFOMATHS	**INFORMATIQUE ET MATHEMATIQUE**	M. Johannes KELLENDONK Université Claude Bernard Lyon 1 LIRIS - INFOMATHS Bâtiment Nautibus 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43.19.05 Fax 04 72 43 13 10 infomaths@bat710.univ-lyon1.fr
Matériaux	**MATERIAUX DE LYON**	M. Jean-Yves BUFFIERE INSA de Lyon École Doctorale Matériaux Bâtiment Antoine de Saint-Exupéry 25bis Avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Tél : 04 72 43 71 70 Fax : 04 72 43 72 37 ed.materiaux@insa-lyon.fr
MEGA	**MECANIQUE, ENERGETIQUE, GÉNIE CIVIL, ACOUSTIQUE** (ED n°162)	M. Philippe BOISSE INSA de Lyon École Doctorale MEGA Bâtiment Antoine de Saint-Exupéry 25bis Avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Tél : 04 72 43 71 70 Fax : 04 72 43 72 37 mega@insa-lyon.fr
ScSo	**ScSo***	M. OBADIA Lionel Université Lyon 2 86 rue Pasteur 69365 LYON Cedex 07 Tél : 04.78.69.72.76 Fax : 04.37.28.04.48 Lionel.Obadia@univ-lyon2.fr

*ScSo : Histoire, Geographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Remerciements

Cette thèse de doctorat a été réalisée à l'INSA de Lyon au sein du laboratoire CETHIL (Centre de Thermique de Lyon) - UMR 5008. Elle est le résultat d'un travail de recherche personnel, mais aussi celui d'une équipe. De manière générale, je souhaite remercier toutes les personnes qui m'ont accompagné dans cette expérience et aidé à faire aboutir ce projet.

Je tiens à remercier tout particulièrement, ma Directrice de Thèse et Directrice du laboratoire CETHIL, Madame Dany ESCUDIÉ, Directrice de Recherche CNRS, qui a dirigé ce travail. Elle a été secondée par Monsieur Cédric GALIZZI que je remercie vivement. Il a en effet participé à l'encadrement et facilité mon intégration, en tant qu'enseignant, au Premier Cycle de l'INSA de Lyon. Je souhaite ensuite exprimer ma profonde gratitude à Monsieur Frédéric ANDRÉ qui m'a apporté son aide et son soutien tout au long de ce travail.

Je remercie très sincèrement Madame Céline MORIN, Professeur à l'Université de Valenciennes, et Monsieur Denis VEYNANTE, Directeur de Recherche CNRS à l'Ecole Centrale Paris, d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail. Je souhaite associer à ces remerciements Messieurs Cyril LUPI, Maître de Conférences à l'Université de Nantes, et Gilles BRUNEAUX, Ingénieur de Recherche à l'IFP Energies Nouvelles, car ils ont également fait partie des membres du jury et manifesté un grand intérêt pour cette étude.

J'oublie malheureusement certains de mes collègues du CETHIL et du département GEN (Génie Energétique et Environnement) en ne remerciant que Jocelyn BONJOUR, Valérie DESJARDIN, Frédéric LEFEVRE, Jean-François LEONE, Rémi REVELLIN, Jean-François SACADURA et Rodolphe VAILLON pour leurs conseils.

Cette étude a bénéficié du support financier de l'Agence Nationale de la Recherche à travers les programmes MESOPTI-CO2, Moteurs à ESsence à émissions de CO2 OPTImisées, et ACTING-CO2, Allumage Commandé : Technologies Innovantes de Gain en CO2.

La contribution du CETHIL à ces programmes étant majoritairement expérimentale dans des domaines scientifiques et techniques très variés, je remercie chaleureusement l'ensemble du personnel technique du CETHIL, et en particulier, Jean-Dominique, Joël, Nicolas, Bernard, Guillaume, Aurélien, mais aussi les informaticiens Fabrice et Loïc, ainsi que Florence, Agnès, Alexandra et Corinne. Pour les moments passés ensemble, je remercie aussi les doctorants et post-doctorants du laboratoire que j'ai connus à cette époque comme Stéphane, Benoît, Charles, Mathieu, Damien, Christophe, Carolina, Maxime, Rémi, Sylvain, Julien, Ion, Eui Jong, etc. Les amis qui m'ont appuyé sont également nombreux, mais je tiens tout particulièrement à citer Greg, Nico, Stéphane et Caro.

Enfin, l'essentiel de mes remerciements va à ma famille et à Rita qui a su m'aider à outrepasser les difficultés en m'apportant son soutien.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Résumé

L'évolution des stratégies d'injection du combustible dans les moteurs automobiles a fait apparaître de nouvelles problématiques. Parmi celles-ci, l'existence d'un dépôt de carburant sur les parois de la chambre de combustion a un impact sur les performances environnementales du moteur. En effet, l'évaporation de ce film liquide en proche paroi ne peut qu'influencer de manière sensible la phase de combustion.

L'objectif de ce travail était de mettre en place une configuration académique maîtrisée et les diagnostics nécessaires à une première analyse phénoménologique du comportement et de l'évaporation d'un film liquide combustible déposé sur une paroi interagissant avec la combustion en phase gazeuse.

L'approche expérimentale choisie a permis de générer un dépôt d'heptane liquide contrôlé sur une paroi verticale. Celle-ci est positionnée dans un écoulement ascendant de prémélange air/méthane dans lequel une flamme oblique est stabilisée sur un barreau. En parallèle, un diagnostic de mesure a été développé pour étudier les propriétés du film. Ce système d'interférométrie à faible cohérence a permis de réaliser une mesure locale simultanée de la température de paroi et de l'épaisseur du film en présence de l'écoulement réactif.

Dans un premier temps, l'étude de configurations non réactives a permis de préciser les caractéristiques du film et de son évaporation, lorsque celui-ci s'écoule à contre-courant de l'écoulement gazeux. Plusieurs comportements types ont été mis en évidence et analysés.

En présence de la flamme, une première approche a été consacrée à l'évolution des mécanismes qui influencent l'évaporation du film et son comportement par rapport au cas non réactif. Enfin, une analyse phénoménologique de l'impact de l'évaporation au sein de la couche limite sur les caractéristiques du front de flamme a été menée. Celle-ci a permis de mettre en évidence l'effet rétroactif de ce dernier sur le mélange des vapeurs, et une forte diversité des zones réactionnelles dans l'espace.

Mots clés : film liquide, transferts thermiques, évaporation, combustion partiellement prémélangée, diagnostics optiques, interférométrie à faible cohérence.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Summary

The evolution of fuel injection strategies in automobile engines has brought about new problem sets in their design and optimization. Among these, is the deposition of liquid fuel on the inner walls of the combustion chamber, impacting the environmental performance of the engine. Indeed, evaporation of the liquid film near the wall can significantly influence combustion.

The aim of this work was to develop a controllable experimental configuration along with the necessary diagnostics for a first phenomenological analysis of the behaviour and evaporation of a liquid fuel film deposited on a wall as it interacts with gas phase combustion.

The chosen experimental approach allowed the generation a liquid film of heptane on a vertical wall that is positioned within an upward flowing lean premixed methane/air mixture with a rod stabilised oblique V-flame. In parallel, a low coherence interferometry diagnostic system was developed to study the properties of the heptane film, permitting simultaneous measurements of the local wall temperature and film thickness in the presence of a reacting flow.

Initially, the properties of the film and its evaporation were studied under non reacting conditions in a counter-current gas flow configuration. Several typical trends were identified and analyzed.

In the presence of the flame, the change in physical mechanisms that influence the evaporation and behaviour of the film was evaluated by comparing results to the non reacting case. Phenomenological analysis was then conducted on the impact of film evaporation within the velocity boundary layer on the properties of the flame front. A retroactive effect of the flame front on the mass transfer of heptane gas was observed and a significant spatial variation of reaction zones reported.

Key words : liquid film, heat transfer, evaporation, partially premixed combustion, optical diagnostics, low coherence interferometry.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Sommaire

Remerciements **i**

Résumé **iii**

Summary **v**

Sommaire **vii**

Nomenclature **xi**

Introduction **1**

1 Des contraintes environnementales à l'analyse phénoménologique de l'interaction **3**

1.1 Émissions polluantes et réglementation 4

1.2 Voies d'amélioration pour la réduction des émissions des moteurs thermiques 5

1.3 Phénoménologie de l'interaction entre un écoulement réactif et un dépôt de film liquide 7

1.3.1 Les configurations d'interaction rencontrées dans un moteur 7

1.3.2 Écoulement réactif et formulation de la problématique générale 9

1.3.3 De l'interaction *front de flamme/paroi* à l'impact d'un dépôt de carburant sur cette interaction 10

1.4 De la caractérisation de l'interaction à la mise au point d'une démarche 14

1.4.1 Bilan des mécanismes et identification des paramètres de premier ordre 14

1.4.2 Définition des phases d'interaction en configuration monodimensionnelle laminaire 18

1.4.3 Questions fondamentales et objectifs de la démarche 20

1.4.4 Sélection d'une configuration expérimentale académique 21

1.5 Conclusion 23

2 Présentation du dispositif expérimental **25**

2.1 Description de la soufflerie de prémélange 26

2.2 Technique de dépôt du film liquide 28

2.2.1 Description du dispositif 28

2.2.2 Principales contraintes et choix des matériaux 30

2.2.3 Mouillage d'un liquide sur une surface solide 31

2.3 Fonctionnement du dispositif de dépôt avec la soufflerie 32

2.3.1 Spécificités de l'installation expérimentale avec le film liquide 32

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

2.3.2 Synthèse des configurations d'étude 33
2.3.3 Bilan des paramètres ajustables de l'expérience 34
2.4 Conclusion 35

3 Mesures par interférométrie à faible cohérence 37
3.1 Avantages de l'interférométrie à faible cohérence 38
3.2 Principe de l'IFC et simulation d'interférogramme 40
3.2.1 Principe de l'interféromètre avec une source à faible cohérence 40
3.2.2 Interférogramme associé à une onde monochromatique 41
3.2.3 Développement d'un outil numérique pour l'étude d'une source réelle 43
3.2.4 Cas de validation : source gaussienne 44
3.3 Traitement numérique des interférogrammes et étude de sensibilité 46
3.3.1 Analyse numérique des interférogrammes 46
3.3.2 Analyse de l'effet de quelques phénomènes physiques 47
3.3.3 Impact de la thermique sur l'erreur globale de mesure 50
3.4 Étude d'une configuration de validation de mesure d'épaisseur par IFC 51
3.4.1 Cas du film liquide s'écoulant librement sur une paroi verticale 51
3.4.2 Dispositif d'IFC et précautions préalables 53
3.4.3 Démarche expérimentale pour étudier le film liquide 54
3.4.4 Résultats obtenus 55
3.5 Mesure non intrusive de température de paroi par IFC 58
3.5.1 Principe de la mesure de température de paroi 58
3.5.2 Démarche mise en place pour vérifier la pertinence de la mesure 59
3.5.3 Résultats de la confrontation des mesures de température 60
3.6 Conclusion 61

4 Étude de l'interaction entre l'écoulement gazeux et le système *paroi/liquide* 63
4.1 Étude de l'influence de l'écoulement gazeux 64
4.1.1 Effets de l'écoulement gazeux à contre-courant sur le film liquide 64
4.1.2 L'évaporation du film implique une diminution notable de la température . . . 67
4.1.3 Démarche expérimentale en considérant le phénomène d'évaporation 68
4.1.4 Résultats de l'étude du comportement du film liquide 68
4.2 Étude de l'évaporation du film 72
4.2.1 Effets du film sur l'écoulement gazeux 72
4.2.2 Démarche expérimentale pour évaluer les flux évaporés 78
4.2.3 Principaux résultats obtenus 78
4.3 Analyse locale de la phase gazeuse à proximité du film 81
4.3.1 Conditions expérimentales et diagnostics de mesure 81
4.3.2 Caractéristiques de la couche limite aérodynamique 82
4.3.3 Visualisations de la couche limite massique 85
4.3.4 Comparaison des profils lors de faibles vitesses d'évaporation 86
4.4 Conclusion 87

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

5 Étude expérimentale de l'interaction *front de flamme/film* 89
5.1 Identification des effets prépondérants sur le front de flamme au cours de l'interaction 90
5.1.1 Grandeurs caractéristiques d'une flamme laminaire prémélangée 90
5.1.2 Influence de la thermochimie sur la vitesse de propagation au cours de l'interaction 91
5.1.3 Influence des propriétés de l'écoulement et de l'étirement 94
5.1.4 Bilan des influences sur le front de flamme lors de l'interaction 96
5.2 De la flamme oblique laminaire homogène aux deux types d'état d'interaction 97
5.2.1 La topologie de la flamme oblique homogène 97
5.2.2 Champ aérodynamique et propagation de la flamme homogène 98
5.2.3 La position de la flamme et les deux types d'état d'interaction 99
5.3 Effets de l'écoulement réactif sur le système *paroi/liquide* 101
5.3.1 Effet du rayonnement 101
5.3.2 Étude du comportement et de l'évaporation du film liquide en Interaction Lointaine 104
5.3.3 Propriétés du film liquide lorsque le FF se rapproche de la paroi 109
5.4 Étude expérimentale d'états d'interaction proche 112
5.4.1 Objectifs et présentation des caractéristiques des états d'interaction retenus . . 112
5.4.2 Analyse phénoménologique de l'interaction 115
5.4.3 Description statistique de l'interaction 131
5.4.4 Analyse du champ aérodynamique dans la zone instationnaire de l'interaction . 137
5.5 Conclusion 145

Conclusion et perspectives 147

A Outils de diagnostic utilisés pour caractériser l'écoulement réactif 153
A.1 Une technique de visualisation, la tomographie 154
A.2 Description du champ aérodynamique 157
A.2.1 Anémométrie Doppler Laser (ADL ou LDA) 157
A.2.2 Vélocimétrie par Images de Particules (VIP ou PIV) 159
A.3 Description du champ de concentration 160
A.3.1 Sonde de prélèvement pour caractériser le prémélange 160
A.3.2 Fluorescence Induite par Laser (FIL ou LIF) pour étudier la couche limite massique 161

B Détails de certaines caractéristiques du dispositif expérimental 165
B.1 Caractéristiques du prémélange en sortie de la soufflerie 166
B.1.1 Concentration en méthane 166
B.1.2 Caractéristiques aérodynamiques du cône de potentiel 166
B.2 Couche limite aérodynamique avec la paroi en silice 168
B.3 Positionnement du barreau de stabilisation 169
B.4 Stratégie utilisée pour éviter la stabilisation d'une flamme non souhaitée 169

C Démarche analytique pour obtenir l'interférogramme d'un milieu bicouche 171

D Évaluation de l'erreur de mesure par IFC dans des conditions isothermes 175

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Liste des figures 181

Liste des tableaux 187

Références bibliographiques 189

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Nomenclature

Pour plus de clarté, cette nomenclature ne contient pas les éléments sporadiquement introduits.

Principaux symboles latins

Symbole	Signification	Unité
c	Célérité d'une onde	$\mathrm{m.s^{-1}}$
c^*	Vitesse de phase ($= c/u_0$)	-
C_P	Chaleur spécifique à pression constante	$\mathrm{J.kg^{-1}.K^{-1}}$
d	Épaisseur géométrique ou distance	m
d	Distance entre le centre du barreau et la paroi	m
D	Coefficient de diffusion	$\mathrm{m^2.s^{-1}}$
d'	Distance entre le front de flamme et la paroi	m
Da	Nombre de Damköhler	-
Ev	Débit massique évaporé comparé au débit entrant	-
Fi	Nombre de film	-
g	Accélération de la pesanteur	$\mathrm{m.s^{-2}}$
h	Coefficient d'échange convectif	$\mathrm{W.m^{-2}.K^{-1}}$
h	Épaisseur de film (modèles)	m
i	Nombre complexe	-
I	Intensité	u.a.
k	Conductivité thermique	$\mathrm{W.m^{-1}.K^{-1}}$
k	Nombre d'onde de film adimensionnel ($= 2\pi h_0/(\lambda)$)	-
$\mathbf{k}$	vecteur d'onde ($= 2\pi\sigma$)	$\mathrm{cm^{-1}}$
K	Flux massique évaporé adimensionnel	-
Ka	Nombre de Karlovitz	-
l	Largeur	m
L	Longueur	m
$\mathcal{L}_a$	Longueur de Markstein	m
Le	Nombre de Lewis	-
L_V	Chaleur latente de vaporisation	$\mathrm{J.kg^{-1}}$
$\dot{m}$	Débit massique	$\mathrm{kg.s^{-1}}$
$\dot{m}_{vap}$	Taux d'évaporation ou débit massique évaporé	$\mathrm{kg.s^{-1}}$
M	Masse Molaire	$\mathrm{kg.mol^{-1}}$
n	Indice de réfraction	-

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

n	Densité de flux massique de l'espèce considérée	$kg.m^{-2}.s^{-1}$
P	Pression	Pa
Pr	Nombre de Prandtl	-
q	Débit volumique par unité de largeur	$m^2.s^{-1}$
$\dot{q}$	Densité de flux thermique	W/m^2
$\dot{Q}$	Débit volumétrique	$m^3.s^{-1}$ (ou $L.min^{-1}$)
r	Coefficient de réflexion en amplitude	-
R	Constante des gaz parfaits ($R = 8,314$)	$J.mol^{-1}.K^{-1}$
R	Réflectance en énergie	-
Re	Nombre de Reynolds	-
Sc	Nombre de Schmidt	-
S_f	Signal de fluorescence	u.a.
S_L	Vitesse de propagation laminaire	$m.s^{-1}$
t	Coefficient de transmission en amplitude	-
t	Temps	s
T	Température	°C ou K
T	Transmittance en énergie	-
$\dot{w}$	Taux de réaction	$kg.m^{-2}.s^{-1}$
We	Nombre de Weber	-
x	Norme du vecteur position de $\mathcal{R}$	m
y	Norme du vecteur position de $\mathcal{R}$	m
Y	Fraction massique	-
z	Norme du vecteur position de $\mathcal{R}$	m

Principaux symboles grecs

Symbole	Signification	Unité
α	Diffusivité thermique	$m^2.s^{-1}$
α	Taux d'amplification spatial des ondes	-
β	Énergie d'activation normalisée	-
γ	Tension de Surface	$N.m^{-1}$
δ	Différence de marche engendrée par le miroir mobile	m
δ'	Position du miroir mobile	m
δ_{CL}	Épaisseur de la Couche Limite (CL)	m
δ_L	Épaisseur du front de flamme Laminaire (L)	m
δ_q	Distance de coincement	m
δ^*	Paramètre de Takeshi	-
Δ	Différence, écart (écart-type dans le chapitre 3)	variable
Δ	Erreur absolue	variable
η	Variable adimensionnalisée ($=y/2\sqrt{u_\infty^g/(\nu^g x)}$)	-
θ	Angle	°
κ	Étirement	s^{-1}
λ	Longueur d'onde	nm ou µm
μ	Viscosité dynamique	Pa.s
ν	Viscosité cinématique	$m^2.s^{-1}$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Π	Variable adimensionnalisée (cf. page 76)	-
ρ	Masse volumique	$kg.m^{-3}$
σ	Nombre d'onde	cm^{-1}
σ	Écart-type	variable
τ	Contrainte de frottement interfacial	$N.m^{-2}$
τ	Temps caractéristique	s
ϕ	Phase engendrée par une différence de marche	rad
Φ	Richesse du mélange	-
χ	Paramètre relatif au film (cf. page 56)	-

Principaux indices

Symbole	Signification
atm	Atmosphérique
AB	De l'espèce A vers B
b	Burnt (brûlé)
c	Fait référence au modèle "cisaillé"
C	Chimie
C	Convectif
dop	Dopant
fl	Film liquide
G	Groupe ou Global
int	Interface *liquide/gaz*
in	Inlet (Entrée)
K	Kolmogorov
max	Maximum
out	Outlet (Sortie)
p	Préchauffage
P	Processus isobare
r	Réfléchi
r	Réaction, réactif
RAD	Radiatif
ref	Référence
Si	Silice
t	Transmis
T	Turbulence
u	Unburnt (imbrûlé)
V	Veine (sortie de la soufflerie)
vap	Vapeur, évaporé
W	Wall (Paroi)
0	Initial
0	Fait référence au modèle de Nusselt
0	Fait référence à l'interface *liquide/gaz*
∞	Infini

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Principaux exposants

Symbole	Signification
a	Amont
g	Gaz
i	Interaction
pr	Poreux
(t)	Turbulent
$\bar{}$	Moyenne temporelle
$'$	Fluctuation ou dérivée

Principaux repères et vecteurs

Symbole	Signification	Définition
$\mathcal{R}$	Repère orthonormé en coordonnées cartésiennes	$(\mathrm{O}\,;\,\vec{x},\,\vec{y},\,\vec{z})$
$\vec{\mathcal{V}}$	Vitesse de la phase liquide (définie par rapport à $\mathcal{R}$)	$(\vec{u},\,\vec{v},\,\vec{w})$
$\vec{\mathcal{V}}^g$	Vitesse de la phase gazeuse (définie par rapport à $\mathcal{R}_V$)	$(\vec{u}^g,\,\vec{v}^g,\,\vec{w}^g)$

Principales abréviations et autres symboles

Symbole	Signification
C	Configuration d'évaporation
EG	Écoulement Gazeux
FF	Front de Flamme
FL	Film Liquide
I	Interaction
IDE	Injection Directe Essence
IFC	Interférométrie à Faible Cohérence
LCO	Longueur de Chemin Optique
LPP	Lean Premixed Prevaporized (prémélange pauvre prévaporisé)
MAC	Moteur à Allumage Commandé
MM	Miroir Mobile
P	Paroi
$\forall$	Pour tout
$\vec{\nabla}$	Opérateur gradient
∂	Dérivée partielle

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Introduction

L'évolution des réglementations en matière d'émissions polluantes impose des développements constants de dispositifs de propulsion et notamment une optimisation de plus en plus fine de la phase de combustion. Dans le secteur automobile, certaines solutions utilisées tentent de généraliser l'injection du combustible directement dans le cylindre du moteur, tout en réduisant son volume. Ce type de configuration présente de nombreux avantages, comme une réduction notable des émissions de dioxyde de carbone dans le cas de l'injection directe essence, mais pose aussi de nouvelles problématiques induites par l'existence potentielle d'un dépôt de carburant sur les parois de la chambre de combustion. La présence de ce film liquide combustible va naturellement modifier localement le processus de combustion et influencer de manière sensible les performances environnementales du moteur. Ce dépôt peut aussi intervenir sur le phénomène de pré-allumage (rumble), susceptible d'endommager sérieusement le moteur.

La problématique de l'interaction entre un écoulement réactif et un dépôt de carburant sur la paroi, qui dépasse par ailleurs largement le cadre des moteurs thermiques, a commencé à être explorée essentiellement par approche numérique. Pour mieux la cerner, il est nécessaire de comprendre d'une part, comment le couplage entre les mécanismes aérodynamiques, thermiques et chimiques qui interviennent dans la combustion, est modifié lors de l'interaction, et d'autre part, les effets rétroactifs de type aérothermique sur le film liquide et la paroi. Les phénomènes mis en jeu sont complexes et leur compréhension nécessite l'analyse précise et simultanée d'un grand nombre de paramètres.

La première motivation de ce travail est d'apporter une contribution à l'étude de cette interaction à partir de l'analyse phénoménologique graduelle d'une configuration expérimentale simplifiée. Celle-ci consiste à obtenir un dépôt de liquide combustible sur une paroi verticale positionnée dans un écoulement ascendant de prémélange à proximité d'une flamme oblique stabilisée sur un barreau.

Cette nouvelle approche académique facilite l'analyse de l'interaction en limitant le nombre de paramètres impliqués. Le dispositif expérimental doit alors permettre de répondre à des questions fondamentales qui sont d'abord liées au comportement et à l'évaporation du film liquide, lorsque celui-ci s'écoule à contre-courant de l'écoulement gazeux ascendant. Il doit ensuite permettre d'apporter des éléments de réponse à ces mêmes points dans le cas réactif, puis à l'impact des conditions d'évaporation sur la flamme au voisinage de la paroi. La constitution d'une base de données expérimentale rendra aussi possible la validation d'outils numériques développés par les partenaires industriels, car ces approches permettent d'apporter des sources d'informations complémentaires.

Dans une première partie, les enjeux rattachés aux contraintes environnementales sont rappelés. Après avoir succinctement présenté le principe du moteur à injection directe es-

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

sence, une analyse phénoménologique graduelle est réalisée afin d'identifier les principaux mécanismes susceptibles d'être impliqués dans l'interaction. Une analyse bibliographique relative à ces mécanismes va ensuite permettre de choisir les paramètres de première importance qui vont guider l'étude en commençant par le choix de la configuration académique.

Le deuxième chapitre est dédié au dispositif expérimental et particulièrement aux caractéristiques de la technique utilisée pour générer un débit contrôlé d'heptane liquide sur une paroi verticale. Trois types de configuration d'évaporation sont présentés avant de réaliser un bilan des paramètres ajustables de l'expérience.

La technique d'interférométrie à faible cohérence a été sélectionnée dans le but de mesurer l'épaisseur du film liquide et fait l'objet du troisième chapitre. Son principe et la démarche menée pour mettre au point ce diagnostic optique sont présentés, puis ses performances sont testées dans une configuration largement renseignée dans la littérature qui va aussi permettre de contrôler les caractéristiques du film liquide. Enfin, une méthode permettant d'estimer la température locale de paroi, de façon simultanée à celle de l'épaisseur de film, est proposée et testée avec succès.

Dans le quatrième chapitre, l'analyse de configurations non réactives est réalisée. Elle va essentiellement permettre d'étudier les propriétés du film liquide, lorsqu'il s'écoule à contre-courant de l'écoulement gazeux ascendant, puis son évaporation, par une approche globale, en évaluant des débits évaporés, et locale, à l'aide de la caractérisation de la couche limite.

Plusieurs configurations réactives ont fait l'objet d'analyses phénoménologiques préliminaires dans le cinquième et dernier chapitre. Les phases de l'interaction sont préalablement discutées dans un cas simplifié pour mieux cerner les effets prépondérants sur la combustion impliquée dans l'interaction. Ensuite, les deux types de configuration d'interaction obtenus avec le dispositif expérimental sont présentés. Le premier permet de s'intéresser à l'influence du rayonnement de la flamme sur le comportement et l'évaporation du film liquide par la comparaison des résultats issus du cas non réactif. Grâce au second type, l'effet de l'évaporation du liquide combustible sur la combustion peut être analysé. Les premiers résultats expérimentaux obtenus dans les deux types d'interaction sont présentés.

Enfin, il faut préciser que des annexes ont été insérées à la fin du document pour détailler certains points spécifiques et faciliter la lecture de ce document.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Chapitre 1

Des contraintes environnementales à l'analyse phénoménologique de l'interaction entre la combustion et le dépôt de carburant sur les parois des moteurs thermiques

Certains secteurs industriels tels que le transport routier doivent faire face à de nombreuses contraintes qui sont liées tant aux exigences de la compétitivité internationale qu'à celle de la réglementation anti-pollution toujours plus sévère. Pour répondre à ces contraintes, plusieurs voies d'améliorations sont explorées parallèlement pour les moteurs thermiques qui restent aujourd'hui nécessaires dans ce secteur. Toutes ces technologies de combustion sont confrontées à la problématique de formation d'imbrûlés à la paroi, et certaines en particulier, lors de l'existence d'un dépôt de carburant. La présentation des principaux mécanismes de la combustion prémélangée et de leurs évolutions sous l'influence d'un dépôt de carburant sur les parois permet tout d'abord de poser la problématique générale. Puis, une analyse graduelle, à partir de l'interaction entre un front de flamme et la paroi vers l'impact d'un dépôt de carburant sur cette interaction, est réalisée pour identifier les paramètres pertinents de l'étude à l'aide d'une analyse bibliographique. Enfin, une configuration académique est sélectionnée pour apporter des éléments de réponse aux questions posées.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

1.1 Émissions polluantes et réglementation

Le nombre de dispositifs et d'installations utilisant les hydrocarbures comme source d'énergie a considérablement augmenté pour des raisons d'industrialisation. Conjointement à ce développement, les quantités de polluants rejetées dans l'atmosphère n'ont cessé de croître, confirmant le lien étroit entre l'utilisation des hydrocarbures et certains polluants.

Dès les années 1960, des efforts ont été entrepris pour limiter les émissions industrielles. Mais dans le même temps, la mobilité des personnes et des marchandises a très fortement progressé, tant en France que dans le monde. Les émissions du transport routier ont connu une forte hausse depuis 50 ans, faisant de ce secteur, en 2008, le premier émetteur de CO_2 (31% des émissions totales) devant l'industrie manufacturière (24,7%) et le résidentiel/tertiaire (23,1%) [1].

Les principaux polluants atmosphériques qui sont émis par le secteur du transport routier sont :

- le dioxyde de carbone (CO_2) : produit par la combustion d'hydrocarbure. Il fait partie des gaz à effet de serre ;
- le monoxyde de carbone (CO) : engendré par une combustion incomplète du carburant ;
- les oxydes d'azote (NO_x) : provenant de l'oxydation de l'azote contenu dans l'air pendant la combustion. Ces produits sont reconnus comme les précurseurs chimiques dans les mécanismes de formation d'ozone dans la troposphère et de destruction dans la couche d'ozone ;
- le dioxyde de soufre (SO_2) : formé par la combustion des composés soufrés contenus dans le combustible ;
- les hydrocarbures imbrûlés (HC) : leur formation peut résulter d'une combustion incomplète de carburant au voisinage des parois de la chambre de combustion ;
- les particules : résultant d'une combustion incomplète, elles sont composées d'un noyau carboné (suies) sur lequel sont adsorbées des espèces organiques.

De plus, ces composés qui évoluent chimiquement dans la troposphère sous l'effet du rayonnement solaire, sont à l'origine d'une pollution photochimique caractérisée par la production d'ozone et d'autres espèces dangereuses pour la santé et l'environnement.

De ce fait et depuis de nombreuses années, la mobilisation pour trouver des solutions face à cette problématique environnementale préoccupante, ne cesse de s'accentuer. Dans ce contexte, la réglementation fixant les normes de rejet n'a cessé d'évoluer dans le sens d'une plus grande sévérité (EURO IV et V) [2]. Elle engage les constructeurs automobiles dans une démarche constante d'innovation pour la maîtrise des émissions polluantes. Elle les a par ailleurs amenés à revisiter les stratégies de motorisation pour les transports. Les politiques actuelles s'orientent essentiellement vers l'utilisation des moteurs électriques, l'optimisation du moteur thermique, et une alternative intermédiaire, l'hybridation.

Dans l'application des transports, la motorisation électrique reste confrontée à de nombreuses limitations telles que :

- le nombre de points de distributions ;
- l'autonomie des batteries d'accumulateur ;
- leur temps de recharge ;
- le coût de fabrication, etc.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Lorsqu'elle est couplée au moteur thermique, son utilisation a fait ses preuves. La motorisation "hybride" permet en effet de réduire la consommation et les émissions de polluants de manière significative. Le moteur thermique est, et sera dans les prochaines années, toujours très utilisé. C'est pourquoi, toutes les améliorations qui lui seront apportées restent aujourd'hui indispensables pour faire avancer la filière du transport routier.

1.2 Voies d'amélioration pour la réduction des émissions des moteurs thermiques

Pour réduire la consommation et les émissions polluantes des moteurs thermiques, les constructeurs ont essentiellement trois voies d'amélioration :

- le choix des combustibles ; l'essence et le diesel sont les plus utilisés. L'utilisation de carburants alternatifs comme les hydrocarbures légers tels que le Gaz de Pétrole Liquéfié (GPL), le "Gaz Naturel Véhicule" (GNV) et l'hydrogène, ou encore, les biocarburants font l'objet de nombreux travaux d'investigation, et pour certains, de nombreuses polémiques ;
- les moteurs et l'optimisation de la combustion ;
- les post-traitements à la sortie de la chambre de combustion : pots catalytiques, filtres à particules, taux d'EGR (Exhaust Gas Recirculation), etc.

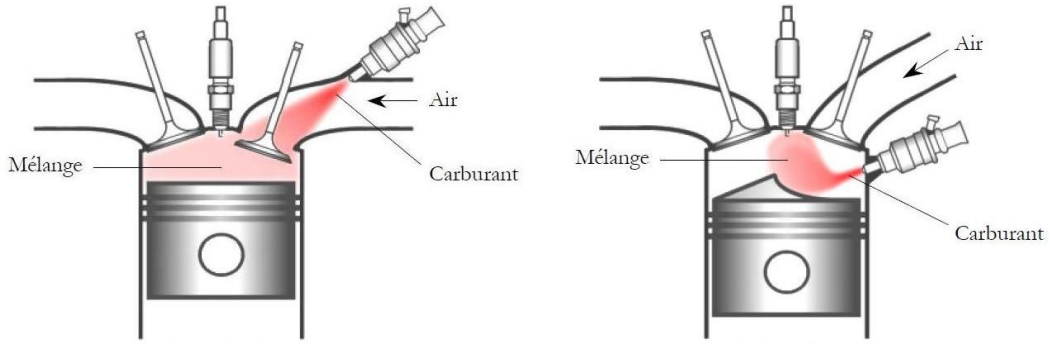
Les problématiques relatives à l'optimisation des moteurs essence et diesel restent donc d'actualité. Dans le cadre des Moteurs essence à Allumage Commandé (MAC), on peut citer parmi les pistes en cours d'investigation :

- le fonctionnement en mélange pauvre en combustible qui permet de diminuer la consommation et d'améliorer le rendement thermodynamique par une réduction des pertes thermiques et l'augmentation du taux de compression ;
- la technologie d'Injection Directe Essence (IDE) qui procure dans une large plage de fonctionnement, une combustion globalement pauvre, réduisant ainsi la consommation de carburant et les émissions de CO_2. Cette technique permet notamment de pallier certaines difficultés rencontrées dans une configuration de mélange pauvre comme, par exemple, les problématiques d'ignition et de propagation de combustion ;
- le downsizing qui consiste à réduire la cylindrée du moteur pour le faire fonctionner dans des conditions de charge où les rendements sont meilleurs. Il présente alors un intérêt pour l'hybridation par rapport aux contraintes d'encombrement.

La stratégie d'injection directe offre un potentiel intéressant pour l'amélioration du rendement des moteurs essence tout en permettant une réduction globale des émissions polluantes [3] et de la consommation [4]. Ce sont principalement les progrès des injecteurs à haute pression, développés pour les moteurs diesel depuis quelques années, et les systèmes de régulation de l'air d'alimentation, grâce à l'électronique, qui ont rendu possible l'application de cette technologie. Pour ses avantages, ce moteur a été produit en série par la plupart des constructeurs, sous plusieurs dénominations commerciales IDE, GDI (Gazoline Direct Injection), DISI (Direct-Injection Spark-Ignition) mais le principe de fonctionnement reste globalement similaire. Il repose sur l'utilisation d'un injecteur de carburant placé directement dans la chambre de combustion, plutôt que dans la tubulure d'admission comme dans

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

les moteurs conventionnels (FIGURE 1.1).



(a) Injection indirecte (b) Injection directe

FIGURE 1.1 – Principe de la préparation du mélange air-carburant dans un moteur conventionnel (a) et un moteur à injection directe (b), d'après Jeanne [3]

Les performances de l'IDE passent par la maîtrise de la combustion. Elle est fortement liée aux propriétés du mélange entre le combustible (l'hydrocarbure) et le comburant (l'oxygène de l'air) dans le cylindre.

Pour caractériser ce mélange réactif, la richesse Φ est couramment utilisée et intervient directement sur la combustion. La stœchiométrie correspond à une richesse de 1 et le mélange est qualifié de pauvre (excès d'air) lorsqu'elle est inférieure à 1.

L'intérêt de l'IDE consiste à mettre en place directement dans le cylindre, à l'aide d'un spray généré par l'injecteur (FIGURE 1.1(b)), un mélange inhomogène dans une large plage de fonctionnement : proche de la stœchiométrie au voisinage du point d'allumage et présentant une moyenne spatiale en richesse, nettement inférieure à 1. Une synthèse très complète des différentes solutions techniques pour parvenir à cette stratification a été réalisée par Zhao et al. [4].

Les motorisations impliquant une injection directe peuvent aussi provoquer un dépôt de film liquide combustible sur les parois de la chambre de combustion. Pour le comprendre, la FIGURE 1.2 illustre la formation de ce film liquide dans le cas d'un moteur IDE "Mitsubishi" [5]. Un spray de carburant est produit et provoque un entraînement d'air. Le mélange air-carburant est dirigé vers la bougie grâce à la forme du piston qui "dévie" l'écoulement. Les gouttes de liquide combustible, non vaporisées lorsqu'elles atteignent les parois, contribuent dans certaines conditions [6] à la formation de ce dépôt. En s'évaporant, il provoque localement des zones riches en combustible qui influencent l'évolution de la combustion.

L'apparition de ce dépôt de carburant sur les parois aboutit à une production d'émissions polluantes [4] notamment lors de démarrages à froid [5]. Il en résulte une augmentation des émissions d'hydrocarbures imbrûlés (HC) et des particules de suies à la sortie du moteur, comme cela a été observé par plusieurs auteurs [7, 8, 9]. De façon générale, les moteurs à injection directe (essence et diesel) sont par conséquent confrontés à la problématique de formation d'imbrûlés à la paroi en particulier lorsque celle-ci est recouverte d'un dépôt de film liquide combustible. Ce dépôt de carburant a un impact environnemental qui s'accompagne d'une réduction du rendement énergétique par la présence d'HC.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

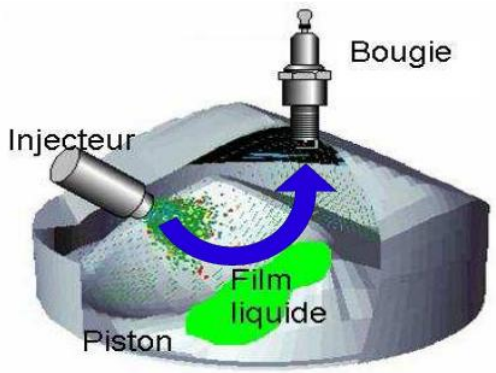


FIGURE 1.2 – Schéma de la chambre de combustion du moteur IDE "Mitsubishi" pour illustrer la formation du film liquide combustible, d'après Desoutter [5]

Il existe cependant très peu de connaissances [5] sur les phénomènes impliqués lorsqu'un film liquide combustible déposé sur une paroi interagit avec un écoulement réactif. Il est en effet aujourd'hui difficile de quantifier, ou même de prédire, les mécanismes physico-chimiques mis en jeu. C'est pourquoi, étudier cette interaction constitue un enjeu crucial pour atteindre les objectifs quant aux contraintes environnementales. Des avancées significatives ne pourront résulter que d'une meilleure compréhension des phénomènes physiques impliqués.

1.3 Phénoménologie de l'interaction entre un écoulement réactif et un dépôt de film liquide

Pour prédire les mécanismes physico-chimiques impliqués dans l'interaction, il est tout d'abord nécessaire de les identifier dans des cas simplifiés.

1.3.1 Les configurations d'interaction rencontrées dans un moteur

Le cas de la combustion dans un Moteur essence à Allumage Commandé (MAC) conventionnel est utilisé ici pour introduire les différents modes d'interaction rencontrés dans un cas simplifié. Contrairement à un moteur diesel, le moteur essence utilise l'étincelle produite par une "bougie" pour initier une combustion de type prémélangée. Il s'agit d'une réaction chimique généralement exothermique entre deux réactants, initialement mélangés au niveau moléculaire.

Dans un milieu au repos, le dégagement de chaleur couplé aux transferts de chaleur et de masse propagent la réaction 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 (Borghi et Destriau [10]). Dans une configuration monodimensionnelle, il est caractérisé par deux grandeurs intrinsèques : sa vitesse de propagation S_L et son épaisseur δ_L. À partir de ces grandeurs, un temps caractéristique de la vitesse des réactions chimiques τ_C dans le prémélange peut être défini.

Dans le cas d'un moteur, le front de flamme se propage dans un environnement complexe, lui-même en mouvement, et les régimes d'écoulement sont généralement turbulents et

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

instationnaires. Une première classification consiste alors à distinguer les fronts de flamme se propageant dans un prémélange stagnant, de ceux où le milieu est en mouvement et qui peut intégrer par ailleurs l'effet de la turbulence [10]. Ce régime d'écoulement a pour effet de déformer l'interface réactive (sa topologie) et d'en modifier ses propriétés, démontrant l'importance de l'aérodynamique sur la combustion. Pour illustrer cet effet, le front de flamme est représenté plissé sur la FIGURE 1.3 durant sa propagation (à deux instants t_1 et t_2) dans la chambre de combustion jusqu'à ce qu'il atteigne les limites géométriques induites par le confinement, les parois.

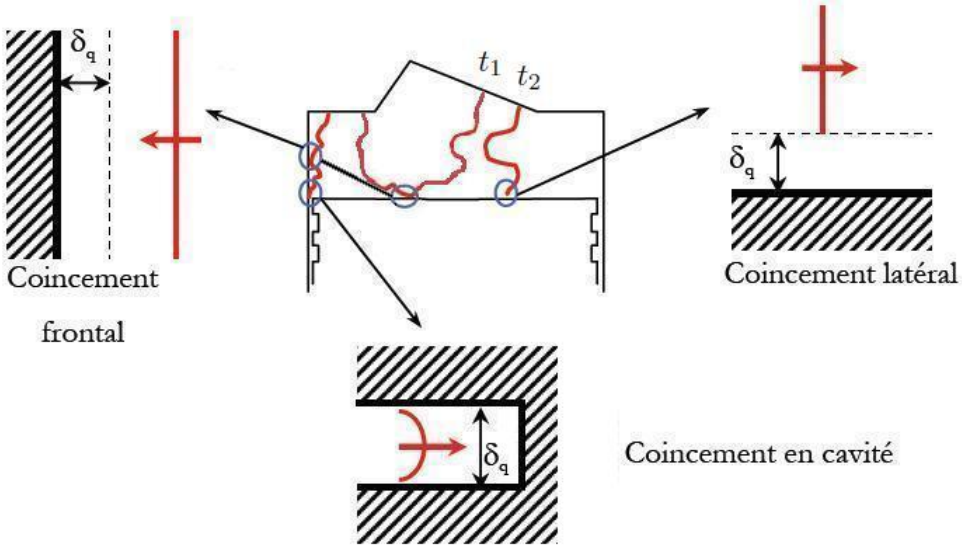


FIGURE 1.3 – Configurations d'interaction flamme/paroi dans un MAC (adapté d'Angelberger [11])

À proximité de ces limites, l'interaction relative à l'orientation de la propagation du front de flamme par rapport à la paroi mène à un second type de classification (FIGURE 1.3) :

- l'**interaction frontale** où la flamme se propage en direction normale à la paroi. Ce type d'interaction est instationnaire et la vitesse de la flamme diminue au fur et à mesure que la flamme se rapproche de la paroi pour atteindre une valeur nulle lors de l'extinction ;
- l'**interaction latérale** où la flamme interagit avec une paroi parallèle à sa direction de propagation. Ce type d'interaction peut être vu comme stationnaire dans un repère lié au front de flamme ;
- l'**interaction en cavité** où la propagation de la flamme intervient entre deux plans parallèles à sa direction de propagation, comme c'est le cas dans les tubes de faibles diamètres.

Ces trois types d'interaction sont couramment regroupés sous le vocable de coincement de flammes (quenching en anglais). Il intervient lorsqu'une combustion vive n'est plus possible, amenant à l'extinction de la flamme et contribuant alors à la génération de polluants. Ce phénomène apparaît lorsque le front se situe à une distance dite de coincement δ_q par rapport à la paroi. Il est le résultat de plusieurs effets physico-chimiques.

Pour mieux comprendre le phénomène d'extinction de type quenching, et plus généralement, l'influence d'une paroi sur le front de flamme, puis l'importance que pourra prendre

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

le dépôt sur la paroi d'un film liquide combustible sur cette interaction, il est nécessaire de revenir sur les phénomènes fondamentaux qui font intervenir un couplage entre la chimie, la thermique et l'aérodynamique.

1.3.2 Écoulement réactif et formulation de la problématique générale

C'est autour des années 1940 que Von Karman a été le premier à proposer le terme "aérothermochimie" pour désigner le domaine de l'étude des écoulements réactifs avec transferts de chaleur et de masse, domaine occupé en grande partie par la théorie des flammes [12]. La FIGURE 1.4 synthétise le couplage entre les mécanismes aérodynamiques, thermiques et chimiques qui interviennent dans la combustion prémélangée en phase gazeuse.

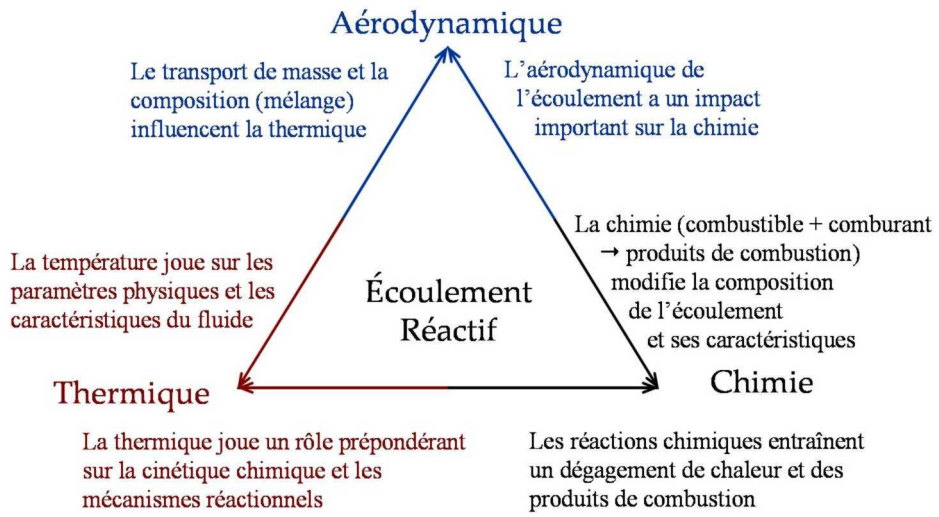


FIGURE 1.4 – Synthèse des mécanismes principaux impliqués dans la combustion prémélangée

Le terme aérodynamique regroupe les mécanismes liés à la mécanique des fluides, la turbulence et inclut le caractère instationnaire de l'écoulement. Celui de thermique gère l'ensemble des transferts par conduction, convection, rayonnement et changement de phase. Enfin, la chimie concerne l'ensemble des schémas réactionnels qu'ils soient en phase homogène, ou hétérogène (paroi). Chacun de ces éléments interagit avec les deux autres et réciproquement.

1. La réaction chimique entre un combustible et un comburant (les gaz frais) dépend fortement des caractéristiques du milieu réactif et particulièrement de sa composition. Cette réaction est possible dans un domaine d'inflammabilité [13]. Elle entraîne un dégagement de chaleur et des produits de combustion (les gaz brûlés), ce qui modifie la composition, la température de l'écoulement gazeux initial et ses propriétés. Elle provoque une hétérogénéité de température initiant l'apparition de transferts thermiques, mais aussi des gradients de vitesse.
2. L'aérodynamique intervient sur la thermochimie du milieu réactif en particulier via le rapport entre les temps caractéristiques de la chimie (τ_C) et de la turbulence (τ_T). En effet, la turbulence modifie la structure du front de flamme, et ainsi, les transferts thermiques. En outre, la composition des gaz brûlés joue sur les transferts radiatifs.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

3. La thermique influence tout d'abord l'aérodynamique. En effet, la température fait évoluer les paramètres physiques du fluide (masse volumique, viscosité, etc.) et ses caractéristiques (régime, orientation, etc.) par voie de conséquence. La température influence aussi la cinétique chimique globale en jouant sur celles des réactions intermédiaires qui mettent en jeux de nombreuses espèces avant d'aboutir à un état final composé par les les gaz brûlés.

Lorsque cet écoulement réactif interagit avec un film liquide combustible déposé sur une paroi, l'ensemble des mécanismes évolue. La problématique générale attachée à l'étude de cette interaction consiste à s'interroger d'une part, sur la façon dont la présence du système *paroi/liquide* modifie ces mécanismes qui régissent l'écoulement réactif, et d'autre part, sur les effets rétroactifs ou plus globalement le couplage entre les processus de cette configuration complexifiée.

Il est donc nécessaire d'engager une démarche graduelle. C'est pourquoi, les mécanismes de l'interaction *front de flamme/paroi* sont réintroduits plus précisément, avant de s'intéresser aux effets de la présence du dépôt de carburant.

1.3.3 De l'interaction *front de flamme/paroi* à l'impact d'un dépôt de carburant sur cette interaction

1.3.3.1 Effets d'une paroi sur les mécanismes régissant l'écoulement réactif

Le cas de l'interaction *front de flamme/paroi* est un préliminaire classique déjà étudié, même s'il reste encore de nombreux verrous scientifiques à lever. La FIGURE 1.5 synthétise les mécanismes prépondérants intervenant lors de l'interaction d'une paroi avec un écoulement réactif.

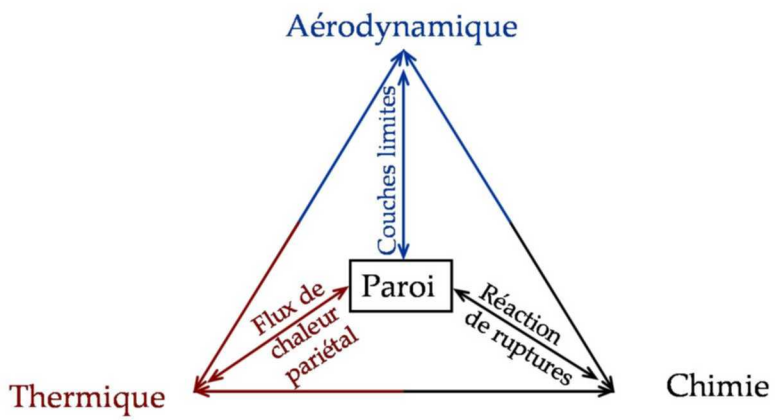


FIGURE 1.5 – Mécanismes additionnels lors de la combustion prémélangée à proximité d'une paroi

Le confinement de la zone réactive par la paroi induit une limitation géométrique qui affecte les grandeurs caractéristiques de la flamme.

1. La paroi modifie les propriétés de l'écoulement gazeux. Elle induit tout d'abord un

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

cisaillement des filets fluides qui modifie le transport de masse et génère une hétérogénéité en vitesse caractérisée par une couche limite aérodynamique. Si son régime est turbulent, ses caractéristiques évoluent également profondément, ce qui constitue déjà une limitation pour l'hypothèse de turbulence homogène et isotrope, largement utilisée dans les études de combustion turbulente.

2. La paroi, selon sa nature et sa topologie de surface, peut se comporter comme un puit thermique qui absorbe l'énergie dégagée par la réaction. L'effet de ces pertes thermiques par l'intermédiaire du flux thermique pariétal est une cause d'extinction [14, 15]. De même que pour l'aérodynamique, une hétérogénéité en température est caractéristique d'une couche limite thermique.
3. La paroi modifie également la chimie en provoquant des réactions de ruptures hétérogènes [16] par le processus de recombinaison des radicaux. C'est aussi une cause d'extinction.

Globalement, la présence de la paroi modifie les processus et les couplages aérothermochimiques de la combustion prémélangée en phase gazeuse. Lorsqu'un film liquide combustible est impliqué dans l'interaction, les effets de sa présence font croître sa complexité. Mais l'existence même d'un dépôt de liquide sur une paroi constitue, en lui seul, un large champ d'investigation auquel de nombreux travaux [17, 18, 19] se sont déjà intéressés et qu'il est nécessaire, même dans cette première approche très générale, de présenter.

1.3.3.2 Influences du film liquide sur la paroi et l'écoulement gazeux (cas non réactif)

L'apparition d'un film liquide sur la paroi modifie tout d'abord fortement les mécanismes de transferts entre celle-ci et le milieu extérieur. La FIGURE 1.6 illustre les principaux mécanismes de transferts entre le film liquide et son environnement. Son évaporation passe par un changement de phase *liquide/vapeur* [20] à l'interface *liquide/gaz*. Il s'agit d'un processus endothermique qui dépend des transferts thermiques au sein du film liquide (par conduction ou convection) et de ceux avec son environnement, la paroi et l'écoulement gazeux. L'écoulement gazeux engendre un transfert thermique convectif et conduit à l'existence d'une force de cisaillement à l'interface *liquide/gaz*.

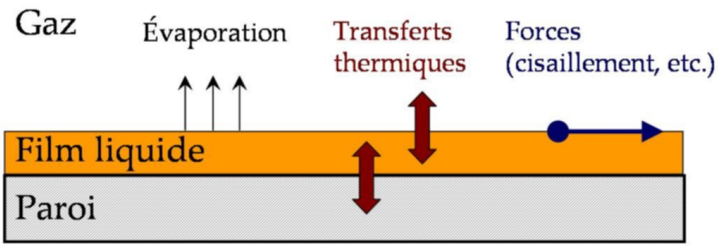


FIGURE 1.6 – Description des principaux phénomènes intervenant lorsqu'un film est déposé sur une paroi, inspiré d'Habchi et al. [6]

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Dans la plupart des cas, l'interface *liquide/gaz* présente des ondulations en présence de cisaillement [21]. Les transferts thermiques et la surface d'évaporation sont alors altérés par rapport au cas du film "plat". Ce phénomène, résultant de différents mécanismes, a été essentiellement étudié dans d'autres domaines d'applications [22] où la configuration générale "*écoulement gazeux/film liquide/paroi*" est aussi rencontrée. Les principaux types d'interaction sont illustrés et synthétisés sur la FIGURE 1.7 dans le cadre des turbines à spray LPP (Lean Premixed Prevaporized combustor) avant la phase de combustion.

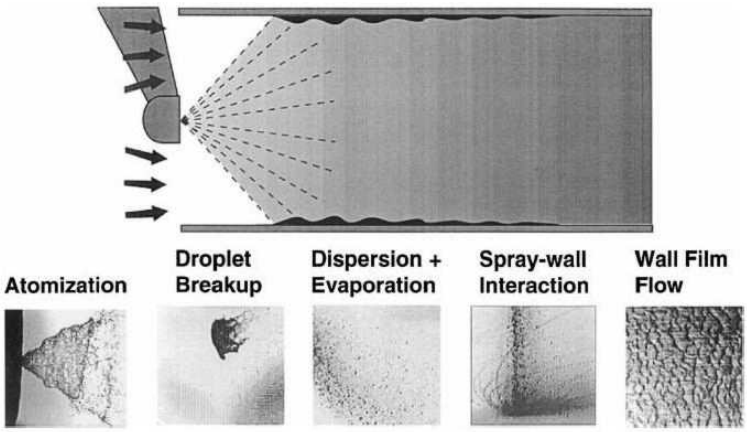


FIGURE 1.7 – Illustration des phénomènes intervenant dans une LPP [22] (sans combustion)

L'évaporation du film modifie les propriétés de l'écoulement gazeux. Elle peut être vue comme un terme source de masse qui change localement la composition, l'aérodynamique et la thermique de l'écoulement. Avec un système *paroi/liquide*, il existe aussi des couches limites aérodynamique et thermique, mais elles présentent des caractéristiques différentes par rapport au cas d'une paroi non mouillée en présence d'un transfert de masse [23]. Il en résulte une zone où le mélange est inhomogène en composition, qui est caractérisée par une couche limite massique, et va influencer fortement l'écoulement réactif.

1.3.3.3 Effets du dépôt de carburant sur les mécanismes régissant l'écoulement réactif

Avant de dégager les paramètres importants qui vont guider la démarche expérimentale, cette première approche globale et synthétique permet de présenter l'évolution des mécanismes rencontrés lors de l'interaction *front de flamme/paroi* en présence d'un dépôt de carburant.

L'inhomogénéité du mélange réactif gazeux provoquée de manière indirecte par la présence du film liquide combustible nécessite d'introduire la notion de combustion partiellement prémélangée. Il s'agit d'un cas intermédiaire entre deux types de combustion. Le premier est celui prémélangé, déjà présenté dans le cadre du MAC, et le second, celui de la flamme de diffusion, lorsque comburant et combustible sont initialement séparés. La zone réactionnelle se développe alors à une interface sur la base de la diffusion des deux réactants l'un vers l'autre.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

La FIGURE 1.8 intègre ce nouvel élément et synthétise les mécanismes qui devraient être principalement impliqués lors de l'interaction d'un écoulement réactif avec une paroi recouverte d'un dépôt de carburant liquide.

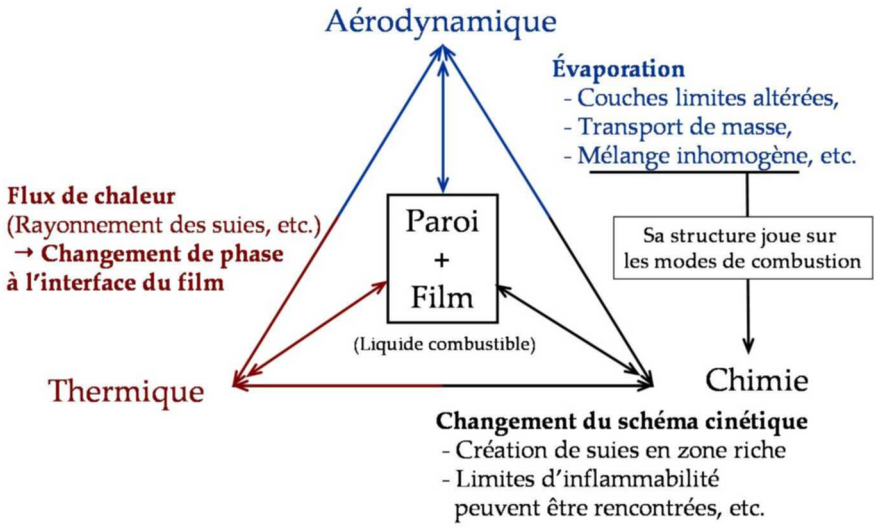


FIGURE 1.8 – Modification des mécanismes lors de l'existence d'un film liquide combustible sur les parois

1. L'aérodynamique sera influencée par le système *paroi/liquide* et plus particulièrement par l'évaporation qui conduit au développement de nouvelles couches limites. Au sein de la couche limite massique, un transport des vapeurs du film liquide se produit, de l'interface du changement de phase, vers le milieu gazeux homogène. Ce transport peut se réaliser de différentes façons selon le régime de l'écoulement. Dans le cas d'une diffusion moléculaire (mélange immobile ou écoulement laminaire stationnaire), le milieu réactif inhomogène présente alors une stratification "ordonnée". Lorsqu'il est turbulent, cette inhomogénéité devient alors liée aux caractéristiques de l'écoulement.
2. Les mécanismes réactionnels seront directement et fortement influencés par l'évaporation. Différents modes de combustion pourront alors intervenir selon les caractéristiques du mélange. En outre, l'apparition de zones riches peut contribuer à la formation de particules de suies.
3. Le dépôt de film modifiera également la thermique de l'écoulement réactif. Des pertes thermiques pariétales existeront aussi dans cette configuration, mais il devrait exister plusieurs distinctions par rapport au cas où la paroi est sèche. Par exemple, tant que le film est présent sur la paroi, il s'évapore (processus endothermique) et permet de conserver des niveaux de température faibles par rapport à ceux de la flamme. De plus, la formation de suies, évoquée précédemment, pourrait engendrer une modification significative des transferts radiatifs, et par conséquent en retour, sur la vitesse d'évaporation.

La combustion modifiera donc les couplages aérothermiques sur le système *paroi/liquide* par rapport aux mécanismes introduits dans la section précédente.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

L'étude de l'influence du film liquide sur la paroi et l'écoulement gazeux, qui peut être ou non réactif, présente de véritables enjeux dans plusieurs applications industrielles qui dépassent largement le cadre du moteur thermique. Dans ces domaines, le nombre et la complexité des couplages rendent leur étude délicate. Ce constat montre l'importance d'approfondir cette démarche préliminaire d'estimation des enjeux de l'étude, par un bilan et un état de l'art des mécanismes prépondérants. Cette analyse bibliographique permettra de dégager les paramètres de premier ordre, avec l'objectif de caractériser l'interaction.

1.4 De la caractérisation de l'interaction à la mise au point d'une démarche

Pour simplifier l'écriture, l'interaction étudiée est intitulée *"front de flamme/film"*. Mais en réalité, elle est composée d'un front de flamme qui se propage au sein d'un mélange gazeux (incluant les vapeurs issues de l'évaporation du liquide) et du film liquide combustible déposé sur une paroi, soit *"paroi/film liquide combustible/écoulement gazeux/front de flamme"*.

1.4.1 Bilan des mécanismes et identification des paramètres de premier ordre à l'aide d'une analyse bibliographique

Pour caractériser l'interaction *front de flamme/film*, il est nécessaire d'identifier les paramètres prépondérants qui décrivent les quatre éléments et leurs liens.

La Figure 1.9 synthétise les principaux phénomènes introduits dans les sections précédentes. Des notations ont été adoptées pour le Film Liquide (FL), le Front de Flamme (FF), la Paroi (P) et l'Écoulement Gazeux (EG). Pour ne pas dégrader la lisibilité du schéma, les liens qui existent en termes d'échanges thermiques sont accompagnés du symbole "$*$" et sont précisés dans la section suivante. Les interactions présentées sur la Figure 1.9 et non commentées ci-après reprennent largement des éléments des travaux de Bruneaux [24].

Plusieurs auteurs ont étudié certains de ces mécanismes et leurs couplages avec des approches différentes. Par exemple, des travaux [6] se sont intéressés à l'influence de la température de paroi sur les propriétés du mélange gazeux. D'autres études concernent l'analyse expérimentale de l'évaporation de gouttes sur une paroi chauffée [25] et de la combustion de gouttes et de films liquides déposés sur une paroi [26]. Il existe davantage d'études numériques poussées [27, 28]. Parmi celles-ci, l'approche développée par Desoutter et al. [5, 29], dédiée à l'étude des interactions intervenant lorsqu'un front de flamme se propage en présence d'un film liquide de carburant sur la paroi, se rapproche de notre problématique scientifique générale. Elle montre, dans une configuration laminaire, que l'interaction est gouvernée principalement par l'évaporation contrairement aux travaux impliquant exclusivement la paroi. Comme l'analyse phénoménologique l'a montré dans la section précédente, l'évaporation joue effectivement un rôle déterminant dans l'interaction avec l'écoulement réactif.

De façon générale, l'évaporation d'un liquide (FL→EG) est le résultat, d'une part, des transferts thermiques, qui entraînent un changement de phase *liquide/vapeur* (vaporisation) [20] à l'interface *liquide/gaz*, et d'un transport [23] de ces vapeurs dans la phase gaz d'autre part. Ce transport dans la phase gazeuse pilote le changement de phase et la vitesse d'évaporation $\vec{\mathcal{V}}^{g}_{vap}$ à l'interface lors d'une évaporation "lente" [30], alors que dans le cas de transferts thermiques intenses, le changement de phase peut être limité par la cinétique des gaz [20].

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

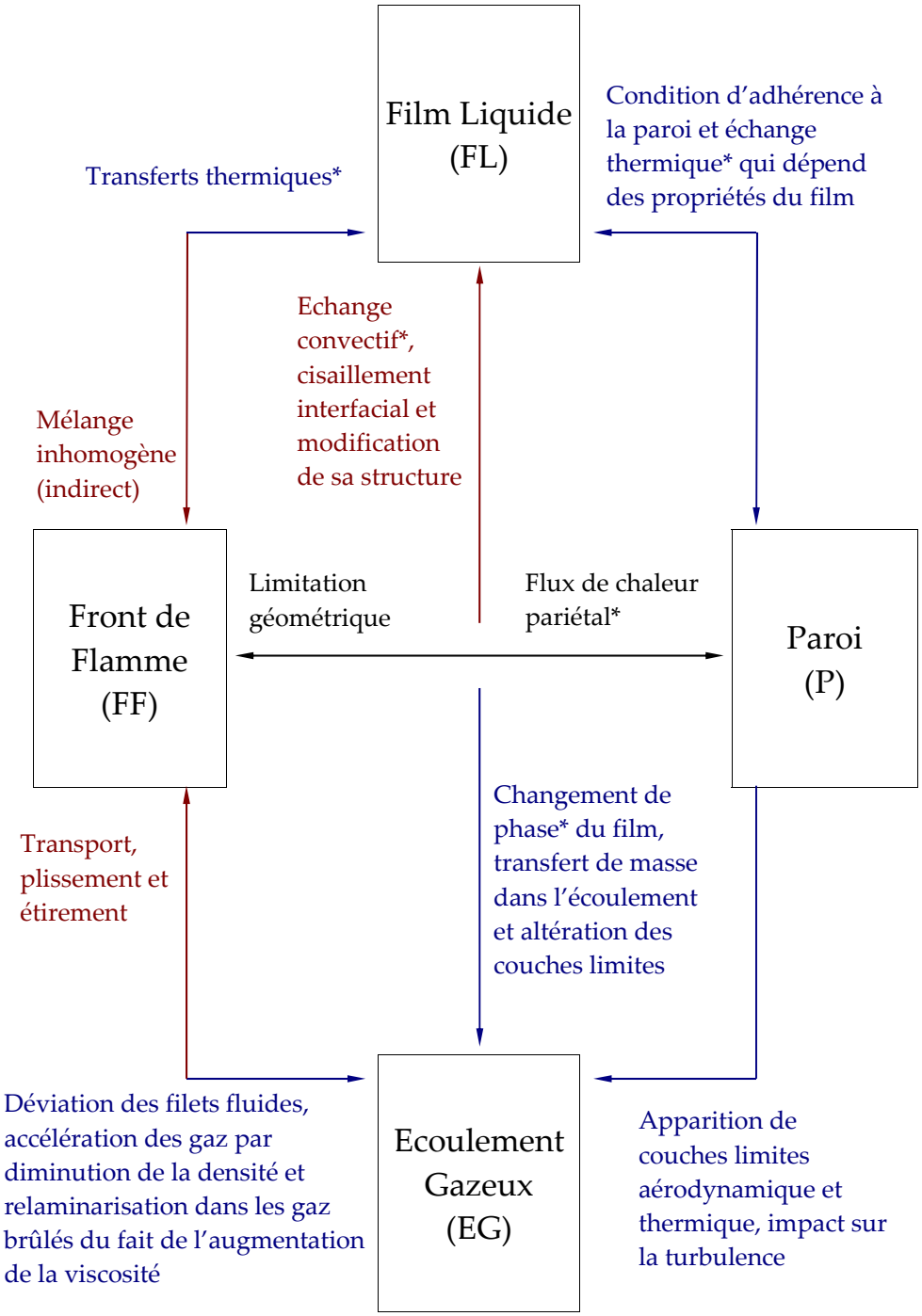


FIGURE 1.9 – Bilan des principaux mécanismes intervenant dans l'interaction *front de flamme/film*

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

L'évaporation de film liquide a été étudiée essentiellement numériquement, là encore. L'approche théorique la plus connue vient de Nusselt, qui a été, par exemple, confrontée à des résultats numériques [31] dans le cadre de l'examen de l'effet de la géométrie du film. Les outils numériques ont été utilisés dans le cadre d'approches globale [32] et locale, en considérant les propriétés physiques constantes [33], puis plus récemment et avec moins d'hypothèses, Laaroussi et al. [34] se sont intéressés à l'effet de la masse volumique variable sur l'écoulement. Beverley et al. [35] a confronté la théorie à l'expérience dans une configuration monodimensionnelle isotherme avec l'hypothèse du "film stagnant". Dans ce cas, le changement de phase engendre un gradient de concentration responsable d'un transfert de masse par diffusion moléculaire qui est alors le mécanisme limitant.

Du point de vue de la thermique liée au changement de phase, la chaleur latente de vaporisation L_V est un élément important dans ce phénomène qui peut varier sensiblement en fonction des fluides. C'est un indicateur de l'énergie nécessaire à transférer à l'interface *liquide/gaz*. Les conditions thermodynamiques de cette interface (*int*) jouent directement sur la fraction massique de la vapeur (et donc sur la richesse à l'interface Φ_{int}), puis avec l'aérodynamique, sur le transfert de masse et la composition du gaz au sein de la couche limite massique. La température à l'interface du liquide est donc un paramètre essentiel, conditionné par l'équilibre des transferts thermiques incluant l'effet du processus du changement de phase. Parmi ceux-ci, l'échange thermique entre la paroi et le film (P↔FL) dépend de son épaisseur d_{fl}, de son régime d'écoulement et de l'écart de température avec celle de paroi T_W.

Ensuite, les propriétés de l'écoulement gazeux, comme sa température T^g et sa vitesse $\vec{\mathcal{V}}^g$, ont un impact sur le transfert thermique convectif et sur le comportement du film liquide (EG→FL). Dans cette interaction *liquide/gaz*, un cisaillement τ est engendré par un gradient de vitesse dans la couche limite aérodynamique. Ce cisaillement peut mettre en mouvement le liquide et entre en jeu dans la déformation de son interface. Plusieurs configurations d'écoulements diphasiques ont fait l'objet d'études, essentiellement numériques [36, 37, 38], et parfois expérimentales, basées sur l'étude de l'évolution de l'épaisseur en fonction des caractéristiques de l'écoulement gazeux [39]. Alekseenko et al. [40] ont pu estimer des données permettant d'étudier la stabilité de l'interface du film. Le comportement de ce film est également lié au type de liquide impliqué et à l'inclinaison de la paroi [19]. On recense également des études expérimentales dédiées à l'analyse de l'écoulement en proche paroi pour estimer le cisaillement interfacial engendré par le gaz pour différentes températures afin d'investiguer le couplage existant entre la mécanique des fluides et la thermique qui modifie en retour ce cisaillement [21]. Il reste aussi des verrous dans cette thématique qui ont justifié la création d'un Groupement De Recherche (GDR), initié récemment par Ruyer-Quil [41].

Dans cette analyse, qui n'inclut pas encore l'écoulement réactif, les paramètres importants à retenir relatifs aux trois éléments sont :

(P) la température de paroi T_W ;

(FL) l'épaisseur du film d_{fl}, son régime d'écoulement et la chaleur latente de vaporisation L_V du fluide ;

(EG) la température T^g ainsi que la vitesse $\vec{\mathcal{V}}^g$ de l'écoulement gazeux qui joue à la fois sur la vitesse d'évaporation $\vec{\mathcal{V}}^g_{vap}$, avec la fraction massique de la vapeur à l'interface (fonction des transferts thermiques), et sur le cisaillement interfacial τ qui influence le comportement du film.

La présence de l'écoulement réactif ajoute d'autres liens, car le front de flamme modifie l'aérodynamique de l'écoulement (FF→EG) et engendre des transferts thermiques dirigés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

vers le film (FF→FL) et la paroi (FF→P). Ils influencent en retour l'évaporation, et par voie de conséquence, les propriétés du mélange spatialement inhomogène en richesse à proximité du film.

Ces inhomogénéités et la stratification qui en découle souvent, influencent fortement le comportement de l'écoulement réactif et sont liées de manière indirecte à la présence du film (FL→FF). Cet effet a fait l'objet d'études récentes dans le cadre d'écoulements laminaire [42, 43, 44] et turbulent [45, 46]. Il modifie les caractéristiques propagatives du front ainsi que les limites d'inflammabilités par rapport au cas homogène.

Si on considère dans un premier temps la flamme laminaire de prémélange stratifiée, ses caractéristiques géométriques et propagatives vont d'abord dépendre de l'orientation du gradient de richesse par rapport à la normale au front. Deux cas limites d'orientation sont observés [47].

1. Le gradient de richesse est normal au FF ; on se réfère alors au cas de l'interaction frontale sur la FIGURE 1.3. Lors de sa propagation, le front de flamme rencontre une richesse qui évolue spatialement au cours de l'interaction. Cette configuration est localement et géométriquement monodimensionnelle.

2. Le gradient de richesse est parallèle au FF ; ce cas correspondrait à une interaction latérale. Le front rencontre alors à chaque instant des zones de richesses différentes et se propage alors à une vitesse non uniforme, ce qui a pour effet de modifier sa topologie.

Dans le premier cas, a priori plus simple, le front de flamme rencontre un gradient de richesse $\nabla\Phi$ positif lorsqu'il se rapproche du dépôt de film liquide. La propagation d'un front dans un milieu air/méthane d'une richesse de 1, puis graduellement de plus en plus riche, a été étudiée expérimentalement par Kang et Kyritsis [44]. Ils ont observé une augmentation de la vitesse de flamme S_L stratifiée par rapport au cas homogène dans la plupart des expériences. Ils expliquent ce comportement par un "effet de support" de la réaction par le dégagement de chaleur en aval où la température est plus importante. Ils ont également observé une augmentation significative des limites d'inflammabilité qui peut être la cause de la génération d'hydrogène en mélange riche. Ces observations expérimentales sont en désaccord avec les conclusions des travaux numériques de Pires Da Cruz et al. [48], menées dans une configuration monodimensionnelle, démontrant que des verrous scientifiques subsistent dans la prédiction de la combustion stratifiée.

Il ressort que la valeur du gradient de richesse de la stratification est un paramètre important pour caractériser l'inhomogénéité du mélange en configuration monodimensionnelle. La plupart des travaux utilisent la vitesse de propagation du front S_L pour décrire le comportement de la flamme de prémélange stratifiée. C'est pourquoi, ce paramètre est considéré comme pertinent dans notre étude.

Nous venons de voir que l'évolution spatiale de la richesse joue sur celle du comportement de la combustion partiellement prémélangée, et modifie en retour, les couplages présentés sur la FIGURE 1.9 avant d'aboutir à l'extinction du front de flamme. Il existe en effet différentes phases d'interaction qu'il est nécessaire de présenter.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

1.4.2 Définition des phases d'interaction en configuration monodimensionnelle laminaire

Les mécanismes intervenant dans l'interaction dépendent de la configuration géométrique (cf. FIGURE 1.3). La démarche graduelle engagée pour décrire les principaux processus s'est appuyée sur le cas de l'interaction *front de flamme/paroi* pour aboutir à celle étudiée qui est illustrée sur la FIGURE 1.10 dans le cas d'une approche simplifiée (configuration frontale, monodimensionnelle et laminaire). Sur le même principe et pour présenter l'évolution du comportement de l'écoulement réactif, les vitesses de propagation du FF S_{LW} (FIGURE 1.11(a)) et S_{LI} (FIGURE 1.11(b)), sont respectivement utilisées pour décrire les deux cas d'interaction.

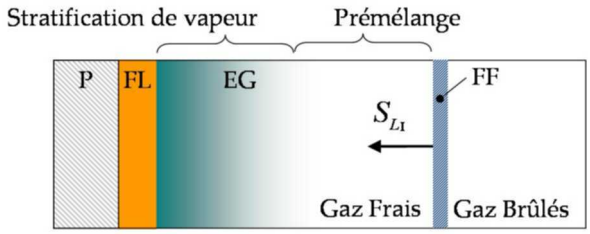
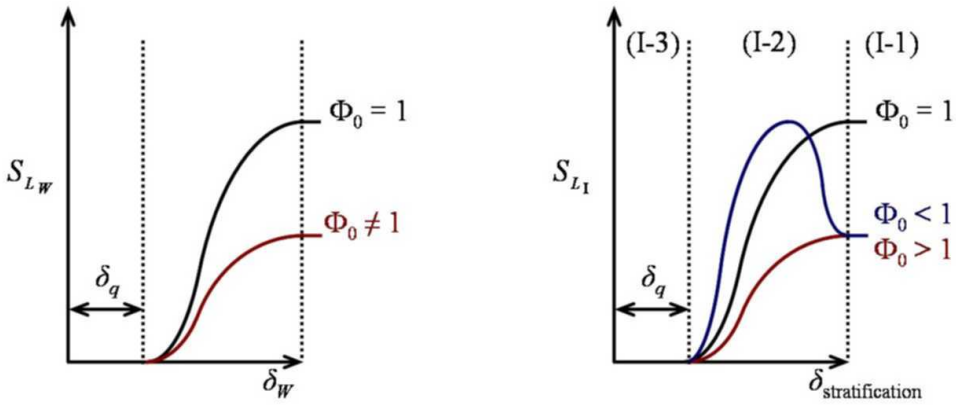


FIGURE 1.10 – Configuration d'interaction frontale



(a) Paroi, inspiré de Van Tiggelen [49]

(b) Paroi avec dépôt de film

FIGURE 1.11 – Définition des cas et phases d'interactions

(a) Sans dépôt de film liquide, il s'agirait d'une configuration d'interaction entre le FF et la paroi dans le cadre d'une combustion parfaitement prémélangée. Trois zones d'influence différentes [14, 49, 50] peuvent être distinguées (FIGURE 1.11(a)). Dans la première, la vitesse S_{LW} du FF, n'est pas influencée par la paroi. Dans la seconde, l'influence de la paroi se fait ressentir à partir d'une distance δ_W, puis l'extinction se produit à la distance δ_q. Elle marque le début de la troisième zone. Ces deux échelles dépendent, entre autres, de la richesse initiale Φ_0.

(b) Lorsque le FF se dirige vers la paroi recouverte d'un film liquide, plusieurs cas peuvent

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

être rencontrés selon les caractéristiques de l'écoulement. Dans le cas d'un régime laminaire, il rencontre une stratification présentant un gradient de richesse régulier. Lorsque son effet est prépondérant devant celui de la paroi, les mécanismes rencontrés évoluent, tout comme les grandeurs caractéristiques δ_q et $\delta_{\text{stratification}}$ (FIGURE 1.11(b)).

Lorsque le prémélange initiale est pauvre $\Phi_0 < 1$, Desoutter [5] a étudié numériquement les évolutions temporelles de $S_{L\text{I}}$ durant l'interaction, dans différentes conditions et une épaisseur initiale de film de 20 µm. Elles montrent que l'extinction de la flamme survient après que sa vitesse de propagation ait augmenté. En outre, lorsque la température de paroi T_W augmente, l'extinction de la flamme se fait de manière un peu plus brutale, attestant de l'implication des gradients de richesse qui deviennent alors plus importants avec une vitesse d'évaporation supérieure. Ce constat confirme que la température de paroi T_W est un paramètre essentiel à considérer [6].

Dans ce cas ($\Phi_0 < 1$), l'évolution de $S_{L\text{I}}$ est alors bien différente de S_{LW} et présente un intérêt particulier, notamment par rapport au contexte de l'étude où le front de flamme se propage initialement dans un prémélange pauvre avant interaction.

Dans le cadre de la présente démarche expérimentale, les phases d'interaction sont définies par $(\text{I-j})_{\text{j}=1,2,3}$. Elle marquent une évolution significative du comportement de l'écoulement réactif, et ainsi, des transferts thermiques liant les éléments de la FIGURE 1.9 et l'ensemble des couplages qui peuvent maintenant être précisés :

(I-1) *La flamme n'est pas influencée par la présence du film liquide.* Un échange thermique entre le film et l'écoulement gazeux existe par conduction ou convection. En général, le milieu réactif engendre de forts gradients thermiques et implique toujours la présence d'un transfert par rayonnement. Il existe alors également un flux radiatif net échangé entre la flamme et le système *paroi/liquide* qui évolue durant cette première phase de l'interaction lorsque le FF se rapproche de la paroi.

(I-2) *La flamme est influencée par les vapeurs du film.* Une combustion en milieu stratifié se produit, pouvant occasionner simultanément des gradients thermiques supérieurs et une évolution de la composition locale dans les gaz brûlés. Ceci a pour effet de modifier, par des mécanismes différents, les transferts radiatifs qui évoluent encore avec la proximité du FF. Lorsque le FF rencontre des richesses importantes ($\Phi > 1$), la formation de suies modifie à nouveau ces transferts. Simultanément, l'échange thermique entre le film (s'il est encore présent) et l'écoulement gazeux peut évoluer lorsque le FF est assez proche du film.

(I-3) *Une extinction du front de flamme se produit.* Dans cette phase, les gaz brûlés se trouvent à proximité de la paroi et peuvent contribuer à l'évaporation du carburant qui se retrouve alors "en contact" avec des gaz à très haute température pouvant, selon les caractéristiques de l'écoulement, amener à une nouvelle phase qui sera précisée ultérieurement.

De cette analyse de l'approche simplifiée des phases de l'interaction, il ressort que la distance d' entre le front de flamme et la paroi constitue un paramètre de premier ordre qui vient s'ajouter à ceux dégagés de l'état de l'art relatif aux principaux mécanismes. Pour les rappeler, il est essentiel de contrôler la température de paroi T_W, l'épaisseur du film d_{fl} et son régime d'écoulement ainsi que les caractéristiques de l'écoulement gazeux, sa température

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

T^g et sa vitesse $\vec{\mathcal{V}}^g$. Pour le front de flamme, S_L est un des paramètres importants de la combustion partiellement prémélangée. Enfin, les caractéristiques des fluides interviennent aussi sur les paramètres de l'interaction.

L'ensemble des approches simplifiées réalisé dans ce chapitre, a permis d'identifier les principaux mécanismes et paramètres qui vont guider la démarche expérimentale visant à apporter des premiers éléments de réponse aux questions relatives à cette interaction.

1.4.3 Questions fondamentales et objectifs de la démarche

L'analyse bibliographique a montré que les mécanismes impliqués dans l'interaction sont nombreux, et pour la plupart, difficiles à découpler. Elle permet de dégager quelques questions fondamentales, relevant d'abord du cas de l'écoulement gazeux non réactif :

- Dans quelle mesure la température de paroi et l'épaisseur du film jouent-elles sur les conditions du changement de phase *liquide/vapeur* ?
- Comment les propriétés de l'écoulement gazeux influencent-elles l'évaporation et les caractéristiques du mélange inhomogène ?
- Comment modifient-t-elles en retour la température de paroi ?
- Comment l'écoulement gazeux modifie-t-il les caractéristiques du film ?

Puis, celles exclusivement liées à la combustion en phase gazeuse :

- Comment la présence du rayonnement modifie-t-elle la température de paroi ?
- Quelle est l'importance de la proximité du front de flamme sur les caractéristiques thermiques du système *paroi/liquide* ?
- Comment évolue l'épaisseur du film et quel mécanisme contrôle l'évaporation au cours de l'interaction ?
- Comment, en fonction des caractéristiques de l'écoulement, l'évaporation joue-t-elle sur le processus de combustion ?
- Comment les modes de combustion en proche paroi modifient-ils en retour l'évaporation ?

Pour récapituler, il existe très peu d'informations sur les mécanismes impliqués dans l'interaction et leurs couplages. Les développements numériques sont par conséquent bloqués du fait du manque de connaissance sur le sujet et ne peuvent évidemment être validés faute de dispositif expérimental. De plus, les questions fondamentales ne sont pas exclusivement rattachées à la communauté des écoulements réactifs et dépassent largement le cadre des moteurs. Dans un tel contexte, l'objectif est de développer une démarche expérimentale pour apporter des premiers éléments de réponse aux questions fondamentales relatives à l'interaction.

Les mécanismes intervenant dans l'interaction dépendent de la configuration géométrique, des fluides impliqués, de la paroi, etc. Pour atteindre les objectifs, il faut tout d'abord sélectionner une configuration expérimentale académique simplifiée [51], hors moteur, qui permette de contrôler les principaux paramètres liés à l'aérothermochimie et maîtriser les conditions aux limites du problème pour envisager sa simulation numérique.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

1.4.4 Sélection d'une configuration expérimentale académique

Suite à la démarche menée tout au long de ce chapitre, le choix de la configuration expérimentale s'est orienté vers celle illustrée par la FIGURE 1.12.

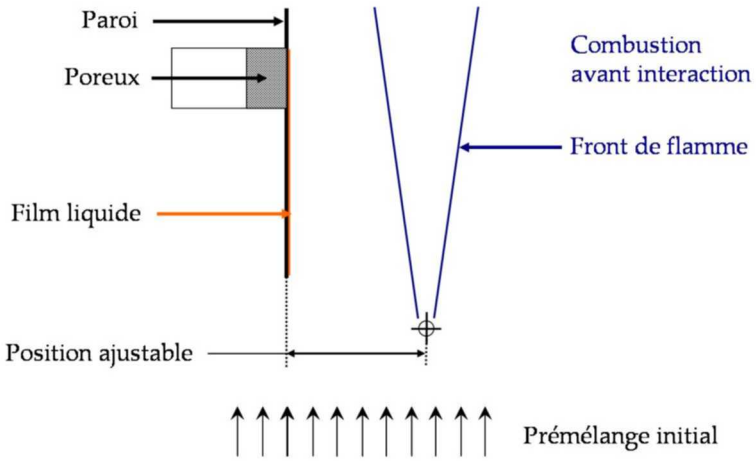


FIGURE 1.12 – Principe de la configuration académique retenue

Pour y parvenir, il est nécessaire de sélectionner les principales caractéristiques des éléments impliqués :

1. le prémélange gazeux initial ;
2. les caractéristiques de la combustion avant interaction ;
3. celles de la paroi ;
4. la nature du film liquide.

1.4.4.1 Le prémélange gazeux initial

Pour simplifier la démarche, le choix d'un régime d'écoulement laminaire permet de limiter l'impact de l'aérodynamique sur la combustion. Ensuite, un prémélange air/méthane (hydrocarbure léger) permet de simplifier les schémas cinétiques. Le cas d'un mélange pauvre en combustible ($\Phi_0 < 1$) a été choisi en vue d'obtenir une vitesse de propagation S_L du front initialement faible. De cette manière, toute modification du mélange induite par un changement de richesse lié à l'évaporation du film liquide combustible, aura un effet significatif sur la propagation du front de flamme.

1.4.4.2 La combustion avant interaction

Deux fronts de flamme obliques peuvent être stabilisés à l'aide d'un barreau. Ils sont alors immobiles en moyenne, dans le temps et l'espace, lorsqu'ils se propagent dans un prémélange dont les propriétés aérothermochimiques sont homogènes. Ainsi, dans cette configuration initialement bidimensionnelle, une évolution de la composition a un impact direct sur la topologie du front via une variation de sa vitesse de propagation. De plus, sa position dans l'espace renseigne sur des effets instationnaires.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Dans un écoulement ascendant homogène, ces fronts présentent une symétrie par rapport à la verticale puisque l'effet de la gravité agit de manière similaire. Cette configuration est couramment appelée flamme en "V". Globalement, son angle peut être ajusté par la richesse et la vitesse du prémélange, ce qui permet également de jouer sur les niveaux de température dans les gaz brûlés et sur les transferts radiatifs.

Plusieurs mécanismes de l'interaction dépendent de la pression totale (S_L, conditions d'évaporation). Si la flamme se développe au sein d'un écoulement stationnaire libre, sans contrainte de pression induite en configuration confinée, il est possible de supprimer cette influence. Ce choix facilite aussi l'application de diagnostics optiques (se reporter à l'annexe A pour plus de détails) pour étudier l'interaction.

L'ensemble de la flamme en "V" peut être déplacé en translatant le barreau de stabilisation à la sortie du brûleur. Cette translation permet de rapprocher les fronts obliques de la paroi pour aboutir à une interaction souhaitée.

1.4.4.3 Positionnement et caractéristiques de la paroi

La paroi est positionnée verticalement dans l'écoulement et parallèlement aux filets fluides. Il s'agit d'une configuration académique classique dans l'étude des transferts de chaleur, de masse et de quantité de mouvement [23]. Positionner son bord d'attaque parallèle au barreau de stabilisation permet de tendre vers une configuration bidimensionnelle. Les caractéristiques de ce bord d'attaque conditionnent le développement de la couche limite aérodynamique le long de la plaque, qui peut être soit laminaire, soit turbulente.

Du point de vue de la thermique, une paroi de faible conductivité thermique limite les pertes de chaleur pariétales. La majorité de la densité de flux absorbée par la paroi est alors restituée au film, favorisant ainsi l'effet de l'évaporation sur l'interaction. Pour tendre vers ce cas, le choix d'une configuration "quasi-adiabatique" est réalisé. Une épaisseur de paroi petite devant sa largeur et sa hauteur, permettra aussi de limiter les effets de bords.

Pour obtenir une épaisseur de film représentative, l'échelle de la rugosité de la paroi a été choisie faible devant celle du liquide.

Enfin, un poreux sera utilisé pour acheminer le liquide jusqu'à la face avant de la paroi afin de perturber, le moins possible, l'aérodynamique de l'écoulement.

1.4.4.4 Le film liquide

Le choix d'un alcane ($C_{n_C}H_{2n_C+2}$ où n_C est le nombre de carbones) liquide dans les conditions ambiantes apparaît judicieux. Il s'agit de molécules relativement peu complexes. La combustion des alcanes présente des propriétés propagatives qui restent du même ordre de grandeur [52, 53, 54], contrairement aux alcènes par exemple. Cependant, le nombre de réactions et d'espèces intermédiaires augmente avec n_C et entraîne une difficulté supplémentaire pour les simulations numériques lorsqu'elles considèrent une chimie détaillée.

Le film liquide évolue sur une paroi verticale sous l'effet de la gravité et s'évapore dans un écoulement ascendant. Il s'agit d'une configuration à contre-courant. Pour que le liquide s'étale et évolue en film, le choix du matériau pour la paroi et du type de fluide doit être compatible en matière de mouillabilité [55]. Le choix du liquide doit aussi permettre de limiter les ondulations d'interface afin de tendre vers le cas idéal d'un film "plat" et simplifier

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

le problème.

Lorsqu'un film liquide s'écoule librement sur une paroi verticale, il est instable pour tout nombre de Reynolds [18]. Néanmoins, l'estimation de paramètres de stabilité avec l'approche proposée dans ces travaux, pour une épaisseur et une température données, montre que les amplitudes des perturbations ont tendance à croître moins rapidement lorsque n_C augmente. Dans le même temps, la tension de surface γ augmente, jouant en défaveur de l'étalement du fluide sur la paroi, et donc sur son épaisseur "minimale". Celle-ci doit être suffisamment faible pour se rapprocher des conditions rencontrées dans les moteurs [4, 29] (de l'ordre du micron à quelques dizaines de microns).

Étant donné les commentaires précédents, le pentane, l'hexane, l'heptane et l'octane s'inscrivent tout à fait dans une démarche de gradation vers la complexité. Dans cette première approche expérimentale, l'heptane a été sélectionné, tout d'abord car sa température d'ébullition à P_{atm} est de 98,4 °C, ce qui limite les problèmes liés à la sécurité par rapport à des fluides plus volatils. D'autres raisons apparaissant dans les prochains chapitres viendront consolider ce choix.

1.5 Conclusion

Les problématiques environnementales en termes de consommation et d'émissions polluantes des transports ont été rappelées. Parmi les pistes d'améliorations, le moteur à Injection Directe Essence présente des avantages pour atteindre les objectifs, mais peut aussi générer un dépôt de carburant sur les parois qui interagit ensuite avec la combustion. Comme évoquées, les motivations de l'étude expérimentale dépassent largement le cadre des moteurs. Cette interaction a fait l'objet d'une analyse phénoménologique graduelle qui a permis d'identifier les paramètres de l'étude, de poser des questions fondamentales, puis de nous diriger vers la sélection d'une configuration académique. Celle-ci consiste à obtenir un dépôt de liquide combustible sur une paroi verticale positionnée dans un écoulement ascendant de prémélange à proximité d'une flamme oblique stabilisée sur un barreau. Le prochain chapitre est dédié au développement de ce dispositif.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Chapitre 2

Présentation du dispositif expérimental

Dans la configuration expérimentale retenue, une flamme en "V" se développe dans un écoulement gazeux ascendant à la sortie d'une soufflerie, dont les caractéristiques aérothermochimiques initiales sont contrôlées. Ce dispositif, déjà utilisé dans plusieurs études antérieures et modifié durant ces travaux, fait l'objet d'une brève description. Puis, les contraintes inhérentes au dispositif de dépôt du film liquide combustible et ses principales caractéristiques sont présentées. Enfin, les spécificités de la nouvelle installation sont introduites et accompagnées du bilan des paramètres essentiels à contrôler.

Pour connaître ceux qui jouent sur le comportement du film liquide s'écoulant sur la paroi verticale, il a été nécessaire de mettre au point un nouveau diagnostic compatible avec le dispositif expérimental. Les contraintes résultantes sont également renseignées et font référence au prochain chapitre.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

2.1 Description de la soufflerie de prémélange

Une soufflerie déjà existante au laboratoire [47] a été utilisée. Celle-ci a toutefois été modifiée pour améliorer le contrôle des débits, la répétabilité des essais et la stabilité des caractéristiques aérodynamiques dans le temps. Le dispositif permettant de générer la flamme oblique de prémélange, illustré sur les FIGURES 2.1 et 2.2, est constitué :

1. D'un système électrovanne/débitmètre qui permet de réguler le débit d'air, préalablement purifié et séché, dans une gamme de 0 à 5 $Nm^3.min^{-1}$ ($\approx$ 7 $m.s^{-1}$). L'air est ensuite injecté dans un caisson à l'aide de quatre injecteurs.
2. D'un système de régulation du débit de méthane. La gamme de débit est comprise entre 0 et 300 $NL.min^{-1}$. Le méthane est ensuite injecté dans un premier étage de tubes à l'aval du caisson d'air par l'intermédiaire de quatre injecteurs opposés deux à deux.
3. D'un tube rempli de billes de différents diamètres dont le rôle est de favoriser l'homogénéisation du prémélange.
4. D'un troisième étage, utilisé pour l'injection de particules pour les diagnostics lasers (pour plus de détails, se reporter à l'annexe A).
5. D'un coude divergent avec aubages permettant le redressement de l'écoulement et son passage à la verticale. Les effets de la gravité, qui peuvent engendrer une forte dissymétrie de la flamme, sont ainsi supprimés.
6. D'une chambre de tranquillisation contenant une structure en nid d'abeille et quatre grillages fins.
7. D'un convergent associé à la chambre de tranquillisation. Les deux derniers éléments permettent d'obtenir un écoulement laminaire en sortie du brûleur avec une turbulence résiduelle inférieure à 0,5 %.
8. De grilles de turbulence amovibles (non utilisées dans l'étude) qui permettent de générer différentes intensités de turbulence (4 et 8 %).
9. D'une contraction de veine de rapport de section de $1,27$, qui permet d'obtenir une turbulence homogène et isotrope [56]. La sortie de veine de section carrée (115×115 mm^2) se situe à l'aval de cette contraction.
10. D'un barreau cylindrique de 2 mm de diamètre qui assure la stabilisation des deux fronts de flamme obliques. Monté sur un support muni de rails, sa position sur le plan de sortie du brûleur peut être ajustée.

Les fronts de flamme obliques se développent dans un écoulement gazeux laminaire de prémélange ascendant. Pour qu'ils restent immobiles en moyenne, dans le temps et l'espace avant l'interaction, ils doivent rencontrer des conditions homogènes. Il est donc nécessaire de contrôler la concentration initiale du prémélange et ses caractéristiques aérodynamiques.

La couche limite aérodynamique qui se développe le long de la paroi dépend aussi des propriétés de l'écoulement initial. La connaissance du champ de vitesses permet d'estimer le cône de potentiel (la zone où l'écoulement présente des conditions aérodynamiques homogènes). Positionner le bord d'attaque de la paroi verticale dans celui-ci permet de maîtriser les conditions aux limites.

La démarche mise en œuvre et les résultats obtenus pour caractériser cet écoulement de prémélange sont présentés dans l'annexe B.1. La concentration en méthane est homogène sur l'ensemble de la section de sortie de veine confirmant la bidimensionnalité de la richesse initiale.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

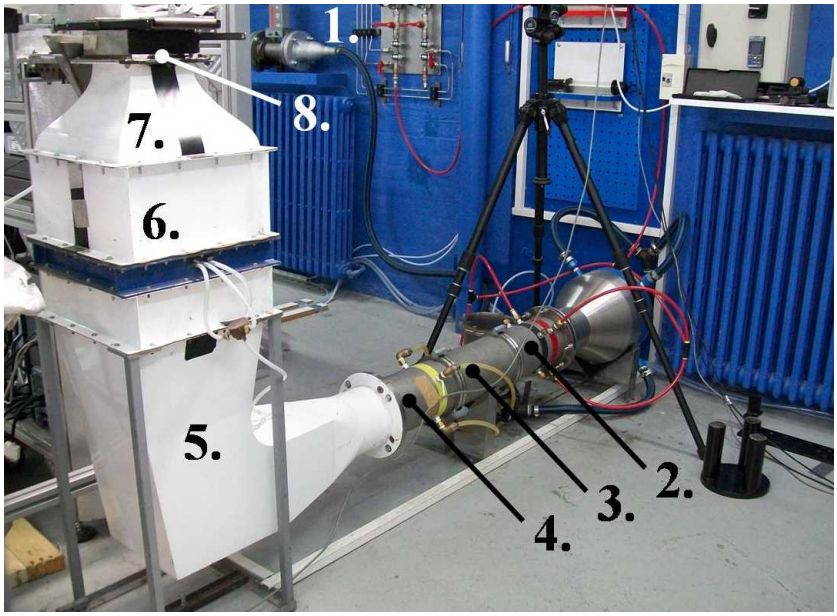


FIGURE 2.1 – Image du dispositif expérimental avec les modifications apportées

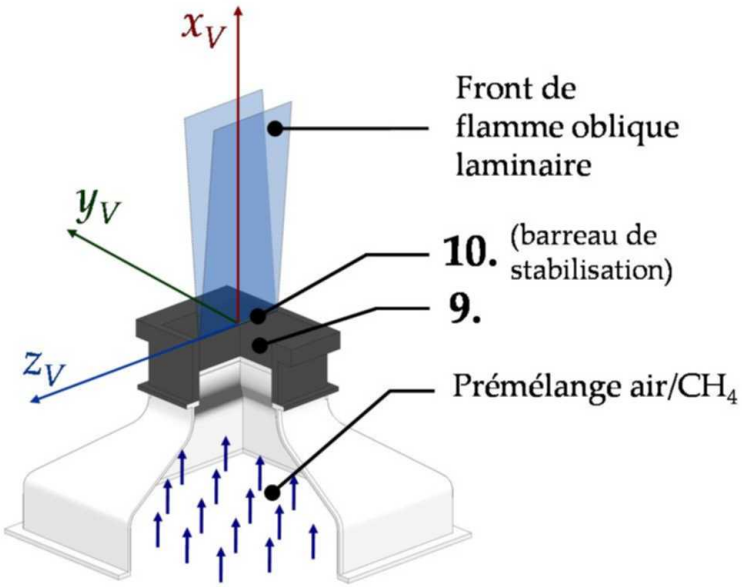


FIGURE 2.2 – Illustration de la stabilisation de la flamme en "V" et introduction du repère associé au centre de la sortie de la veine $\mathcal{R}_V = (\mathrm{O}\,;\, \vec{x_V},\, \vec{y_V},\, \vec{z_V})$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

En définitive, ce dispositif expérimental permet de générer un écoulement de prémélange laminaire dans lequel se propage une flamme en "V". Les résultats de la caractérisation aérodynamique de la soufflerie permettent d'envisager le positionnement du bord d'attaque de la paroi verticale à $y_V = 42{,}5$ mm, jusqu'à une hauteur de $x_V = 60$ mm pour limiter l'effet aérodynamique induit à l'aval du barreau de stabilisation. Enfin, l'écoulement reste homogène dans l'intervalle $y_V =$ [-40 ; 40] mm, jusqu'à une hauteur de 180 mm environ. Avec la connaissance de ces données, il est possible de sélectionner les principales propriétés géométriques du dispositif de dépôt.

2.2 Technique de dépôt du film liquide

Les principales caractéristiques géométriques et les matériaux sélectionnés pour le nouveau dispositif expérimental sont présentés de manière synthétique dans cette section.

2.2.1 Description du dispositif

La Figure 2.3 présente le dispositif développé. Il permet de déposer un film liquide combustible sur la paroi verticale au travers d'un milieu poreux. Cette injection est principalement réalisée grâce à trois éléments :

- l'alimentation se fait à l'aide d'une pompe de précision permettant le remplissage du cylindre intérieur puis le transport du liquide à travers le poreux ;
- la paroi destinée à recevoir le film liquide et compatible optiquement avec la technique de mesure d'épaisseur d_{fl} et de température de paroi T_W (voir chapitre 3) ;
- l'échangeur autour du cylindre interne permet de contrôler la température du liquide (celle-ci est mesurée à l'entrée du poreux par l'intermédiaire d'un thermocouple).

La Figure 2.4(a) représente les principales dimensions du dispositif à travers une sélection de plans de coupes locales. Il est ainsi possible de visualiser l'échelle de l'échangeur autour du cylindre intérieur ainsi que la zone d'injection. Le bord d'attaque de la paroi est positionné dans le cône de potentiel de l'écoulement gazeux, à la coordonnée ($x_V = 50$ mm ; $y_V = 42{,}5$ mm) du repère $\mathcal{R}_V$ associé au centre de la sortie de la soufflerie. Sa forme joue sur les propriétés aérodynamiques de la couche limite se développant sur la face avant de la paroi [57].

Il est important de contrôler les propriétés aérodynamiques, car elles interviennent dans les couplages impliqués dans l'interaction étudiée. Elles peuvent être perturbées en présence d'un encombrement à l'arrière de la plaque. La distance entre le bord d'attaque et la distribution du film liquide a été choisie afin de limiter cet effet. La démarche a consisté à comparer les caractéristiques de l'écoulement mesurées par Anémométrie Laser Doppler (LDA, cf. annexe A.2.1) avec et sans encombrement et en fonction de sa hauteur.

Ensuite, les propriétés de la couche limite aérodynamique influencent le comportement du film liquide. D'après l'estimation de la largeur du cône de potentiel, la formation d'un film liquide d'une largeur de 80 mm peut être considérée à une hauteur d'environ $x_V \approx 180$ mm. Maximiser sa largeur permet de limiter les effets de bords tout en formant un film qui rencontre un écoulement à contre-courant présentant des caractéristiques aérodynamiques bidimensionnelles. La position et la géométrie du poreux, qui distribue le liquide, ont été choisies de façon à pouvoir générer un tel film. La section de passage du liquide est assimilable à un

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

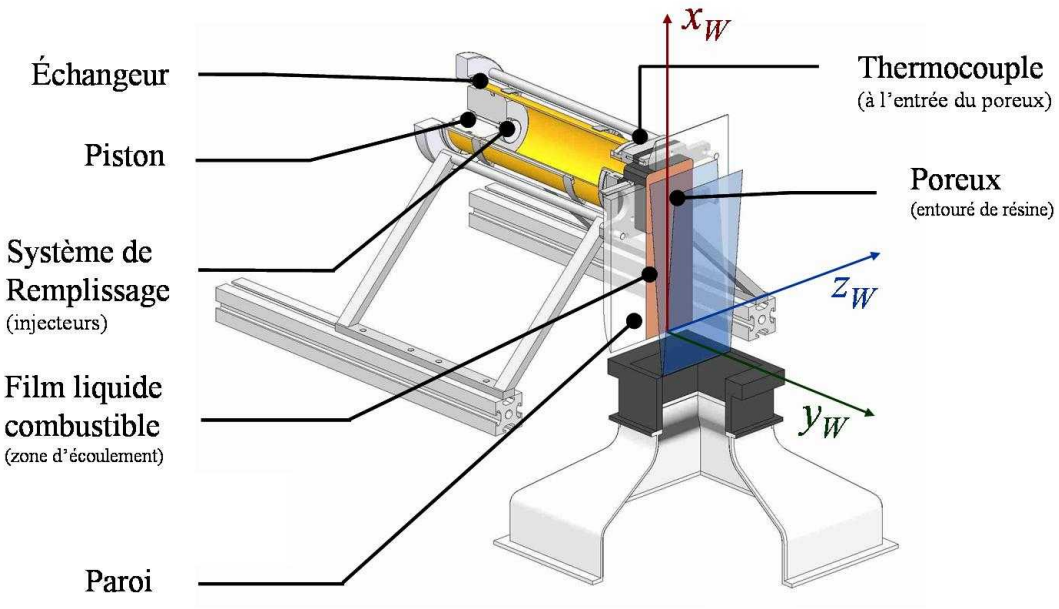
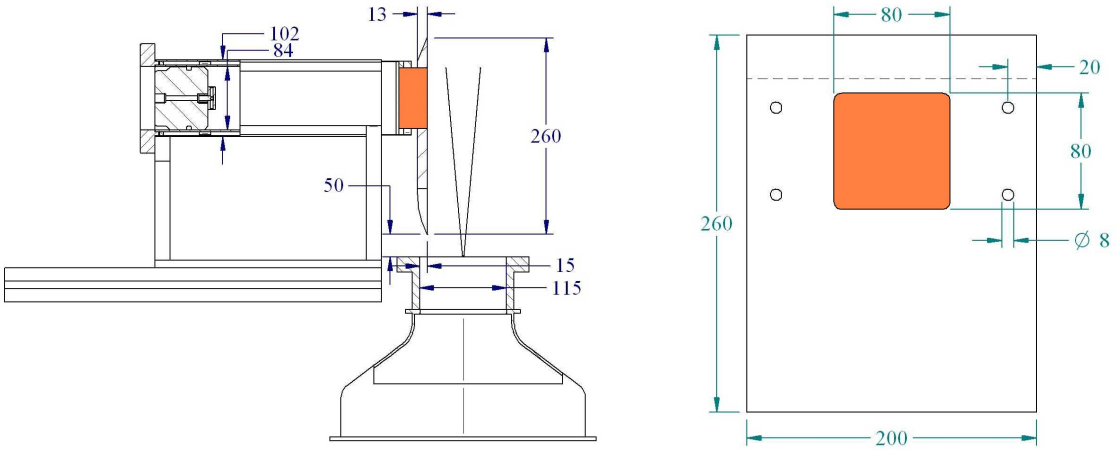


FIGURE 2.3 – Présentation du système d'alimentation du film liquide et introduction du repère associé à la paroi $\mathcal{R}_W = (\mathrm{O}\,;\, \vec{x_W},\, \vec{y_W},\, \vec{z_W})$



(a) Coupes locales du dispositif

(b) Vue de face de la paroi

FIGURE 2.4 – Principales cotations du système d'alimentation du film liquide et mise en évidence de l'emplacement du poreux

carré d'environ 8 cm de côté (FIGURE 2.4(b)). Le plan de sortie du poreux est affleurant à celui de la face avant de la paroi afin de ne pas perturber l'aérodynamique de l'écoulement.

Après avoir sélectionné la configuration géométrique du nouveau dispositif expérimental, il a été nécessaire de choisir les matériaux qui le composent. Ils doivent être en adéquation avec les objectifs et les contraintes induites par la présence d'un écoulement réactif.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

2.2.2 Principales contraintes et choix des matériaux

Le matériau sélectionné pour la paroi et le poreux est à base de silice. Il correspond à un bon compromis au regard des différentes contraintes imposées par l'étude expérimentale en termes de :

- Résistance : mécanique, à la flamme et aux alcanes liquides. De manière générale, l'ensemble de la ligne fluide nécessite une bonne tenue à ces fluides (Pour plus de détails, se reporter à l'annexe B).
- Thermique : faibles conductivité thermique et coefficient de dilatation ;
- Rayonnement : transparent dans le proche infrarouge [1,2 ; 1,4] µm et faible diffusion radiative afin de réaliser une mesure d'épaisseur dans les meilleures conditions (voir chapitre 3) ;
- Fabrication : usinage fin pour maîtriser la forme du bord d'attaque et polissage possibles.
- Mouillable aux n-alcanes (voir section 2.2.3).

La silice présente une bonne tenue mécanique aux hautes températures et résiste à la plupart des produits chimiques. Ce matériau est aussi transparent dans le spectre du visible et permet une visualisation directe du film liquide au travers de la paroi.

Quelques caractéristiques de ce matériau sont renseignées dans le Tableau 2.1. Les faibles valeurs pour la conductivité thermique et la dilatation thermique permettent de considérer la paroi "quasi-adiabatique" avec une variation géométrique négligeable durant les phases d'échauffements en présence de flammes.

Tableau 2.1 – Quelques caractéristiques de la silice sélectionnée à $T = 22$ °C

Source	Intitulé	Valeur
Corning©	Masse volumique	2,2 kg.m^{-3}
	Coefficient de dilatation thermique	5,7 × 10^{-7} (de 0 °C à 200 °C)
	Conductivité thermique	1,3 W.m^{-1}.K^{-1}
	Point de déformation	≈ 900 °C

Le poreux devait présenter des caractéristiques comparables à celles de la paroi. Il présente néanmoins une surface avec des aspérités et la taille des pores joue sur l'évaporation. En effet, l'interface *liquide/gaz* peut devenir très courbée lorsque la taille des pores est petite. Il en résulte une modification des conditions d'évaporation par rapport au cas où l'interface est plane, c'est l'effet Kelvin. Cette influence devient importante lorsque le rayon de courbure de l'interface *liquide/gaz* devient très faible (inférieure à 100 nm [30]).

Pour récapituler, le poreux présente une porosité importante ainsi qu'une taille de pores suffisante pour limiter l'effet Kelvin et les pertes de charge afin de faciliter la distribution du liquide. Leur taille doit aussi être assez petite pour que le liquide ne s'écoule pas naturellement et que le front de flamme ne puisse pas se propager au sein du poreux. Pour répondre à ces contraintes, sa porosité est environ de 40 % avec une taille de pores de l'ordre de quelques dizaines de microns.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Pour obtenir un film liquide sur la paroi, le fluide doit s'étaler sur la surface. La silice a également été retenue par rapport à sa mouillabilité qui représente l'aptitude de la surface à être mouillée par un liquide.

2.2.3 Mouillage d'un liquide sur une surface solide

Pour s'écouler en film, le liquide doit s'étaler correctement sur la surface. De Gennes et al. [55] présente la règle de Zisman, un critère de mouillage, qui permet de prévoir si une surface solide est mouillable totalement ou partiellement à un fluide. Ce critère empirique permet de classer les solides à l'aide de la tension critique de surface γ_C telle que :

- $\gamma > \gamma_C$ pour un mouillage partiel,
- $\gamma < \gamma_C$ pour un mouillage total.

où γ est la tension superficielle à l'interface *liquide/air*. Les verres ou les silices (Si) fondues présentent une forte tension critique $\gamma_{C\mathrm{Si}}$ de surface pouvant dépasser 150 mN.m^{-1} [55], indépendante du fluide dans le cas de liquides apolaires comme l'heptane. Celui-ci présente une tension de surface γ de l'ordre de 20 mN.m^{-1} à 20 °C [20, 58], bien inférieure à la tension critique $\gamma_{C\mathrm{Si}}$, favorisant alors son étalement sur la surface. En revanche, γ_C peut largement diminuer en présence d'impuretés. C'est pourquoi, il est important de conserver une surface propre.

Concernant le poreux qui permet d'acheminer le liquide jusqu'à la paroi, sa structure modifie ce critère. Cependant, même dans le cas d'un mouillage partiel, un liquide "plutôt mouillant" envahit spontanément un milieu poreux [55] du fait des effets capillaires.

Ce comportement a été vérifié dans le cas du poreux sélectionné. Un traceur liquide fluorescent en présence d'une source de lumière visible a été rajouté en petite quantité à l'heptane. Quelques gouttes de ce liquide ont été déposées sur le poreux. L'évolution du dépôt au cours du temps a pu être visualisée en observant la fluorescence au travers d'un filtre. Il est représenté sur la FIGURE 2.5, sur laquelle on peut observer la répartition finale du fluide sur une des faces du poreux.

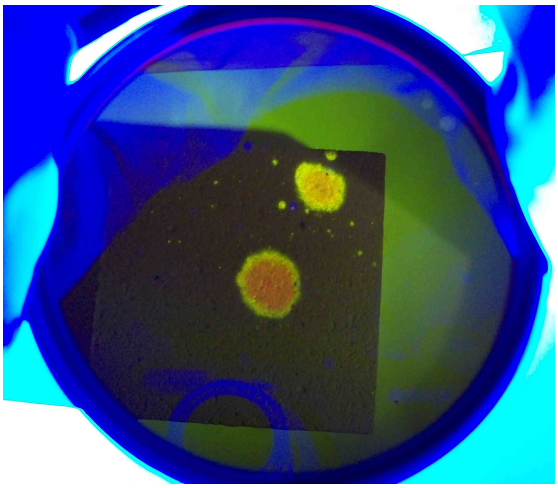


FIGURE 2.5 – Illustration du comportement de l'heptane à la surface du poreux

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Après avoir présenté les principales caractéristiques du dispositif de dépôt, son fonctionnement avec la soufflerie de prémélange est décrit ci-après.

2.3 Fonctionnement du dispositif de dépôt avec la soufflerie

Le film liquide s'écoule sur une paroi verticale et interagit avec l'écoulement gazeux ascendant, soit dans une configuration à contre-courant. C'est l'une des configurations d'étude que le dispositif permet d'exploiter. Ses spécificités et les autres configurations sont présentées. Puis, la synthèse des principaux paramètres pour l'étude expérimentale de l'interaction *front de flamme/film* est réalisée.

2.3.1 Spécificités de l'installation expérimentale avec le film liquide

La FIGURE 2.6 présente une vue de la paroi disposée au dessus de la sortie de veine de la soufflerie. Comme évoqué précédemment, positionner son bord d'attaque dans la zone, où les caractéristiques de l'écoulement gazeux ascendant sont homogènes, permet de contrôler le développement de la couche limite aérodynamique.

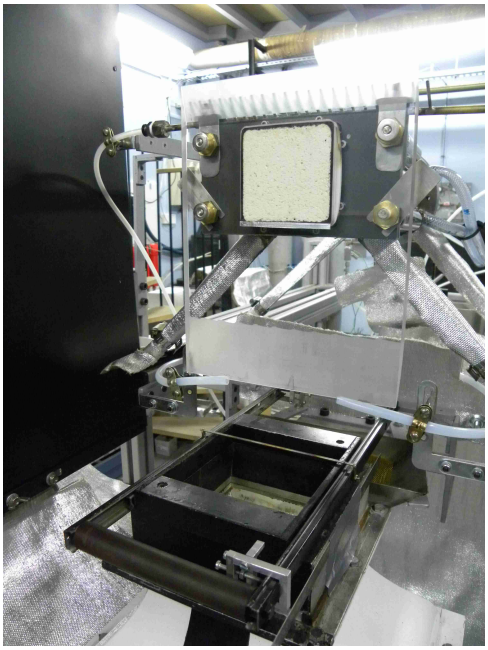


FIGURE 2.6 – Vue du système d'alimentation du film liquide et de la sortie de la soufflerie

Celle-ci a tout d'abord été caractérisée avec la paroi en silice sans dépôt de liquide (cf. annexe B.2). D'après les mesures de vitesse obtenues, ses propriétés moyennes se rapprochent d'un profil de Blasius qui se réfère au cas d'une couche limite laminaire [59]. La contrainte de cisaillement τ du fluide sur la paroi est alors une fonction de la distance au bord d'attaque x_W (du repère de la paroi $\mathcal{R}_W$) qui tend vers l'infini quand x_W tend vers 0.

Physiquement, ce comportement signifie que dans certaines conditions, le cisaillement induit permet de stabiliser certains fluides au niveau du bord d'attaque de la paroi. Ceci permet alors d'éviter que le liquide ne s'écoule puis s'évapore dans la soufflerie de prémélange,

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

rendant la maîtrise des conditions initiales en richesse impossible. Le second avantage est l'obtention d'un film continu sur toute la hauteur de la paroi à partir du poreux.

Ce liquide, une fois sorti de la zone de cisaillement, s'écoule ensuite sous l'effet de la gravité et peut être évacué à l'aide de tubes disposés de part et d'autre de la paroi à proximité du bord d'attaque (FIGURE 2.6). Il faut toutefois signaler que dans le cas de l'heptane pur, un filet de liquide se crée sur le bord d'attaque et a un impact sur le développement de la couche limite aérodynamique qui fera l'objet d'une étude approfondie au cours d'un prochain chapitre.

Cette propriété permet d'obtenir un film liquide combustible qui interagit avec l'écoulement gazeux à contre-courant dans un régime permanent, mais ce n'est pas la seule configuration d'étude envisageable avec ce nouveau dispositif.

2.3.2 Synthèse des configurations d'étude

Avec ce dispositif de dépôt, plusieurs configurations peuvent être envisagées afin d'apporter des informations sur le mécanisme d'évaporation :

(C-1) *Le film liquide s'écoule sur toute la hauteur de la paroi* à partir du poreux. Dans cette configuration déjà présentée, les couches limites apparaissent toutes au niveau du bord d'attaque. Les débits évaporés mis en jeu sont faibles, mais il est possible, dans le cas d'expérimentation d'une durée suffisante (quelques minutes), de les estimer à partir d'un bilan massique. En revanche, l'évaporation peut être influencée par la nature du film liquide. En effet, les courbures d'interface augmentent la surface d'échange et leurs effets mécaniques sur l'écoulement gazeux induisent une modification du transport localement et des transferts en retour. Son épaisseur peut également intervenir sur l'équilibre thermodynamique à l'interface *liquide/gaz* du fait des forces d'attraction entre les molécules du liquide et celles de la surface solide [20]. Ce dernier phénomène intervient de manière significative dans le cas d'épaisseurs bien inférieures [31] à celles ciblées dans cette étude.

(C-2) *Le liquide s'évapore seulement au niveau du poreux* et génère un transport du fluide par effet capillaire. Avec un raisonnement similaire, le débit évaporé peut aussi être estimé. La surface d'échange correspond à celle du poreux. Dans ce cas, elle est relativement simple à estimer et reste du même ordre que dans la configuration (C-1). En outre, les instabilités dynamiques du film sont inexistantes et l'effet Kelvin reste limité du fait des caractéristiques du poreux sélectionné. La couche limite massique apparaît à la base du poreux, c'est-à-dire en aval du bord d'attaque, ce qui modifie les transferts par rapport au cas où le film est présent.

(C-3) *Un cas intermédiaire* où le film liquide s'écoule partiellement sur la paroi. L'étalement du fluide peut être partiel en hauteur ou en largeur (présence de filets de liquide avec la rupture du film [60]). Cette configuration peut être rencontrée dans le cas de fluides peu mouillants [55], en présence de forts transferts thermiques [61], etc.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

2.3.3 Bilan des paramètres ajustables de l'expérience

Les principaux paramètres qui peuvent être contrôlés sont indiqués dans le Tableau 2.2. Concernant l'écoulement de prémélange en sortie de veine, $(u^g_\infty)_{\text{isotherme}}$ est la vitesse moyenne initiale dans les conditions isothermes (sans flamme) qui est de 5 m.s^{-1} à une température initiale $(T^g_\infty)_{\text{isotherme}}$ qui est de l'ordre de 15 °C. Dans le cas laminaire, l'intensité de turbulence de l'écoulement gazeux $I^{(t)}$ est inférieure à 0,5 % au niveau de la sortie de veine. La richesse initiale des gaz frais Φ_0 est fixée à 0,6 afin de se trouver dans des conditions de combustion pauvre avant l'interaction.

Le bord d'attaque de la plaque (associé au repère $\mathcal{R}_W$) est avancé de 15 mm dans l'écoulement gazeux et positionné à une hauteur de 50 mm par rapport à la sortie de veine, comme indiqué sur la Figure 2.4(a). La position de la flamme en "V" peut être ajustée grâce au déplacement du barreau de stabilisation. Ceci permet de modifier la distance d' entre le front de flamme et la paroi. La distance entre le centre du barreau de stabilisation et la paroi d est maîtrisée au 1/10 de mm (cf. annexe B.3).

Cette étude expérimentale est réalisée exclusivement avec du n-heptane d'une pureté de 95 % fourni par Carlo Erba Reactifs-sds. Sauf configuration spécifique, la température du fluide à l'entrée du poreux T_{in} reste de l'ordre de 15 °C grâce à l'utilisation de l'échangeur thermique. Parmi les paramètres importants à contrôler, il y a également l'épaisseur du film d_{fl} et la température de paroi T_W. Pour estimer ces paramètres, un diagnostic optique a été développé. Il est présenté dans le prochain chapitre.

Tableau 2.2 – Bilan des paramètres pour l'étude de l'interaction avec le nouveau dispositif

Paramètre	Description	Unité	Valeur(s)
$(u^g_\infty)_{\text{isotherme}}$	Vitesse moyenne initiale des gaz frais	m.s^{-1}	5
$(T^g_\infty)_{\text{isotherme}}$	Température initiale des gaz frais	°C	≈ 15
$I^{(t)}$	Intensité de turbulence initiale des gaz frais	%	$< 0{,}5$
Φ_0	Richesse initiale des gaz frais	-	0,6
d	Distance entre le centre du barreau et la paroi	mm	13 à 80
T_{in}	Température du liquide à l'entrée du poreux	°C	≈ 15
T_W	Température de paroi	°C	Voir chapitres
d_{fl}	Épaisseur du film liquide	µm	3 et 4

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

2.4 Conclusion

La nouvelle soufflerie qui permet de générer une flamme en "V" a été caractérisée. Ses propriétés ont permis de dimensionner le dispositif de dépôt original développé spécifiquement pour cette étude. Les différentes contraintes auxquelles il doit répondre ont ensuite été présentées, et ont permis de sélectionner la silice comme base des matériaux composant le poreux et la paroi. Le fonctionnement du dispositif, incluant la soufflerie, a été décrit en introduisant au préalable certaines spécificités liées à la configuration d'interaction entre le film liquide et l'écoulement gazeux à contre-courant. Différentes configurations ont ensuite été identifiées avant de réaliser la synthèse des principaux paramètres de l'étude expérimentale de l'interaction *front de flamme/film*.

Pour connaître l'épaisseur du film d_{fl} et la température de paroi T_W, il a été nécessaire de mettre au point une technique de diagnostic compatible avec le dispositif expérimental présenté dans ce chapitre. Il fait l'objet du prochain chapitre.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Chapitre 3

Mesures d'épaisseur de film et de température de paroi par interférométrie à faible cohérence

L'épaisseur du film est un paramètre essentiel de l'étude expérimentale. La configuration retenue implique un écoulement réactif qui ne permet pas l'utilisation de la plupart des techniques de mesure d'épaisseur classiques et provoque des gradients thermiques au sein du film liquide. En dépit de ces contraintes, l'Interférométrie à Faible Cohérence (IFC) présente de nombreux avantages pour remplir les objectifs. Le principe de la mesure d'épaisseur par IFC est abordé à partir d'une approche analytique qui permet d'introduire une notion importante, l'interférogramme. Celui-ci est ensuite explicité à l'aide d'un outil numérique pour réaliser une étude de sensibilité à différents paramètres de l'étude (épaisseur de la paroi, matériaux, etc.). Le cas du film liquide s'écoulant librement sur la paroi verticale est ensuite analysé. Ces campagnes expérimentales ont permis de vérifier, d'une part, les caractéristiques du dépôt de film liquide combustible obtenu avec le nouveau dispositif, et d'autre part, les performances de l'IFC appliquée à la mesure d'épaisseur. En fin de chapitre, on propose une méthode permettant d'estimer la température locale de paroi, de façon simultanée avec l'épaisseur du film, en utilisant l'IFC.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

3.1 Avantages de l'interférométrie à faible cohérence

Plusieurs méthodes ont été envisagées afin de mesurer l'épaisseur du film liquide. Certaines sont présentées dans une synthèse de techniques de mesure d'épaisseur appliquées aux milieux diphasiques à l'échelle micrométrique [62] et dans le Tableau 3.1. Tout d'abord, les techniques intrusives ne sont pas adaptées à notre problème. Les méthodes qualifiées de "pseudo intrusives" dans le Tableau 3.1, engendrent des contraintes incompatibles avec la configuration d'étude. Parmi les méthodes non intrusives, l'Interférométrie à Faible Cohérence (IFC) [63, 64, 65] est adaptée à l'étude expérimentale spécifique impliquant un écoulement réactif, car elle :

- ne nécessite pas de traversée optique de la flamme (la mesure est réalisée par réflexion à l'arrière de la paroi) ;
- ne nécessite aucun type d'ensemencement qui pourrait influencer les phénomènes physiques étudiés ;
- ne nécessite pas de référence ;
- utilise une source de lumière dont l'émission ne peut interférer avec celle de la flamme ;
- permet l'utilisation d'un faisceau collimaté en direction du système *paroi/liquide*, ce qui n'impose pas de restriction forte sur la proximité du dispositif et la rend sélective à l'angle d'incidence du rayonnement réfléchi par le système à mesurer (limitation de la source d'erreur occasionnée par les déviations des faisceaux induits par les gradients de température) ;
- permet de réaliser une mesure précise de la Longueur de Chemin Optique (LCO) de milieux multicouches semi-transparents. Cette longueur est liée à l'épaisseur de film recherchée $d_{fl} = LCO/n_G$, où n_G est l'indice de réfraction de groupe (voir section 3.3.2.3) qui dépend de la température au sein du film. Dans la configuration d'étude, nous avons montré [66] que les gradients thermiques sur le chemin optique (dans le film liquide) induisent une erreur relative maximale de mesure d'épaisseur qui reste raisonnable ($\approx 2\%$).

De plus, l'IFC profite des développements technologiques concernant notamment les sources lumineuses dans les systèmes de communication par fibres optiques depuis les années 1980. En effet, leurs améliorations en terme de puissance, stabilité et faible cohérence, augmentent les performances de l'IFC à environ 1300 et 1550 nanomètres, car ce sont ces longueurs d'onde qui sont principalement employées dans les réseaux de fibres optiques [67]. Nous avons sélectionné une source lumineuse avec une longueur d'onde moyenne (λ_0) située autour de 1310 nm, car les alcanes présentent un spectre pratiquement transparent autour de cette longueur d'onde [68, 69]. De plus, la silice, utilisée pour la paroi du dispositif de dépôt, est un matériau compatible avec cette technique, car il est communément employé dans les fibres optiques.

Cette synthèse démontre l'intérêt de l'IFC pour mesurer l'épaisseur du film liquide dans la configuration expérimentale étudiée dans ce travail. Son principe et les développements réalisés sont présentés, avant de tester le dispositif dans le cadre de l'étude du comportement du film liquide s'écoulant librement sur la paroi verticale. Une démarche expérimentale est finalement réalisée pour montrer comment il est possible d'obtenir une estimation de la température de paroi avec cette même technique.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

TABLEAU 3.1 – Synthèse des techniques de mesure d'épaisseur accompagnée de quelques avantages et inconvénients par rapport à la configuration d'étude

Techniques	Dénomination couramment utilisée ou principe	Avantages	Inconvénients
Intrusives	Mesure de conductivité électrique [62] Mesure de capacitance [62]	Peu coûteux	Influence locale sur l'écoulement du film liquide Impact sur l'écoulement gazeux en proche paroi
"Pseudo intrusives"	Techniques acoustiques [62] micro Particle Image Velocimetry (PIV) [70] Laser Induced Fluorescence (LIF) [71]	Peu coûteux Données sur l'écoulement Données sur le film & vapeur	Précision limitée par opposition aux méthodes optiques Présence de particules (incompatible avec le poreux) Traceur liquide (modification des mécanismes étudiés)
Non intrusives	"Synthétique Schlieren" [72] Absorption des rayons X [62]	Accès à la topologie du film Influence limitée du milieu	Nécessite une mesure d'épaisseur de référence Nécessite un confinement spécifique
	Absorption lumineuse [21, 39] Triangulation de laser [73]	Peu coûteux	Traversée optique de la flamme
	"Total internal reflection of light" [62] "Laser focus displacement" [62] Microscopie confocale chromatique [62]	Méthodes utilisées en réflexion à l'arrière de la paroi	Restriction de proximité par rapport à la paroi et effets des gradients thermiques
	Interférométrie cohérente [74] Interférométrie à Faible Cohérence (IFC) [63, 64, 65]	Précise Adaptée à l'étude	Nécessite une référence Résolution temporelle limitée (voir section 3.4)

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

3.2 Principe de l'Interférométrie à Faible Cohérence (IFC) et simulation d'interférogramme

Cette partie présente tout d'abord le principe de la mesure d'épaisseur par IFC. Ensuite, un outil numérique est décrit puis comparé à une solution analytique obtenue dans un cas simplifié. Une fois l'outil validé dans ce cas de référence, une étude de faisabilité et de sensibilité de la mesure à différents paramètres a été menée.

3.2.1 Principe de l'interféromètre avec une source à faible cohérence

Le principe de la mesure d'épaisseur par interférométrie reprend en grande partie celui de l'interféromètre de Michelson, tel que schématisé sur la FIGURE 3.1. Il est constitué d'une source à faible cohérence, d'un détecteur, d'un bras de référence (le Miroir Mobile - MM) et d'un bras test (un échantillon bicouche où chaque milieu j est séparé par des interfaces jouant le rôle de surfaces réfléchissantes M_i).

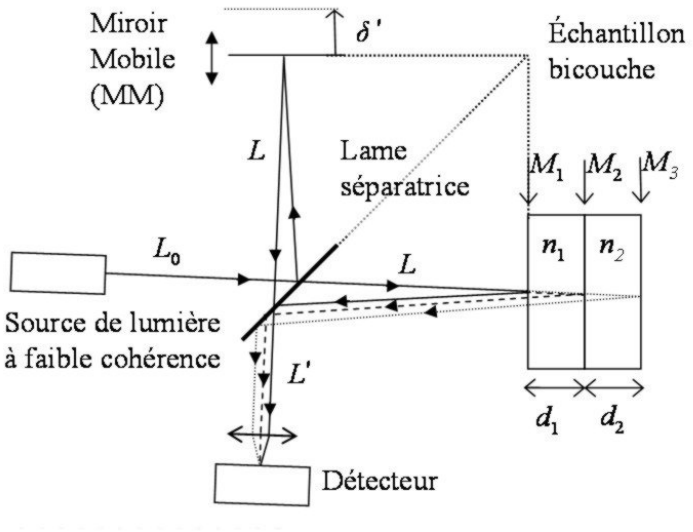


FIGURE 3.1 – Schéma de principe de l'interféromètre de Michelson utilisé avec une source à faible cohérence dans le cas d'un échantillon bicouche - les angles sont exagérés afin de suivre l'évolution des faisceaux.

Au passage au niveau de la lame séparatrice, une partie du rayonnement provenant de la source est transmise vers le bras test, et l'autre partie, réfléchie vers le bras de référence. Après réflexions dans chacun des deux bras, les faisceaux se recombinent au niveau du détecteur. La configuration du bras échantillon utilisée dans l'étude expérimentale est constituée d'un milieu bicouche avec trois interfaces $M_{i=1,2,3}$.

Dans le cas où les indices de réfraction n_j des deux milieux sont constants, le premier faisceau a parcouru avant interférence au niveau du détecteur depuis la source, une distance de $L_0+2L+L'+2\delta'$ (bras de référence) et les autres (bras test), une distance de L_0+2L+L', $L_0+2L+2n_1d_1+L'$ et $L_0+2L+2n_1d_1+2n_2d_2+L'$ *, où d_j est l'épaisseur géométrique du milieu j.

*. L_0, L et L' sont respectivement les longueurs de chemin optique entre la source et la lame séparatrice, entre la lame séparatrice et l'inteface M_1, et, entre la lame séparatrice et le détecteur.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Les interférences apparaissent dès que la différence de marche entre les deux bras est inférieure à la longueur de cohérence de la source, le maximum de l'intensité mesurée correspondant au cas où la différence de marche entre les deux "miroirs" (MM et M_i) de l'interféromètre est nulle, c'est à dire, quand les chemins optiques parcourus dans les deux bras sont identiques. La différence de marche entre les deux bras est donc pilotée par la position de MM (δ') par rapport à l'échantillon. Les Longueurs de Chemin Optique (LCO) séparant les interfaces M_i dépendent de l'épaisseur des milieux et peuvent être déterminées grâce à la connaissance de l'intensité I reçue par le détecteur en fonction de δ'. Cette représentation $I(\delta')$ est usuellement appelée interférogramme.

3.2.2 Interférogramme associé à une onde monochromatique

Cette partie présente l'interférogramme, puis le modèle développé afin d'évaluer la faisabilité de la mesure préalablement au développement du banc de test. Les notions essentielles dans la démarche menant au développement du code de calcul sont introduites. Dans un dernier temps, une fonction explicite pour l'interférogramme est obtenue de façon analytique, ce qui a permis une confrontation aux résultats numériques de la simulation et, de fait, la validation du code.

3.2.2.1 Réflexions d'un milieu transparent multicouche

Le milieu que nous cherchons à caractériser est constitué par deux couches d'indices de réfraction réels n_1 et n_2 séparés par une interface plane. Lorsqu'une onde plane progressive rencontre l'interface, elle est partiellement réfléchie et transmise. Les coefficients de réflexion et de transmission (en amplitude), dans le cas d'une incidence normale, s'écrivent [74] :

$$r_{12} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} = -\, r_{21} \qquad t_{12} = \frac{2\, n_1}{n_1 + n_2} = \frac{n_1}{n_2}\, t_{21} \tag{3.1}$$

De plus, on a la relation suivante :

$$t_{12}\, t_{21} - r_{12}\, r_{21} = 1 \tag{3.2}$$

Ces coefficients sont nécessaires au calcul de la transmittance et de la réflectance (en énergie) définies à partir des coefficients en amplitudes :

$$R = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}\right)^2 = \frac{I_R}{I_0} \qquad T = \frac{n_2}{n_1}\left(\frac{2\, n_1}{n_1 + n_2}\right)^2 = \frac{I_T}{I_0} \tag{3.3}$$

Dans le cas d'un milieu non absorbant, la conservation de l'énergie se traduit par $R + T = 1$.

Considérons, à présent, une succession d'ondes réfléchies et transmises dans une couche (Figure 3.2). Chaque réflexion engendre entre deux signaux une différence de phase, qui s'écrit pour tout milieu j et sous incidence normale (i.e. $\theta = 0$) [74, 75] :

$$\phi_j = \frac{2\pi n_j d_j}{\lambda} \tag{3.4}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

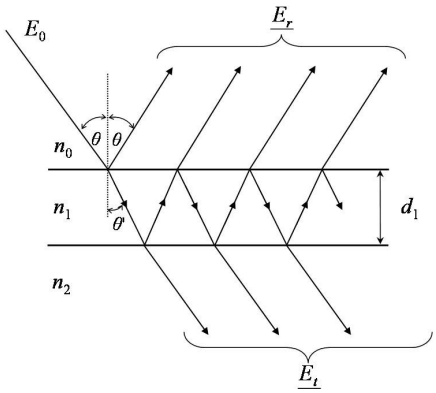


FIGURE 3.2 – Ondes réfléchies et transmises successives (tiré de [74])

Les *amplitudes complexes* des ondes successives réfléchies $\underline{E_r}$ dans le milieu (0) s'obtiennent par sommation des champs électriques associés à tous les signaux réfléchis et transmis, soit :

$$\frac{\underline{E_r}}{E_0} = r_{01} + t_{01}r_{12}t_{10}e^{2i\phi_1} + t_{01}r_{12}^2r_{10}t_{10}e^{4i\phi_1} + \dots$$

c'est-à-dire,

$$\frac{\underline{E_r}}{E_0} = r_{01} + t_{01}r_{12}t_{10}e^{2i\phi_1} \sum_{q=0}^{\infty} \left(r_{12}r_{10}e^{2i\phi_1}\right)^q$$

soit,

$$\frac{\underline{E_r}}{E_0} = r_{01} + \frac{t_{01}r_{12}t_{10}e^{2i\phi_1}}{1-r_{12}r_{10}e^{2i\phi_1}} \qquad \text{car,} \quad r_{12}r_{10}e^{2i\phi_1} < 1$$

En utilisant les équations (3.1) et (3.2), on obtient :

$$\frac{\underline{E_r}}{E_0} = \frac{r_{01} + r_{12}e^{2i\phi_1}}{1 + r_{01}r_{12}e^{2i\phi_1}} = \underline{r_{02}} \tag{3.5}$$

Le même raisonnement peut être suivi pour les ondes successives transmises $\underline{E_t}$ dans le milieu (2). La couche (1) peut être assimilée à une interface et permet d'écrire la dernière égalité de l'équation (3.5). Il est ensuite possible de réitérer la démarche afin de calculer les amplitudes complexes des ondes successives réfléchies d'un milieu bicouche $\underline{r_{03}}$ (voir forme simplifiée donnée par l'eq. (3.10)).

3.2.2.2 L'interférogramme du milieu bicouche

Le champ électrique associé à une onde plane progressive incidente monochromatique selon le nombre d'onde $\sigma = 1/\lambda$, où λ est une longueur d'onde, est [74] :

$$E_\sigma(\mathbf{x}, t) = E_\sigma^0 \; e^{i(\omega t - \mathbf{kx})} \tag{3.6}$$

où $\mathbf{x}$ est le vecteur position, $\mathbf{k}$ le vecteur d'onde, ω la Pulsation et t le temps. En introduisant les variables $\delta = 2\delta'$ et $l = L_0 + 2L + L'$, on peut exprimer le champ électrique au niveau du

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

détecteur :

$$E_\sigma(\delta,t) = \underbrace{\frac{1}{2}\, E_\sigma^0\, r_{\mathrm{MM}}\, e^{i(\omega t - 2\pi\sigma\{l+\delta\})}}_{\text{Provenant du bras de référence}} + \underbrace{\frac{1}{2}\, E_\sigma^0\, \underline{r_{03}}\, e^{i(\omega t - 2\pi\sigma l)}}_{\text{Provenant du bras de test}} \tag{3.7}$$

L'intensité monochromatique du faisceau s'exprime comme la moyenne temporelle de la norme du vecteur de Poynting [74] :

$$I_\sigma(\delta) \propto \frac{1}{T}\int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} E_\sigma(\delta,t) \times E_\sigma^*(\delta,t)\, dt \tag{3.8}$$

où E_σ^* est le conjugué de E_σ. T désigne ici un temps de mesure.

La source à faible cohérence présente un spectre d'émission non pas monochromatique, mais étendu sur une gamme de nombres d'onde.

3.2.3 Développement d'un outil numérique pour l'étude d'une source réelle

L'équation (3.9) représente l'intensité totale au niveau du détecteur. Elle s'obtient en sommant toutes les contributions monochromatiques de la source de l'équation (3.8) :

$$I(\delta) = \int_0^{+\infty} I_\sigma(\delta)\, d\sigma \tag{3.9}$$

Le calcul de cette intégrale n'est pas analytique dans le cas général. C'est pourquoi, un outil numérique a été développé. Il reprend en partie les résultats théoriques présentés dans les sections précédentes. Le principe général du calcul d'un interférogramme pour une source polychromatique est présenté sur la FIGURE 3.3.

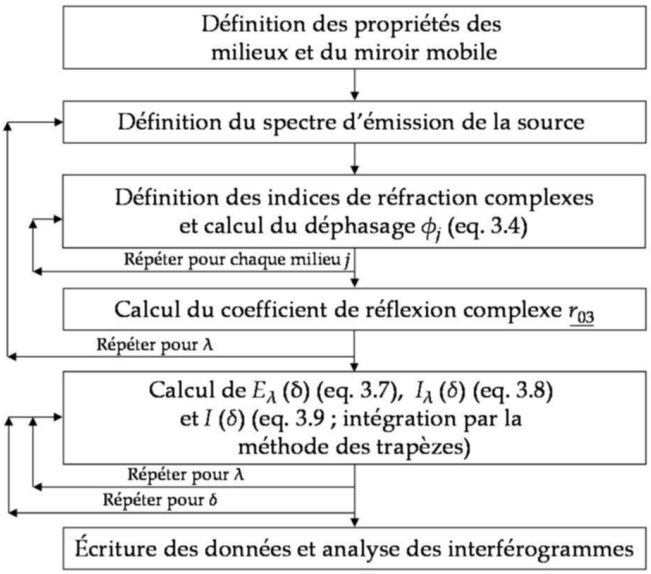


FIGURE 3.3 – Principe général du calcul d'un interférogramme selon la longueur d'onde λ $(= 1/\sigma)$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

3.2.4 Cas de validation : source gaussienne

Pour valider le code de calcul, l'interférogramme d'une source gaussienne, qui peut être estimé de façon analytique, a été comparé à celui obtenu par l'outil numérique.

3.2.4.1 Détermination analytique de l'interférogramme associé à un bicouche

À des fins de simplifications, les indices de réfraction (n_j) sont considérés réels et constants dans le milieu bicouche. En outre, les multi-réflexions dans le milieu sont négligées. En effet, les premières réflexions représentent les contributions les plus importantes en matière d'intensité. Rappelons que :

$$\forall(i,j) \begin{cases} \left|\underline{r_{ij}}\right| \leq 1 \\ \text{et} \\ \left|\underline{t_{ij}}\right| \leq 1 \end{cases}$$

Ainsi, à chaque réflexion, l'intensité du signal diminue. Ceci permet d'écrire :

$$\begin{aligned} \underline{r_{03}} &= r_{01} + t_{01}\underline{r_{13}}t_{10}e^{2i\phi_1} \\ \text{avec,}\quad \underline{r_{13}} &= r_{12} + t_{12}r_{23}t_{21}e^{2i\phi_2} \end{aligned} \tag{3.10}$$

En introduisant l'équation (3.10) dans l'équation (3.7), il vient :

$$\begin{aligned} E_\sigma(\delta,t) = \frac{1}{2}\, E_\sigma^0 \Big[& r_{\mathrm{MM}}\; e^{i(\omega t - 2\pi\sigma\{l+\delta\})} \\ & + \{r_{01} + t_{01}r_{12}t_{10}e^{2i\phi_1} + t_{01}t_{12}r_{23}t_{21}t_{10}e^{2i(\phi_1+\phi_2)}\}\; e^{i(\omega t - 2\pi\sigma l)} \Big] \end{aligned} \tag{3.11}$$

En multipliant par les conjugués et en utilisant la définition de la phase (équation (3.4), page 41), on aboutit à l'expression de l'intensité totale :

$$\begin{aligned} I(\delta) = k\,\frac{1}{4}\int_0^{+\infty} \left|E_\sigma^0\right|^2 \big[& C + C_1\cos(2\pi\sigma\delta) \\ & + C_2\cos(2\pi\sigma[2d_1n_1 - \delta]) \\ & + C_3\cos(2\pi\sigma[2(d_2n_2 + d_1n_1) - \delta])\big]\, d\sigma \end{aligned} \tag{3.12}$$

avec,
- k une constante de proportionnalité ;
- C la composante continue de l'interférogramme, fonction des coefficients de réflexion et de transmission ;
- $C_1 = 2\; r_{\mathrm{MM}}\; r_{01}$;
- $C_2 = 2\; r_{\mathrm{MM}}\; t_{01}\; r_{12}\; t_{10}$;
- $C_3 = 2\; r_{\mathrm{MM}}\; t_{01}\; t_{12}\; r_{23}\; t_{21}\; t_{10}$;
- $\delta = 2\delta'$ (m) ;
- σ le nombre d'onde (cm^{-1}).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Dans le cas d'une répartition spectrale d'intensité donnée par la fonction gaussienne,

$$J(\sigma) = J_0 \exp\left[-\pi\left(\frac{\sigma-\sigma_0}{\Delta\sigma}\right)^2\right] = k\ \left|E_\sigma^0\right|^2 \tag{3.13}$$

Avec,
- J_0 l'intensité maximale de la gaussienne (W.cm) ;
- σ_0 le nombre d'onde moyen de la source (cm^{-1}) ;
- $\Delta\sigma$ l'ecart-type de la gaussienne (cm^{-1}).

on peut aboutir à une formulation analytique dont le détail du calcul de l'intégration est donné en annexe C et qui s'écrit, en posant $d_2'n_2' = d_1n_1 + d_2n_2$ et en remplaçant $\delta = 2\delta'$:

$$\begin{aligned} I(\delta') = \frac{1}{4}J_0\Delta\sigma\Big(&C + C_1\cos(4\pi\delta'\sigma_0)\exp\left[-4\pi(\delta'\Delta\sigma)^2\right] \\ &+ C_2\cos(4\pi\left\{d_1n_1-\delta'\right\}\sigma_0)\exp\left[-4\pi(\left\{d_1n_1-\delta'\right\}\Delta\sigma)^2\right] \\ &+ C_3\cos(4\pi\left\{d_2'n_2'-\delta'\right\}\sigma_0)\exp\left[-4\pi(\left\{d_2'n_2'-\delta'\right\}\Delta\sigma)^2\right]\Big) \end{aligned} \tag{3.14}$$

L'équation (3.14) montre que, dans cette démarche théorique simplifiée, l'interférogramme est formé de sinusoïdes modulées en amplitudes par des gaussiennes, placées à certaines positions bien déterminées par rapport au point de différence de marche nulle ($\delta' = 0$), qui correspondent au produit entre l'épaisseur et l'indice de réfraction des milieux. En d'autres termes, les sinusoïdes modulées en amplitudes par des gaussiennes sont centrées sur $\delta' = 0$; $\delta' = d_1\,n_1$; $\delta' = d_2'\,n_2' = (d_1\,n_1 + d_2\,n_2)$. Les courbes passent par des maxima que nous appellerons "pics" dans la suite de cet exposé.

Ce résultat montre aussi l'importance des caractéristiques de la source. Plus la source aura un spectre large ($\Delta\sigma$ grand), ce qui correspond à une perte de cohérence, plus la détection des pics sera simple.

3.2.4.2 Validation de l'outil de simulation par comparaison à une solution analytique

Pour confronter ce résultat analytique à l'outil numérique, les caractéristiques d'un même bicouche, qui dépendent de chaque milieu qui le compose, ont été imposées (en entrée) et sont résumées dans le Tableau 3.2. Ils présentent une faible épaisseur afin de pouvoir observer la forme et l'intensité des pics.

Tableau 3.2 – Caractéristiques du bicouche sélectionné pour le cas de validation

Milieu	1 (silice)	2 (heptane)
Indice de réfraction (constant)	1,45	1,38
Épaisseur (µm)	25	25
Longueur de Chemin Optique imposée ($LCO_{\text{entrée}}$) (µm)	36,25	34,50

La Figure 3.4 présente une comparaison entre des interférogrammes simulés I_S (équation (3.9), page 43) et théorique I_{TH} donné par l'équation (3.14). L'écart maximal entre l'interférogramme théorique et celui issu de la simulation est inférieur à 1% en valeur absolue, ce qui indique un très bon accord simulation/théorie. Les écarts proviennent essentiellement

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

des hypothèses réalisées dans la démarche théorique qui ne considère pas, par exemple, les multi-reflexions qui sont responsables de l'apparition de pics de faible amplitude translatés ici (FIGURE 3.4) sur la droite de l'interférogramme (au delà de 0,10 mm).

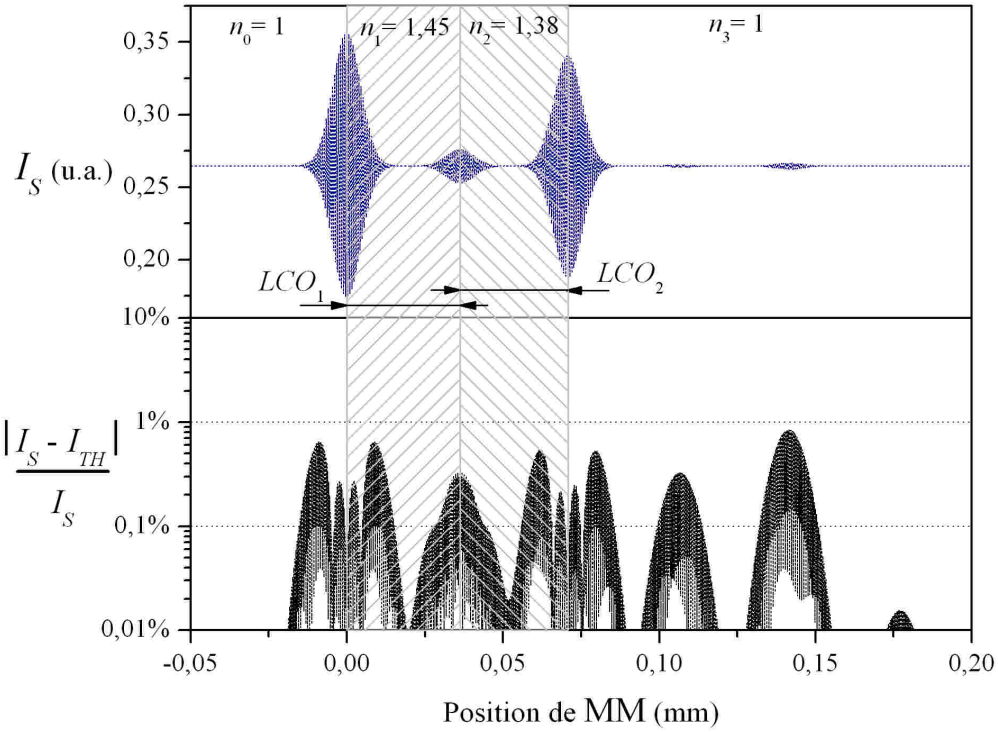


FIGURE 3.4 – Confrontation des interférogrammes théorique et numérique

3.3 Traitement numérique des interférogrammes et étude de sensibilité à différents paramètres de mesure

Différents phénomènes sont susceptibles d'être des sources d'incertitude sur nos mesures, comme par exemple l'utilisation d'une source non strictement gaussienne, l'absorption des milieux composant le bicouche, etc. Afin de mettre en évidence ces effets, l'outil de simulation décrit précédemment a été utilisé pour générer des interférogrammes. Ils ont ensuite été analysés à l'aide d'un outil d'extraction de données (cf. section 3.3.1). Les écarts entre les données d'entrée et les résultats sont représentatifs des effets des phénomènes physiques sur la mesure.

3.3.1 Analyse numérique des interférogrammes

L'analyse des interférogrammes est réalisée à l'aide d'un programme LabVIEW© [76] ce qui a permis de l'adapter directement pour l'analyse des données expérimentales. Il permet

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

une acquisition synchronisée de la position du miroir mobile (MM) et de l'intensité du détecteur correspondante, puis exploite le fait que chacun des pics d'interférence, comme ceux illustrés sur la FIGURE 3.4, indique une position d'interface. Après l'observation de l'allure d'interférogrammes (un exemple est donné sur la FIGURE D.1 en annexe D), chacun des pics expérimentaux est supposé pouvoir être représenté mathématiquement par une sinusoïde modulée en amplitude par une fonction gaussienne, dont les paramètres sont étroitement liés aux caractéristiques de la source. Chaque maximum d'interférence est pointé par le programme et un ajustement gaussien est appliqué sur l'amplitude (ou l'enveloppe) des valeurs absolues au voisinage de ce maximum. Ces ajustements fournissent l'amplitude et la position centrale des gaussiennes. Pour finir, l'évaluation des LCOs du milieu multicouche est effectuée en soustrayant les valeurs correspondantes aux positions des maxima.

3.3.2 Analyse de l'effet de quelques phénomènes physiques

Pour chaque effet étudié, $\Delta LCO_{\text{effet}} = |LCO_{\text{entrée}} - LCO_{\text{sortie}}|$ a été estimé. $LCO_{\text{entrée}}$ représente la longueur de chemin optique imposée avec les données d'entrée de la simulation numérique et LCO_{sortie}, celle obtenue au terme de l'analyse des interférogrammes.

La procédure a tout d'abord été appliquée dans le cas décrit lors de la validation de l'outil de simulation par comparaison à une solution analytique (cf. section 3.2.4.2). L'écart obtenu est de l'ordre du nanomètre. L'erreur réalisée lors de l'analyse numérique de cet interférogramme est donc négligeable.

Afin d'examiner les effets sur la mesure de différents paramètres, la configuration expérimentale présentée dans le chapitre 2 est sélectionnée. L'épaisseur de la paroi (silice) est de 13 mm et celle du liquide (heptane) est fixée à 100 µm.

3.3.2.1 Influence des caractéristiques spectrales de la source à faible cohérence

Les FIGURES 3.5 et 3.6 représentent l'aspect de pics d'interférogrammes associés à deux sources commerciales.

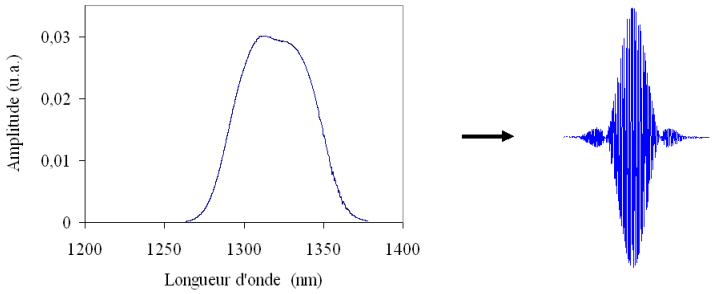


FIGURE 3.5 – Spectre d'émission d'une source candidate et forme du pic de l'interférogramme associé

La FIGURE 3.5 indique la présence de lobes au voisinage des pics d'interférence qui peuvent atteindre des amplitudes non négligeables et qui sont directement liés à la forme du spectre de la source. La FIGURE 3.6 illustre la source semi-conducteur que nous avons retenue (1310 nm Superluminescent LED DL-CS3159A, DenseLight) pour deux raisons principales : elle présente un spectre d'émission large et les perturbations (lobes secondaires) occasionnées sur

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

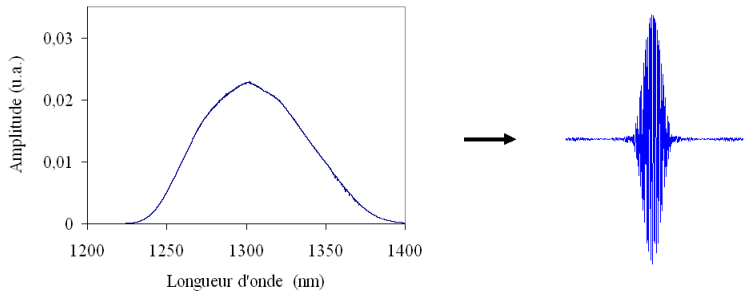


FIGURE 3.6 – Spectre d'émission de la source candidate fournie par DenseLight (DL-CS3159A) et forme du pic de l'interférogramme associé

l'interferogramme sont limitées. L'écart observé entre les LCOs, imposée et mesurée après analyse, lorsque cette dernière source est utilisée, est $\Delta LCO_{\text{Source}} < 1.10^{-1}$ µm, démontrant un effet minime.

3.3.2.2 Influence de l'absorption des milieux

L'absorption du rayonnement dans les couches conduit à une décroissance exponentielle de l'intensité (Loi de Beer-Lambert) qui a pour conséquence de moduler les interférences et modifier l'apparence des pics.

La silice et l'heptane sont des milieux transparents autour de 1310 nm, gamme de longueurs d'onde associée à la source de rayonnement. L'absorption de la silice a été modélisée (FIGURE 3.7) à partir du coefficient d'absorption en ajustant une fonction aux données de Touloukian et Dewitt [77]. Les résultats ont montré que les effets de l'absorption, même s'ils sont présents, peuvent être négligés dans la configuration retenue.

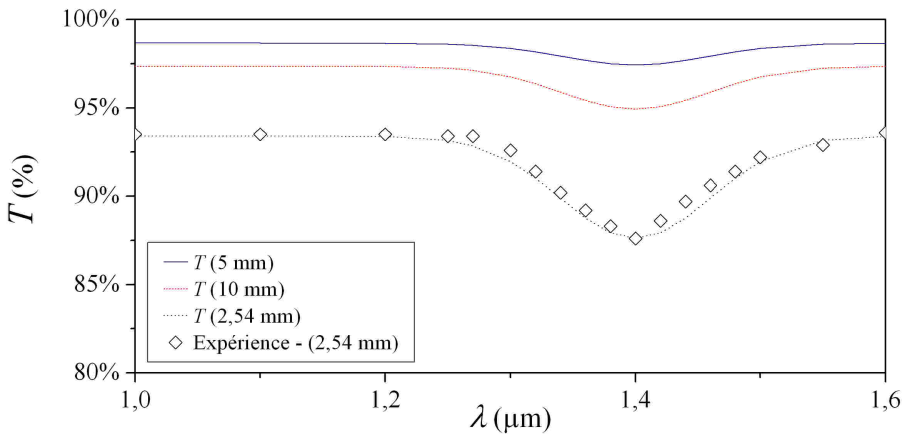


FIGURE 3.7 – Transmittance $T(d_{\text{Si}})$ évaluée pour différentes épaisseurs en fonction de la longueur d'onde à partir des données de Touloukian et Dewitt [77]

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

3.3.2.3 Influence des variations de l'indice de réfraction avec la longueur d'onde

Les variations spectrales de l'indice de réfraction modifient les propriétés de la propagation du rayonnement. La dérivée première de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde a une influence importante sur LCO. Ce paramètre a pour effet de translater la position des pics d'interférence. En outre, ce terme fait le lien entre n et l'indice de réfraction de groupe n_G, car il existe une relation entre la vitesse de phase et la vitesse de groupe du rayonnement [74] :

$$n = n_G + \frac{1}{1 + \frac{\lambda}{n}\frac{\partial n}{\partial \lambda}} \frac{\partial n}{\partial \lambda} \lambda \tag{3.15}$$

qui peut être simplifiée par l'équation (3.16) dans le cas où $\lambda/n \times (\partial n/\partial \lambda) \ll 1$:

$$n = n_G + \frac{\partial n}{\partial \lambda} \lambda \tag{3.16}$$

La dérivée seconde de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde a pour effet d'entraîner une disymétrisation des pics de l'interférogramme [78] qui peut alors causer une erreur dans l'identification de la position de l'interface si la longueur de propagation est importante.

Ces deux effets sont donc importants à considérer. Afin de les étudier, l'indice de réfraction a été décrit en fonction de la longueur d'onde par une équation de type de "Sellmeier" pour la silice (HPFS® Standard Grade, CORNING©). Pour le liquide, les données de Jaffe et Oppenheim [79], dans le proche infrarouge pour les alcanes à $T = 21{,}5$ °C, ont été utilisées. Les points expérimentaux ont été interpolés autour de λ_0 par l'équation (3.17) qui reste valide dans les zones spectrales qui ne présentent pas de fortes variations d'absorption [74] :

$$n(\lambda) = a_1 + \frac{a_2}{\lambda} + \frac{a_3}{\lambda^2} \tag{3.17}$$

avec, $(a_k)_{k=1,2,3}$ des constantes déterminées par ajustement de la fonction $n(\lambda)$ aux points expérimentaux [79]. L'écart observé entre les LCOs, imposée et mesurée, est alors $\Delta LCO_{\partial^2 n/\partial \lambda^2} < 1.10^{-1}$ µm, démontrant un effet négligeable dans la configuration retenue.

Afin de vérifier la pertinence des résultats issus de la simulation numérique et de pouvoir modifier exclusivement les dérivées en fonction de la longueur d'onde, un changement de définition de fonction a été opéré tel que :

$$n(\lambda) = n(\lambda_0) + a'_2\Big(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0}\Big) + a'_3\Big(\frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{\lambda_0^2}\Big) \tag{3.18}$$

avec, $(a'_k)_{k=2,3}$ de nouvelles constantes.

Il existe bien une relation linéaire entre $n_G = LCO_{\text{mesuré}}/d_{\text{imposé}}$ et $\partial n/\partial \lambda$ donné à λ_0 démontrant que dans notre cas, l'équation (3.16) est correctement prise en compte par l'outil numérique.

3.3.2.4 Conclusions sur les effets

Pour récapituler les effets propres à la mesure par IFC et leurs importances respectives dans la configuration retenue :

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

1. les multi-réflexions engendrent des pics de faible amplitude sur l'interférogramme. Les longueurs de chemin optique considérées pour la paroi et le liquide étant fortement différentes, aucun recouvrement de pic n'est possible ;

2. l'effet des caractéristiques spectrales de la source a pu être limité avec une source commerciale convenablement choisie ;

3. l'absorption entraîne une diminution de l'intensité des franges qui reste limitée dans le cas considéré, compte tenu du choix des matériaux (paroi et liquide combustible) ;

4. la dérivée première de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde a une influence importante sur la propagation des faisceaux et la LCO lors de la traversée des milieux ;

5. la dérivée seconde de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde a pour effet d'entraîner une disymétrisation des pics de l'interférogramme. Cet effet est négligeable dans la configuration expérimentale.

Le film liquide peut être le siège de gradients thermiques du fait de la présence d'un milieu réactif. Il est donc important de connaître l'impact de la thermique sur la mesure.

3.3.3 Impact de la thermique sur l'erreur globale de mesure

La technique d'IFC est utilisée dans une configuration pouvant impliquer des écoulements réactifs, et par conséquent, des gradients de température au sein du film liquide. Ces derniers interviennent sur l'indice de réfraction de groupe n_G par le biais du coefficient thermo-optique et modifient $LCO = d_{fl} \times n_G(T)$. Il est par conséquent important de connaître ce coefficient.

Du fait d'un manque de données concernant l'indice de réfraction d'alcane liquide à λ_0=1310 nm en fonction de la température, nous avons montré [66] récemment que les gradients thermiques sur le chemin optique induisent une erreur relative maximale de mesure d'épaisseur de film d_{fl} qui reste acceptable ($\approx 2\%$) dans la configuration d'étude. Elle peut être estimée par l'application de :

$$\left(\frac{\Delta d_{fl}}{d_{fl}}\right)_P = \underbrace{\frac{\Delta LCO}{LCO}}_{\text{Procédure}} + \underbrace{\left(\frac{\partial n_G}{\partial T}\right)_P \times \frac{\Delta T}{n_G}}_{\text{Thermique}} \tag{3.19}$$

L'erreur induite par l'application de la procédure (cf. section 3.3.1) inclut les effets étudiés dans les sections précédentes et les erreurs liées à l'utilisation du matériel expérimental (pour plus de détails, se reporter à l'annexe D).

Une fois développé, le dispositif expérimental, incluant l'IFC, a été appliqué au cas, largement renseigné dans la littérature, du film liquide s'écoulant librement sur une paroi verticale afin de contrôler les performances de la mesure d'épaisseur et les caractéristiques du dépôt obtenu avec le nouveau dispositif présenté dans le chapitre 2.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

3.4 Étude d'une configuration de validation de mesure d'épaisseur par IFC

Le comportement du film liquide s'écoulant librement sur la paroi verticale a été examiné. L'objectif d'un tel travail était de :

1/ connaître les caractéristiques du dispositif de dépôt et avoir une référence sans écoulement gazeux à contre-courant ;

2/ tester les performances de la mesure d'épaisseur par IFC.

Le dispositif expérimental et la démarche appliquée pour réaliser la mesure sont présentés ci-après, puis les résultats obtenus sont confrontés à des données de la littérature.

3.4.1 Cas du film liquide s'écoulant librement sur une paroi verticale

La configuration d'un film liquide s'écoulant sur une paroi verticale a fait l'objet de nombreuses études aussi bien expérimentales [71, 80] que numériques [17, 19]. Deux méthodes sont couramment utilisées pour l'étude des films tombants ; la méthode des perturbations, qui passe généralement par la résolution des équations d'Orr-Sommerfeld [17], et la méthode intégrale [18] qui est plus souple du point de vue du traitement analytique des équations [36].

Le modèle de Nusselt constitue une base commune à ces deux approches. Il s'appuie sur la résolution des équations de Navier-Stokes en écoulement incompressible, en régime permanent, dans le cas d'un film "plat" et décomposé dans le repère $\mathcal{R}$ en coordonnées cartésiennes (comme indiqué sur la FIGURE 3.8) avec les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{aligned} \left.\frac{\partial u}{\partial y}\right|_{y=h_0} &= 0 \quad \text{(cisaillement nul à l'interface du film)} \\ u(y=0) &= 0 \quad \text{(condition d'adhérence à la paroi)} \end{aligned} \tag{3.20}$$

où u est la vitesse du film selon l'axe x et h_0 l'épaisseur du film.

Après intégration, la formulation de Nusselt est obtenue et permet d'estimer h_0 ainsi que la vitesse moyenne u_0 du film à partir du débit volumique par unité de largeur q_0 :

$$q_0 = \frac{g\ h_0^3}{3\ \nu} = h_0\ u_0 \tag{3.21}$$

où $\nu = \mu/\rho$ est la viscosité cinématique du fluide, μ est sa viscosité dynamique, ρ sa masse volumique et g l'accélération de la pesanteur. Ce type d'écoulement vertical est instable pour tout nombre de Reynolds [18] :

$$Re = \frac{q_0}{\nu} \tag{3.22}$$

Cependant, les travaux numériques de Takeshi [81] ont permis de mettre en évidence deux types de régimes d'écoulement qui peuvent être classés en fonction du paramètre δ^* suivant :

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

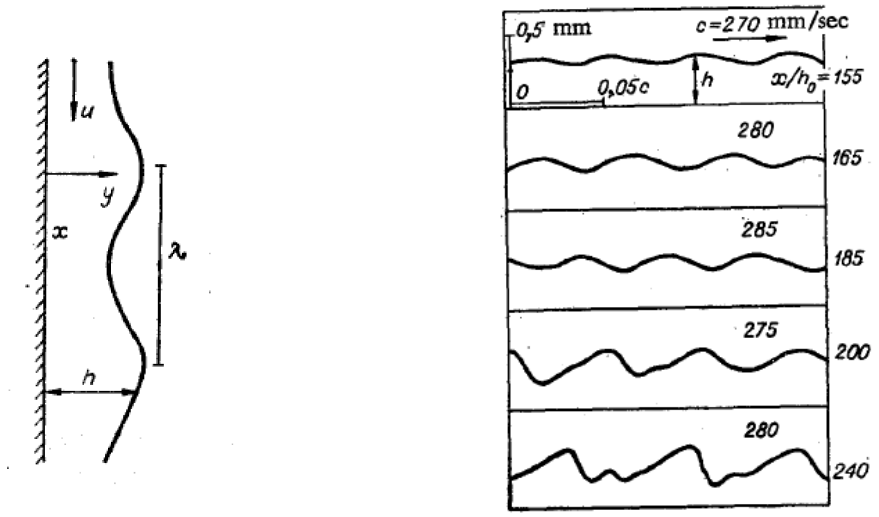


FIGURE 3.8 – Illustration de la problématique du film liquide s'écoulant sur une paroi verticale [18] ; λ est la longueur d'onde ; c est la vitesse de propagation des perturbations, h est l'épaisseur du film liquide - la norme de $\vec{x}$ représente la distance entre la zone de mesure et l'entrée du film liquide initialement lisse

$$\delta^* = \frac{Re_T}{We^{1/3}} \tag{3.23}$$

qui dépend du nombre de Reynolds de film $Re_T = (h_0\ u_N)/\nu = (g\ h_0^3)/(2\ \nu^2)$ (définis selon Takeshi [81]) et du nombre de Weber $We = \gamma/(\rho\ g\ h_0^2)$, où $u_N = u(y = h_0)$ est la vitesse à l'interface obtenue à partir de la formulation de Nusselt et γ la tension de surface du fluide. δ^* compare les effets de l'accélération de la pesanteur, d'inertie, de tension superficielle et de viscosité.

- Lorsque $\delta^* \ll 1$, la nature de l'écoulement n'est pas très différente de la solution de Nusselt pour un film plat [81].
- Lorsque $\delta^* \gtrsim 1$, l'amplitude des ondes peut augmenter de manière significative (cf. FIGURE 3.8). À une certaine distance de l'entrée, les perturbations infinitésimales commencent à apparaître du fait du caractère naturellement instable du film liquide laminaire et se développent rapidement en amplitude. Dès que les amplitudes sont suffisamment élevées, les ondes émergent dans un mode stationnaire. Les vagues bidimensionnelles sont elles-mêmes instables et se développent rapidement en perturbations tridimensionnelles de type "horseshoe-shaped" (fer à cheval) qui sont naturellement non stationnaires.

La comparaison de ces effets peut prendre différentes formes dans la littérature [18] tel que le rapport de nombres sans dimension $Re/Fi^{1/11}$, où Fi est définit de la manière suivante :

$$Fi = \frac{\gamma^3}{\rho^3\ g\ \nu^4} \tag{3.24}$$

qui présente donc l'avantage, par rapport à δ^*, de ne plus dépendre de l'épaisseur, mais directement du débit volumique par unité de largeur q_0 et des paramètres physiques du fluide.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Il est utilisé dans l'approche théorique développée par Alekseenko et al. [80] qui utilise l'hypothèse des grandes longueurs d'onde devant l'épaisseur du film liquide et aboutit à une courbe de dispersion de la partie réelle de la vitesse de phase $c^* = c/u_0$, où c est la célérité des ondes, en fonction de la longueur d'onde [80]. Leur approche montre que les vagues se développent quand $c^* < 3$ et s'atténuent quand $c^* > 3$. La condition $c^* = 3$ détermine la stabilité marginale, c'est-à-dire celle pour laquelle l'amplitude de la longueur d'onde n'évolue pas dans le temps. Les équations montrent que le taux maximal de croissance des ondes correspond au minimum de la vitesse de phase. La théorie de la croissance maximale des ondes permet d'aboutir à la FIGURE 3.9 qui montre comment c^* évolue en fonction du rapport de nombre sans dimension $Re/Fi^{1/11}$. Deux autres caractéristiques importantes de ce type de film liquide (sa longueur d'onde λ et α, le taux d'amplification spatiale des ondes) peuvent être prédits par cette approche.

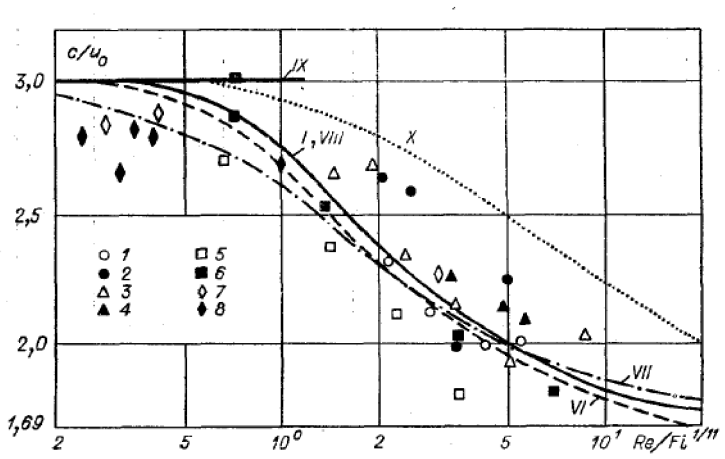


FIGURE 3.9 – Prédiction de la partie réelle de la vitesse de phase $c^* = c/u_0$ confrontée à des résultats expérimentaux, d'après Alekseenko et al. [18]

La FIGURE 3.9 montre une concordance avec les observations numériques de Takeshi [81]. En effet, quand le paramètre $Re/Fi^{1/11} \ll 1$, l'amplification des ondes $\alpha \to 0$, ce qui correspond à $c^* \to 3$ dans le cadre de la théorie de la croissance maximale des ondes. Ce paramètre et δ^* peuvent être utilisés afin de tester le comportement du film liquide obtenu expérimentalement avec le nouveau dispositif expérimental de dépôt.

3.4.2 Dispositif d'IFC et précautions préalables

Le dispositif optique développé pour cette étude est représenté sur la FIGURE 3.10. La source de lumière est une LED Super luminescente (LEDS) qui délivre un spectre large de forme gaussienne centré sur 1310 nm avec approximativement 80 nm de largeur à mi-hauteur (DL-CS3159A, DenseLight, cf. FIGURE 3.6, page 48) et procure une puissance radiative supérieure à 15 mW et une longueur de cohérence inférieure à 20 µm. Cette source est régulée en température (±0,01°C) et en intensité pour avoir une bonne stabilité dans le temps. Ce dispositif est également composé d'un détecteur (200-kHz Photoreceivers - 2011-FC, New Focus) et d'un bras de référence constitué d'un miroir infrarouge monté sur une platine de translation (M-682.174 PILine, PI). La paroi sur laquelle s'écoule le film liquide forme le bras test. La séparation des faisceaux est réalisée par un coupleur 2x2 (jouant le rôle de la lame

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

séparatrice pour l'interféromètre) et les faisceaux arrivant sur les deux bras sont collimatés par deux systèmes à collimation fibrés C_1 et C_2, ce qui rend le dispositif sélectif aux angles d'incidence. Pour finir, un système d'acquisition (NI PXI 6259, National Instruments) permet de collecter X_i la position de la platine et Y_i l'intensité du détecteur associée à chaque position (résolution de $0,1$ µm).

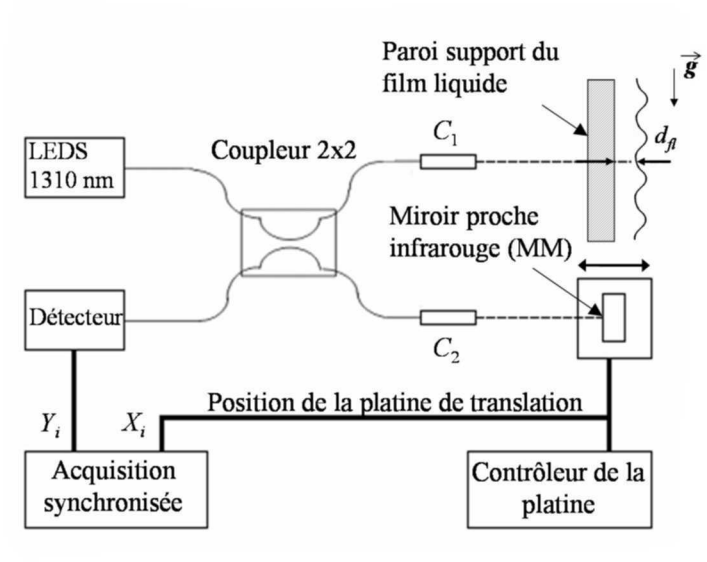


FIGURE 3.10 – Dispositif optique développé pour mesurer $d_{fl} = LCO/n_G(T)$

Avant d'étudier le comportement du film liquide, il a été nécessaire de vérifier la qualité de la mesure optique, sensible aux vibrations, qui peuvent être provoquées par différents éléments comme notamment les ventilateurs d'extraction des vapeurs de combustible pour la sécurité. Ces tests concernent des mesures (non présentées) de Longueur de Chemin Optique (LCO) de la paroi pour tester la répétabilité, l'effet de la température, l'effet des vibrations, etc. Les résultats montrent que la répétabilité est excellente (écart-type maximal observé inférieur à 1 µm sur une centaine de mesures réalisées dans une dizaine de cas). L'écart-type obtenu en présence des perturbations reste du même ordre de grandeur, ce qui permet de conclure à un effet négligeable.

Pour étudier les films liquides instables, une résolution temporelle de mesure suffisante est nécessaire. La fréquence d'obtention des interférogrammes est liée à celle des balayages (ou scans) de la platine, support du miroir mobile (MM). Il a été possible d'atteindre des fréquences supérieures à 50 Hz sur de faibles amplitudes (200 µm), ce qui aurait probablement permis de réaliser un suivi temporel du comportement du film liquide. Malheureusement, les vibrations induites engendraient des erreurs non négligeables. Une fréquence de scan de 1 Hz et d'amplitude de 2 mm présente en revanche un faible impact sur la mesure.

3.4.3 Démarche expérimentale pour étudier le film liquide

Pour chaque balayage de MM (fréquence de 1 Hz et amplitude de 2 mm), l'acquisition synchronisée de Y_i (intensité du détecteur) et X_i (position de la platine) est exécutée. La fréquence d'acquisition choisie est supérieure à cinq fois le défilement des franges, soit 10^5 échantillons par seconde (cf. annexe D). Les limites du filtre analogique passe-bande du

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

détecteur, employé pour filtrer essentiellement la composante continue de l'interférogramme, ont été fixées à 3 kHz et à 100 kHz. L'outil d'analyse numérique (cf. section 3.3.1) est appliqué en phase de post-traitement pour estimer la position des deux interfaces du film, puis LCO.

Le collimateur du bras test C_1 du dispositif est positionné derrière la paroi à une hauteur proche de la sortie du poreux (environ 3 cm en dessous) afin d'éviter de réaliser une mesure d'épaisseur dans la zone des perturbations tridimensionnelles. Cette position se trouve à une distance de 110 mm du bord d'attaque de la paroi.

La configuration du film liquide s'écoulant sur la paroi verticale a permis de réaliser la calibration du débit massique de l'ensemble de l'injection en fonction de la vitesse de rotation du moteur de la pompe de précision. Cette mesure a été réalisée par pesage à l'aide d'une balance (30 ± 5.10^{-4} kg) au niveau du système de récupération du liquide qui permettait d'estimer la variation de masse dans un intervalle de temps donné. Pour ce faire, l'évaporation de l'heptane a été considérée négligeable, ce qui est justifié à température ambiante, pour de faibles transferts de masse en phase gazeuse et de faibles temps de séjour du film sur la paroi. L'erreur de répétabilité estimée sur le débit est de l'ordre de 1 mL.min^{-1}. Le thermocouple (type K - incertitude inférieure à 1 °C) disposé à l'entrée du poreux permet d'estimer les paramètres physiques du fluide tels que la masse volumique ρ, la viscosité μ, la tension de surface γ et l'indice de réfraction de groupe n_G. L'hypothèse faite sur l'évaporation permet de considérer que la température du film liquide reste proche de celle mesurée à l'entrée du poreux. Celle-ci étant généralement proche de la température ambiante dans cette configuration, une variation maximale de 2 °C a été imposée dans l'estimation de l'erreur de mesure de d_{fl} (cf. eq. (3.19)).

Afin de comparer les résultats expérimentaux à la théorie, il a été nécessaire de mesurer :
- la largeur du film liquide l_{fl} au niveau de la zone de mesure, nécessaire à l'estimation du débit par unité de largeur q_0 ;
- la mesure de d_{fl} "en dynamique" avec une évolution sinusoïdale de la position de MM (fréquence de 1 Hz et amplitude de 2 mm) ;
- la température à l'entrée du poreux T_{in} qui permet d'estimer les paramètres physiques des fluides. Ils sont alors extraits à partir de données de la littérature [20, 66, 82, 83].

3.4.4 Résultats obtenus

Dans ces expériences, Re_T évolue entre 1 et 180, et We, entre 50 et 1575. La Figure 3.11 représente trois couples d'images correspondant à trois débits (ou épaisseurs) différents qui offrent une visualisation d'une partie de l'interface libre du film liquide sur la paroi verticale. Le premier couple d'images concerne un cas où $\delta_1^* < 1$, le deuxième $\delta_2^* \approx 7$ et le dernier $\delta_3^* \approx 20$. Elles confirment qu'une différence de comportement peut être observée en fonction de ce paramètre défini par Takeshi [81].

La Figure 3.12 représente l'épaisseur moyenne mesurée $\overline{d}_{fl}$ en fonction de l'épaisseur calculée h_0 à partir de l'équation (3.21). Ce modèle de Nusselt représente bien en moyenne la distribution du film liquide du dispositif expérimental. L'écart relatif entre $\overline{d}_{fl}$ et h_0 s'accentue aux faibles épaisseurs, ce qui est cohérent avec l'erreur absolue estimée pour le débit (1 mL.min^{-1}) indiquant que plus ce dernier est petit, plus l'incertitude relative est importante. Elle est renseignée pour quelques points sur le graphique par des barres d'erreurs de même que celle réalisée sur la mesure d'épaisseur. Pour des débits supérieurs à 10 mL.min^{-1}, l'écart relatif entre le modèle et la mesure reste inférieur à 10 %.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

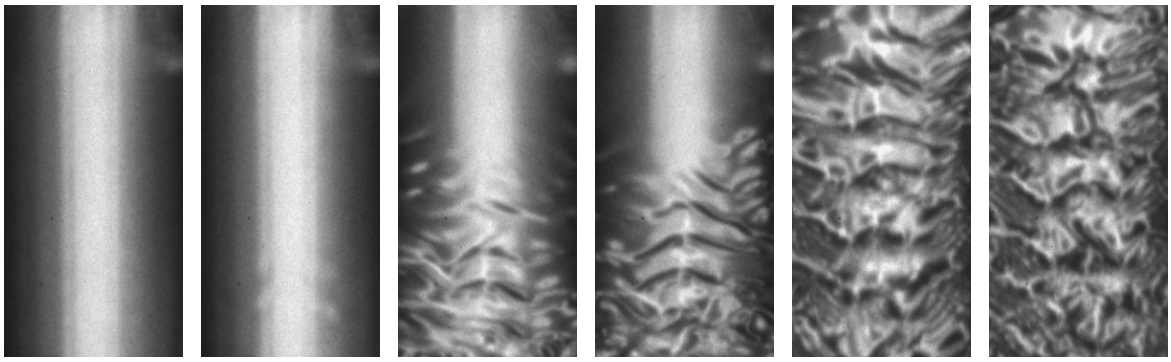


FIGURE 3.11 – Visualisation d'une fraction de l'interface libre du film liquide

Pour rappel, l'utilisation de collimateurs rend le dispositif sélectif aux angles d'incidence du rayonnement réfléchi au niveau du bras test. L'interface *liquide/gaz* peut devenir instable et engendrer une perte intermittente du signal. Dans le cas d'un grand nombre de balayages de MM, la fraction du nombre de balayages de MM ayant permis une mesure de d_{fl} sur le nombre total de balayages de MM, notée χ, est par conséquent susceptible d'apporter une information qualitative sur la nature de l'interface du film liquide :

$$\chi = \frac{\text{Nombre de balayages de MM ayant permis une mesure}}{\text{Nombre total de balayages de MM}} \tag{3.25}$$

La FIGURE 3.13 représente χ en fonction de l'écart-type des mesures d'épaisseur, noté $\sigma_{d_{fl}}$. Quand il devient supérieur à 1 µm, χ chute de manière importante, ce qui montre qu'il s'agit bien d'un critère objectif représentatif de la nature du film et de la sélectivité du dispositif [84]. Lorsque χ devient faible, le nombre d'échantillons diminue fortement, ce qui implique une réduction de la représentativité de l'analyse statistique. Ainsi, la technique d'IFC est performante dans le cas d'un film dont les amplitudes des ondes restent limitées.

Dans le contexte de l'étude impliquant une flamme, des tests ont ensuite été réalisés dans des conditions ambiantes différentes afin de vérifier comment la température T du film influençait la nature de l'écoulement. La FIGURE 3.14 montre que χ est proche de 100 % pour des épaisseurs faibles et chute brusquement autour de 70 µm à $T \approx 20$ °C et 115 µm à $T \approx 15$ °C. Au plus la température du film est élevée, au plus son épaisseur doit être faible pour conserver un film "plat".

Afin de confronter ce comportement observé dans la littérature [81], l'ensemble des mesures a été représenté en fonction du paramètre δ^* sur la FIGURE 3.15. Ce graphique montre bien que les amplitudes des ondes restent faibles tant que δ^* reste inférieur à 1, ce qui indique que la nature du film liquide est proche de la solution de Nusselt pour un film plat [81]. Dans le second cas, ces amplitudes peuvent se développer significativement. Ce changement de comportement du film est également conforté par les visualisations de la FIGURE 3.11. Ces tendances sont comparables lorsque le raisonnement est mené à partir du rapport de nombre sans dimension $Re/Fi^{1/11}$ (voir section 3.4.1).

Pour conclure, la technique optique d'IFC a été appliquée dans le cas d'un film liquide s'écoulant librement sur une paroi verticale afin de tester les performances des dispositifs. Les mesures obtenues ont été confrontées à la formulation de Nusselt et une modification de comportement du film liquide a été mise en évidence expérimentalement. La comparaison entre la théorie et l'expérience a montré que la formulation de Nusselt représente bien l'expérience

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

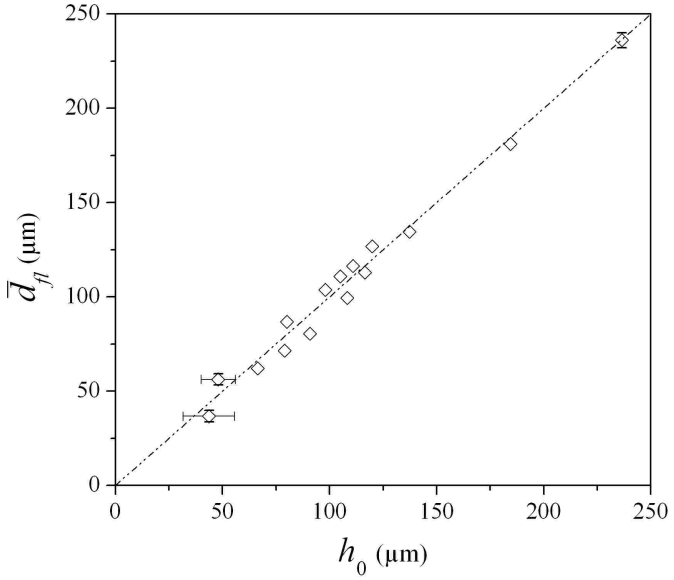


FIGURE 3.12 – Épaisseur moyenne mesurée $\overline{d}_{fl}$ en fonction de l'épaisseur calculée h_0 à partir de la formulation de Nusselt et du débit de liquide

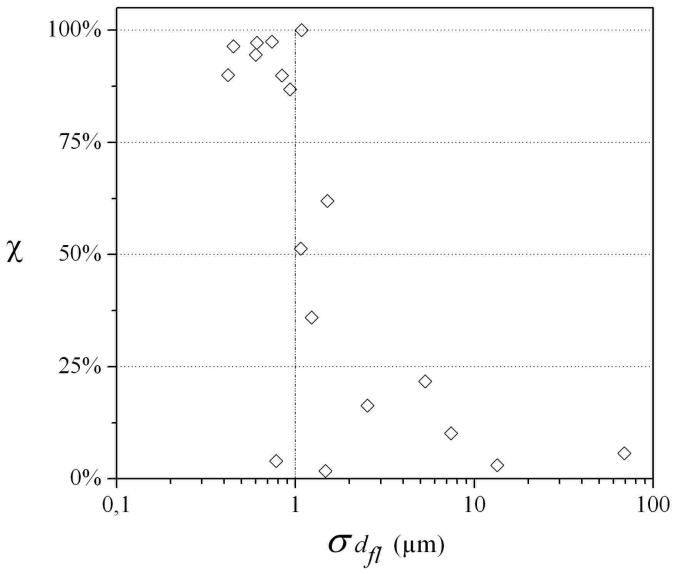


FIGURE 3.13 – Paramètre χ en fonction de l'écart-type de mesures d'épaisseur $\sigma_{d_{fl}}$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

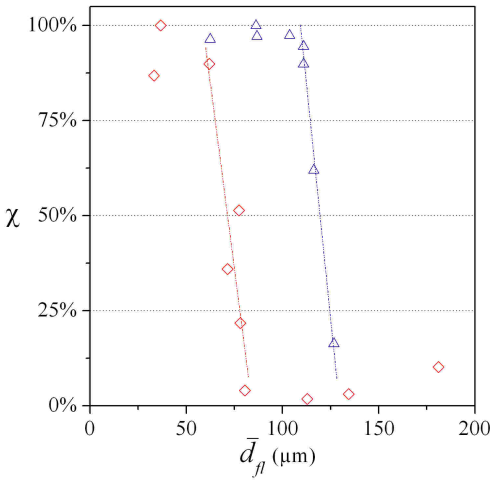


FIGURE 3.14 – χ en fonction de l'épaisseur moyenne du liquide pour deux températures ; ◇ pour $T \approx 20$ °C ; △ pour $T \approx 15$ °C

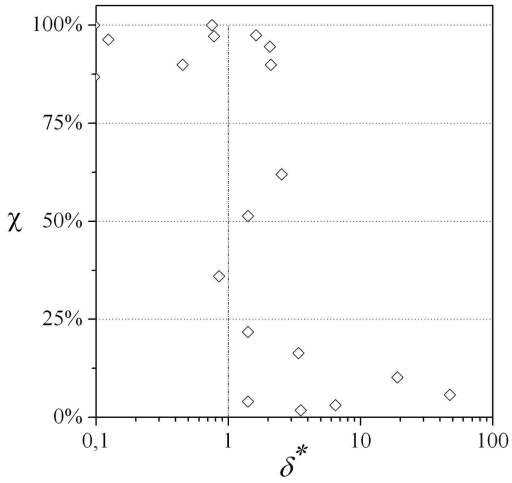


FIGURE 3.15 – χ en fonction du paramètre δ^*

en moyenne pour des débits d'heptane supérieurs à 10 mL.min^{-1}. Il a été également montré que la température du liquide a une influence importante sur la nature du film, et plus particulièrement, sur la modification de son régime d'écoulement. Pour finir, cette modification de comportement a été observée expérimentalement quand les rapports $Re/We^{1/3}$ et $Re/Fi^{1/11}$ sont proches de l'unité, ce qui est cohérent avec les travaux numériques de Takeshi [81] et expérimentaux d'Alekseenko et al. [18].

La technique de dépôt a été caractérisée grâce à l'étude du comportement du film liquide s'écoulant librement sur la paroi verticale. La nature de cet écoulement et les transferts thermiques au sein du film sont aussi influencés par le niveau de température de paroi. Celle-ci peut également être obtenue par IFC.

3.5 Mesure non intrusive de température de paroi par IFC

Cette section explique comment l'IFC peut être utilisée pour réaliser une estimation de la température locale de l'interface entre le film liquide et la paroi, assimilable à la température de paroi T_W. Puis, la démarche mise en œuvre pour vérifier la pertinence de la mesure est présentée. Enfin, les mesures sont analysées et commentées.

3.5.1 Principe de la mesure de température de paroi

L'approche présentée ici reprend en partie celle testée par Kim et Su [85] sur la transmittance et de la réflectance en énergie (cf. équation (3.3)) à l'interface d'une fibre optique plongée dans un liquide pour estimer expérimentalement son indice de réfraction en fonction de la température.

Afin de comprendre comment il est possible d'estimer la température au niveau de l'in-

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

terface *paroi/liquide* par IFC, il faut se reporter aux équations (3.12) et (3.14) qui montrent que l'amplitude des pics d'interférences est liée aux coefficients de réflexion et de transmission (eq. (3.1)), eux-mêmes fonctions des indices de réfraction des milieux [74] qui dépendent de la température.

L'idée est de comparer un pic de référence au niveau de l'interface *paroi/air* ($I_{2\ \text{(silice/air)}}$) aux pics obtenus pour l'interface *paroi/liquide* ($I_{2\ \text{(silice/liquide)}}$) pendant l'acquisition des mesures en présence du film. Le rapport de ces intensités permet d'éliminer des paramètres inconnus qui sont supposés rester constants entre les deux configurations :

- la puissance de la source est supposée suffisamment stable puisqu'elle est régulée en courant et en température ;
- le coefficient de réflexion en amplitude de MM $r_{\text{MM}}(\delta')$ dépend, en pratique, de la position de la platine δ'. Plusieurs paramètres peuvent translater l'interférogramme et modifier sa valeur. Les coefficients thermo-optiques de la paroi ($\partial n_W/\partial T \approx 10^{-5}$ °C^{-1}) et de l'air sont faibles [86]. Le coefficient de dilatation thermique de la paroi est petit (Tableau 2.1). Ces paramètres sont donc supposés modifier d'une façon négligeable le chemin optique et le coefficient de réflexion en amplitude $r_{\text{MM}}(\delta' + \Delta\delta')$ avec la température.
- enfin, les caractéristiques du détecteur et de l'algorithme de traitement ont un effet sur l'erreur statistique (cf. Annexe D) lors de la détermination de l'amplitude des pics. Cela se traduit par une dispersion des mesures. Pour vérifier la pertinence de la démarche, la moyenne des mesures sera considérée.

En formulant une hypothèse sur la continuité de la température à l'interface *paroi/liquide*, on peut estimer la température de la paroi T_W à partir de l'évaluation des rapports :

$$\frac{I_{2\ \text{(silice/liquide)}}}{I_{2\ \text{(silice/air)}}} \tag{3.26}$$

L'indice de réfraction du liquide (heptane) en fonction de la température $n(\lambda_0, T)$ peut être estimé à partir des données de la littérature [66, 79].

La principale difficulté de la mise en place de la procédure est d'origine expérimentale. En effet, le dispositif optique développé est très sélectif à l'angle d'incidence, du fait de la présence du collimateur au niveau du bras test, ce qui interdit toute manipulation une fois que la référence $I_{2\ \text{(silice/air)}}$ est acquise. Le film liquide s'écoulant librement sur la paroi est distribué par une pompe isolée du système *paroi/liquide*, ce qui permet de conserver une stabilité suffisante du système.

3.5.2 Démarche mise en place pour vérifier la pertinence de la mesure

La démarche a consisté à modifier les conditions thermiques de l'écoulement. Pour y parvenir, un bain thermostaté a été utilisé pour chauffer ou refroidir la cavité contenant le liquide à l'entrée du poreux par l'intermédiaire de l'échangeur thermique. Une fois la température d'entrée du liquide stabilisée, un film liquide est généré. L'estimation de température à l'aide d'un thermocouple mis en contact avec la paroi dans la zone d'écoulement du film liquide, à proximité de la zone de mesure par IFC, a servi de mesure de référence. L'établissement du régime permanent est contrôlé par ces deux mesures et permet ainsi de ne pas subir l'effet de l'inertie thermique de la paroi.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

L'information que va donner le thermocouple dépend de la nature du film liquide. Dans le cas de forts débits et d'écarts importants de températures entre l'entrée du liquide et la zone de mesure, une divergence entre les valeurs données par le thermocouple et par l'IFC peut être attendue. En effet, le temps de séjour diminue tandis que les gradients thermiques augmentent, ce qui provoque un biais sur la mesure par thermocouple. Dans le cas opposé, c'est l'effet de l'évaporation qui peut influencer l'estimation, car elle nécessite un apport énergétique lié au changement de phase. Nous avons vu que l'évaporation peut être considérée comme négligeable dans la configuration du film liquide s'écoulant librement sur la paroi.

Trois débits (ou épaisseurs) de film liquide ont été sélectionnés pour apporter des éléments de réponse concernant la mesure par thermocouple. Après avoir analysé l'impact des trois cas sur cette mesure de température, la confrontation avec celle donnée par la technique d'IFC est réalisée.

3.5.3 Résultats de la confrontation des mesures de température

La démarche expérimentale mise en place a permis d'aboutir à la comparaison présentée sur la FIGURE 3.16. Elle présente la moyenne des mesures de température donnée par le thermocouple ($\overline{T}_{TH}$) de contact et celle de paroi donnée par IFC ($\overline{T}_{IFC}$) dans le cas de trois comportements de film différents (FIGURE 3.11).

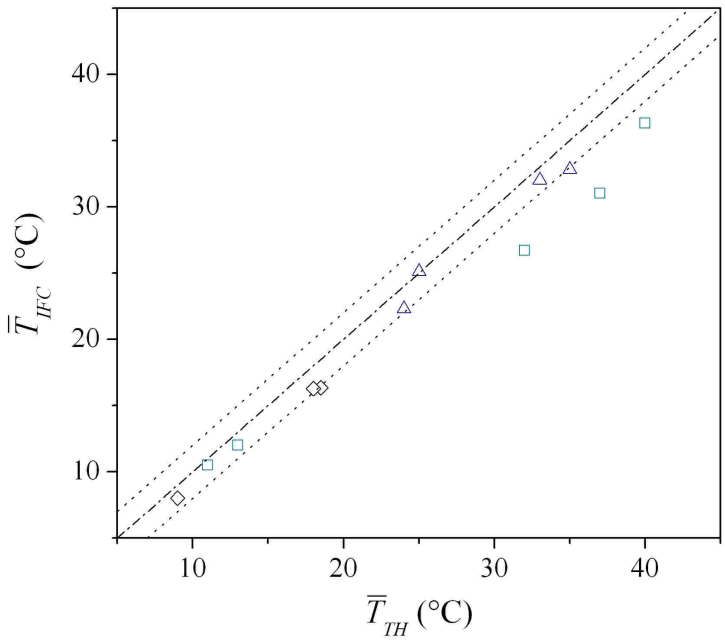


FIGURE 3.16 – Température fournie par la méthode optique $\overline{T}_{IFC}$ en fonction de la température estimée par le thermocouple $\overline{T}_{TH}$; (◇) correspond à δ_1^*, (△) à δ_2^* et (□) à δ_3^*, où $(\delta_j^*)_{j=1,2,3}$ ont été définis dans la section 3.4.4

Une tendance globalement cohérente pour les différentes épaisseurs (ou débits) de liquide peut être observée même si dans le cas de forts débits (cas δ_3^* où $\overline{d}_{fl} \approx 180$ µm), une dé-

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

rive apparaît. En effet, lorsque la température d'entrée du fluide augmente, l'influence des gradients thermiques au sein du film liquide sur le thermocouple devient supérieure. Cette observation est en accord avec le raisonnement qui a conduit à l'élaboration de la démarche.

En revanche, dans le cas de faibles épaisseurs ou de températures d'entrée du liquide proche de l'ambiante, les résultats montrent que l'estimation de la température de paroi par IFC est similaire à celle du film liquide.

Cette observation permet également de conclure qu'il apparaît raisonnable de considérer que la température du film liquide reste semblable à celle de la paroi (différence inférieure à 2 °C) et de celle de l'interface *liquide/gaz* au vue des épaisseurs mises en jeu dans une configuration impliquant de faibles transferts thermiques.

3.6 Conclusion

Les avantages de l'IFC et son principe ont été présentés. C'est une méthode qui peut être utilisée pour mesurer précisément l'épaisseur de films liquides dans une configuration impliquant des écoulements réactifs, et par conséquent, des gradients de température importants. Des outils numériques ont été développés dans le but d'évaluer l'impact de quelques mécanismes physiques et d'estimer l'incertitude de mesure associée à ces phénomènes.

L'étude expérimentale du comportement du film liquide s'écoulant librement sur la paroi verticale a montré des résultats cohérents avec les données de la littérature. Les mesures obtenues ont notamment été confrontées à la formulation de Nusselt et une modification du comportement du film liquide a été mise en évidence expérimentalement. Il a aussi été observé que la température du liquide a une influence importante sur son régime d'écoulement.

Finalement, cette étude indique qu'une mesure simultanée de l'épaisseur du film et de la température de paroi est envisageable dans certaines configurations. Elle a aussi montré que le régime d'écoulement et l'épaisseur du film jouent sur l'amplitude des gradients thermiques au sein du film liquide.

Dans le cadre de la démarche graduelle mise en place à partir du premier chapitre, la prochaine partie intègre un écoulement gazeux à contre-courant pour étudier les interactions avec le système *paroi/liquide*, avant de considérer la combustion.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Chapitre 4

Étude expérimentale de l'interaction entre l'écoulement gazeux et le système *paroi/liquide*

Le front de flamme se propage initialement dans un écoulement gazeux. Il est donc nécessaire de comprendre l'interaction *film liquide/gaz* avant de considérer la combustion. Dans un premier temps, on s'intéresse à l'influence de la présence de cet écoulement gazeux à contre-courant sur les caractéristiques du film liquide. Celui-ci s'évapore et modifie les propriétés de l'écoulement dans cette configuration qui présente des gradients thermiques modérés. La compréhension des couplages y est donc simplifiée et celle-ci sera qualifiée de "quasi-isotherme". Dans un second temps, l'évaporation du film est étudiée à l'aide des données de la littérature, puis de manière globale afin d'obtenir des ordres de grandeur de flux massiques évaporés. Enfin, une analyse locale est réalisée à travers la caractérisation des couches limites aérodynamique et de concentration à proximité de la paroi.

Les écoulements considérés sont diphasiques *liquide/gaz*. C'est pourquoi, la notation $(^g)$ est adoptée pour le gaz lorsqu'il est nécessaire de différencier les deux phases. Par exemple, u^g désigne la vitesse axiale du gaz.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

4.1 Étude de l'influence de l'écoulement gazeux

La présence d'un écoulement gazeux est à l'origine de modifications significatives du comportement du film liquide et de son évaporation. La contrainte de cisaillement imposée à son interface (par rapport au cas où il n'est pas sollicité) dépend des conditions aérodynamiques, des caractéristiques de l'interface *liquide/gaz* et des fluides impliqués, dont les paramètres physiques évoluent avec la température. Celle-ci va dépendre des caractéristiques du système, et notamment de la vitesse d'évaporation ainsi que de la nature du film liquide, mettant en évidence l'existence des couplages.

L'analyse des mécanismes permettra de compléter la démarche expérimentale pour étudier ce cas. La seconde étape de cette partie est de vérifier dans quelle mesure la présence d'évaporation induit une diminution de température du système estimée par IFC. Enfin, les résultats de l'étude du comportement du film "cisaillé" sont présentés.

4.1.1 Effets de l'écoulement gazeux à contre-courant sur le film liquide

La structure de l'interface *liquide/gaz* peut avoir une forte influence sur l'aérodynamique de l'écoulement et sur le transfert de masse au sein de la couche limite, et par conséquent, sur l'évaporation. Il est donc important de connaître ses caractéristiques dans la configuration expérimentale. C'est pourquoi, nous allons mener une analyse de l'influence de l'écoulement gazeux à contre-courant sur le comportement du film liquide.

La FIGURE 4.1 illustre les effets aérodynamiques et les transferts thermiques sur le film liquide. $\dot{q_C}$ représente la densité de flux convectif entre le gaz et le film, et $\dot{q_W}$, celle entre le film et la paroi. Ce type d'interaction engendre dans le champ de l'écoulement un cisaillement entre les couches fluides. Le cisaillement interfacial τ peut modifier considérablement l'interface liquide/gaz et engendrer des zones de recirculation (roll waves).

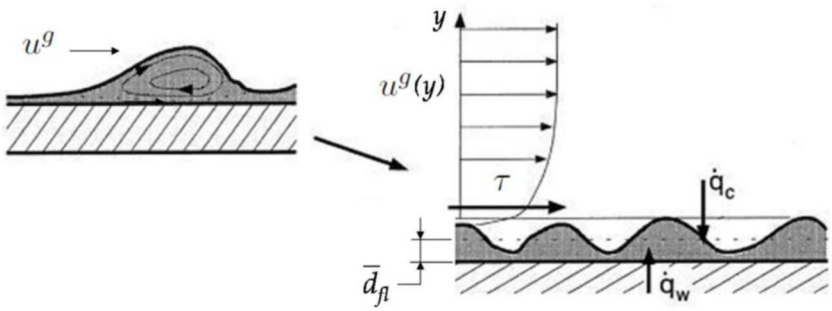


FIGURE 4.1 – Illustration des effets aérodynamiques et thermiques sur le film liquide, d'après Rosskamp et al. [21]

Même dans le cas de forts cisaillements, Wittig et al. [39] ont montré qu'en moyenne le film liquide présentait un comportement plus proche d'un modèle laminaire. Un raisonnement similaire à celui qui a permis d'aboutir à la formulation de Nusselt peut alors être mené dans le but d'établir un modèle simple. La prise en compte de l'effet d'un écoulement gazeux laminaire à contre-courant revient tout d'abord à modifier la première condition aux limites du système d'équations (3.20) de la façon suivante [33, 59] :

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

$$\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial y}\bigg|_{y=h_c} = \mu^g \frac{\partial u^g}{\partial y}\bigg|_{y=h_c} \tag{4.1}$$

où l'indice c fait référence au cas "cisaillé". Dans ces conditions, le profil de vitesse obtenu pour un film "plat" en considérant une contrainte τ constante [36] peut être intégré sur l'épaisseur moyenne afin d'obtenir un débit volumique par unité de largeur :

$$q_c = \frac{f_x\ h_c^3}{3\ \nu} - \frac{\tau\ h_c^2}{2\ \mu} = u_c\ h_c \tag{4.2}$$

où $f_x = g - 1/\rho\ (\partial P/\partial x)$. Le gradient de pression selon la direction de l'écoulement est supposé ici négligeable du fait d'une configuration non confinée. La principale difficulté reste l'estimation de la contrainte de frottement interfacial τ. Dans la configuration expérimentale retenue, la couche limite aérodynamique se développant sur la paroi (sans dépôt de liquide) est proche d'un profil de Blasius. La dépendance de τ avec x_W rend alors la résolution mathématique, qui mène à l'équation (4.2), délicate. En revanche, si on se place "loin" du bord d'attaque de la paroi, il apparaît raisonnable de considérer que $\tau \propto x_W^{-1/2}$ dépend faiblement de la position (voir FIGURE B.4 de l'annexe B.2).

Il ressort de ce modèle simple que le cisaillement "limite" la descente du film liquide. En effet, par comparaison à la solution de Nusselt et pour un même débit q donné, l'épaisseur h_c augmente, ce qui diminue sa vitesse moyenne u_c. Cette tendance s'accentue au fur et à mesure que l'on se rapproche du bord d'attaque de la paroi, car $\tau(x_W \to 0) \to \infty$. Cette démarche nous donne un moyen, dans le cadre de l'étude du comportement moyen du film, de confronter les résultats donnés par ce modèle à ceux issus de l'expérience.

Pour analyser localement l'effet de l'écoulement gazeux à contre-courant, l'objectif de Trifonov [37] était d'étudier différents modes stationnaires du film liquide entre deux parois. Cette configuration est par conséquent proche de la nôtre. La formulation mathématique complexe n'est pas abordée ici. Nous nous attacherons simplement à dégager des tendances de la FIGURE 4.2 qui présente des grandeurs accessibles expérimentalement telles que l'épaisseur maximale et minimale (adimensionnalisées par l'épaisseur moyenne) du film liquide.

Pour une vitesse du gaz inférieure à 10 m.s^{-1}, l'épaisseur maximale augmente avec une tendance différente selon la longueur d'onde de la perturbation, alors que l'épaisseur minimale évolue peu dans le cas où $Re = 5$. Quand il devient plus important avec la vitesse de l'écoulement gazeux, le cisaillement engendre une augmentation significative de l'épaisseur maximale soulignant ainsi l'importance de l'échelle que peut atteindre ces vagues tout comme les zones de recirculation illustrées sur la FIGURE 4.1. Leurs amplitudes peuvent alors avoir en retour une influence sur l'écoulement gazeux à proximité [87].

Proche de ces conditions, des résultats expérimentaux concernant les caractéristiques du film ont été obtenus par Alekseenko et al. [40] et sont présentés sur la FIGURE 4.3. Elle montre les évolutions du taux de croissance spatial $\alpha(k)$ et de la vitesse de phase $c(k)$ en fonction du nombre d'onde adimensionnel défini ici par $k = (2\pi h_0)/(\lambda)$ et obtenu à l'aide de différentes sollicitations fréquentielles.

D'après les critères présentés dans la section 3.4.1, ce graphique indique que l'instabilité du film augmente avec la norme de la vitesse du gaz dans la gamme considérée. Il montre aussi que l'écoulement à contre-courant exerce un plus grand effet sur la vitesse de phase qu'un écoulement à co-courant. Ces conclusions diffèrent de celles d'Uma et Usha [38] qui montrent numériquement que le gaz à contre-courant a plutôt pour effet de stabiliser le film liquide. Ces conclusions montrent qu'il reste des verrous dans cette thématique [41].

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

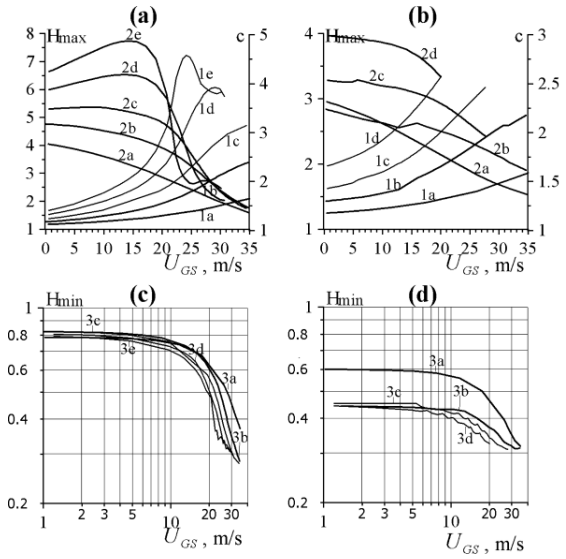


FIGURE 4.2 – Valeurs maximales (lignes 1a-1e) et minimales (lignes 3a-3e) adimensionnalisées par l'épaisseur moyenne du film liquide h_0 et la vitesse de phase (lignes 2a-2e ; définie c ici au lieu de c^* dans les sections précédentes) du régime non linaire stationnaire en fonction de la vitesse superficielle du gaz U_{GS}. Les lettres a-e représentent des résultats de calcul pour différentes longueurs d'onde du film. Les Figures (a) et (c) correspondent à $Re = 5$; (b) et (d) à $Re = 20$ [37]

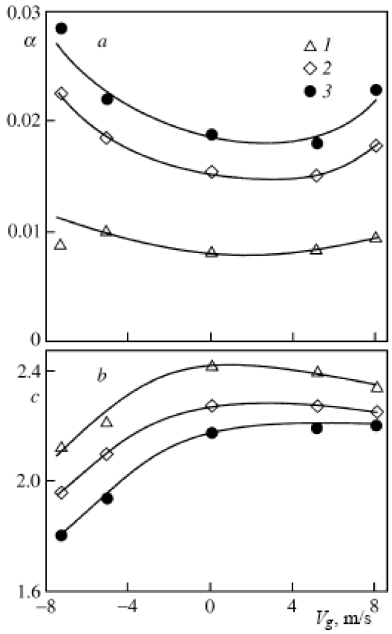


FIGURE 4.3 – Taux de croissance spatial des ondes α (a) et vitesse de phase c (b) pour un Reynolds de film de 40 en fonction de la vitesse de l'écoulement gazeux pour différents nombres d'onde de film défini ici par $k = \frac{2\pi h_0}{\lambda}$, d'après Alekseenko et al. [40]

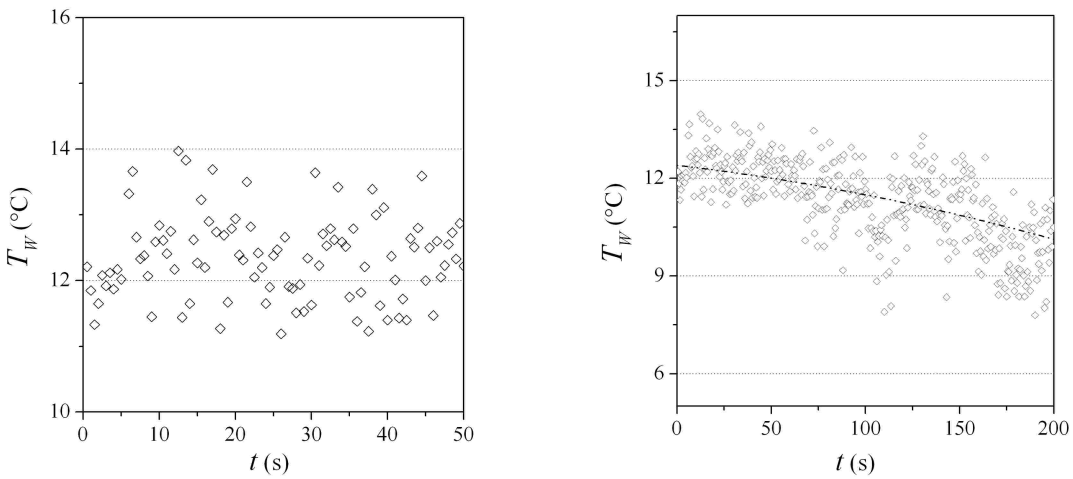
Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette section a montré que l'écoulement à contre-courant a un effet important sur le comportement du film liquide à travers le cisaillement qu'il provoque. La surface d'évaporation, qui peut être déformée de manière significative dans certains cas, joue sur le transport de masse dans la phase gazeuse et au sein du film liquide. Afin de faciliter la compréhension des mécanismes intervenant dans l'interaction, il est important de minimiser les amplitudes des ondes à l'interface du film. Pour cela, son comportement a été étudié expérimentalement. Mais avant d'appliquer une mesure d'épaisseur, il est important de vérifier l'importance de l'effet de l'évaporation sur le film. C'est en effet un processus endothermique qui peut entraîner une baisse de température et jouer en retour sur son comportement.

4.1.2 L'évaporation du film implique une diminution notable de la température

Dans cette configuration non réactive, la température à l'interface *liquide/gaz* est un indicateur de la présence d'évaporation et un paramètre essentiel dans le changement de phase *liquide/vapeur* (cf. section 4.2). Du fait des épaisseurs considérées, il est extrêmement délicat de mesurer une température représentative du film liquide ou de son interface. Ceci est d'autant plus vrai en présence de vagues de fortes amplitudes qui peuvent alors engendrer des fluctuations de température significatives. Avant de s'intéresser aux caractéristiques du film liquide et de l'écoulement gazeux, il est essentiel d'obtenir un ordre de grandeur de la température du film liquide, de la paroi et de l'interface *liquide/gaz* pour adapter la démarche.

La mesure de température de paroi par IFC permet de vérifier directement dans quelle mesure l'évaporation intervient dans la configuration impliquant un écoulement gazeux à contre-courant. Les FIGURES 4.4(a) et 4.4(b) présentent une série de résultats obtenus dans des conditions instationnaires.



(a) 0 à 50 secondes

(b) 0 à 200 secondes

FIGURE 4.4 – Température estimée pour chaque balayage du miroir mobile de l'IFC en fonction du temps ($u^g_\infty = 5$ m.s^{-1}, $\overline{d}_{fl} = 80$ µm)

Il est possible d'observer (FIGURE 4.4(a)) une dispersion importante des résultats (≈ 3 °C), ce qui est cohérent avec la dispersion des mesures des amplitudes des pics de l'interférogramme

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

(liée au matériel et à l'analyse numérique d'interférogramme). En revanche, la moyenne de ces mesures reste proche de la température initiale du liquide qui se situe à l'entrée du poreux. Cette température a ensuite tendance à diminuer (FIGURE 4.4(b)), vérifiant la présence d'un flux d'évaporation. En conclusion, l'évaporation ne peut plus être négligée dans ces cas.

4.1.3 Adaptation de la démarche expérimentale en considérant le phénomène d'évaporation

L'étude du comportement du film liquide combustible s'écoulant verticalement sur la paroi et cisaillé par un écoulement gazeux à contre-courant reprend en grande partie celle réalisée dans le cadre du film non sollicité (voir section 3.4). Il est en revanche essentiel de s'intéresser à l'effet de l'évaporation, et plus particulièrement à la diminution de température induite qui va jouer sur le comportement du film comme cela a été mis en évidence dans le cas du film libre. L'équilibre thermique dépend des caractéristiques du système, et notamment, de la comparaison entre le temps caractéristique de l'écoulement du film avec celui de l'évaporation qui peut être modifiée avec l'épaisseur du film. Ensuite, la réponse du film lors d'une sollicitation différente du gaz ascendant permet d'examiner la sensibilité de l'interface *liquide/gaz* à une variation de vitesse qui pourra exister en présence de l'écoulement réactif.

Pour résumer, la démarche expérimentale retenue en régime permanent consiste à :
- imposer différents débits (ou épaisseurs) de film liquide pour générer différentes dynamiques d'écoulement. Les débits sont connus grâce à la calibration réalisée précédemment ;
- imposer des conditions aérodynamiques différentes pour analyser la réponse du système (3, 4 et 5 m.s^{-1}). L'air sec est utilisé comme écoulement gazeux dont la température est $T^g_\infty \approx 15$ °C (le prémélange contient peu de méthane) ;
- mesurer l'épaisseur du film (moyenne et dispersion) par IFC dans chacun des cas pour étudier l'effet du cisaillement du gaz à contre-courant et de l'évaporation ;
- mesurer la température de paroi par IFC pour vérifier comment les couplages interviennent sur l'équilibre thermique.

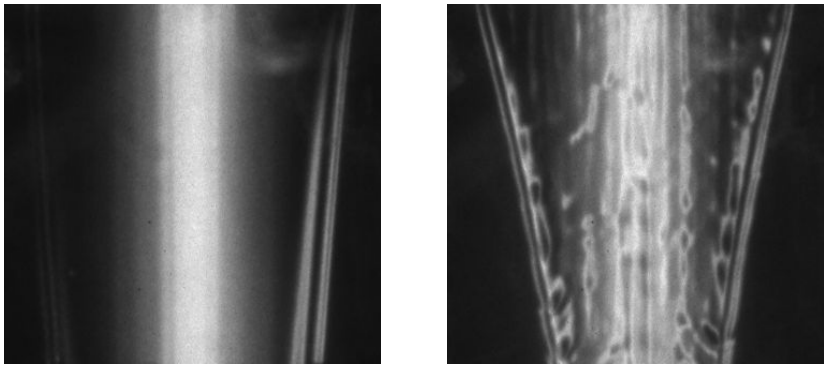
4.1.4 Résultats de l'étude du comportement du film liquide

Le collimateur de l'IFC est positionné en dessous du poreux et dans la zone de l'écoulement du film liquide combustible à 110 mm du bord d'attaque de la paroi, c'est-à-dire dans une zone où le cisaillement dépend peu de la position. Ainsi, les résultats obtenus pourront être confrontés au modèle présenté dans la section précédente (équation (4.2)).

Les FIGURES 4.5(a) et 4.5(b) illustrent la différence de comportement entre le film liquide s'écoulant librement sur la paroi verticale et celui sollicité par l'écoulement gazeux ascendant pour un même débit. La présence de l'écoulement gazeux apporte essentiellement deux modifications importantes ; la première sur la nature de l'interface *liquide/gaz*, et la seconde, sur la surface de la paroi mouillée qui a tendance à diminuer.

La FIGURE 4.6 met en évidence que l'équilibre thermique dépend bien des caractéristiques du film liquide. Lorsque son épaisseur est suffisamment faible, il apparaît raisonnable de considérer que sa température est proche de celle de la paroi (cf. section 3.5). Les paramètres physiques du fluide peuvent être estimés et les différents modèles utilisés pour décrire le comportement moyen du film sont alors applicables. Pour simplifier les estimations données

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés



(a) libre - $u_\infty^g = 0$ m.s^{-1} (b) cisaillé - $u_\infty^g = 5$ m.s^{-1}

FIGURE 4.5 – Vue de face du film liquide s'écoulant verticalement - sans (a) et avec (b) écoulement gazeux

par ces modèles, une température de 10 °C (ordre de grandeur obtenu durant ces expériences) est considérée pour estimer les paramètres physiques du film liquide.

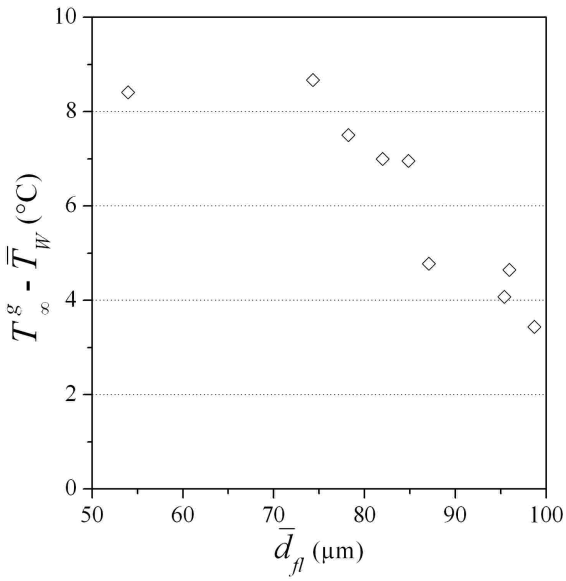


FIGURE 4.6 – Écart de températures entre l'écoulement gazeux T_∞^g et celle de la paroi estimée ($\overline{T}_W$) en fonction de $\overline{d}_{fl}$

La FIGURE 4.7 montre que la formulation de Nusselt reste globalement valable pour la prédiction du comportement moyen de l'écoulement cisaillé. En effet, la majeure partie des points expérimentaux sont contenus entre les deux droites, de part et d'autre de la droite d'équation $\overline{d}_{fl} = h_0$, représentant les écarts ±5 µm. Les écarts entre le modèle et l'expérience restent de l'ordre de 10 % et sont comparables à ceux observés dans le cas du film liquide s'écoulant librement sur la paroi verticale. Ces écarts peuvent s'expliquer en partie par l'erreur de mesure du débit de distribution du film liquide. Il faut aussi rappeler que le cisaillement entraîne une augmentation de l'épaisseur moyenne du film tandis que l'évapora-

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

tion contribue plutôt à la diminuer. Il est possible d'avancer que les erreurs intervenant dans la distribution du film liquide et la mesure d'épaisseur sont supérieures aux effets du couplage évaporation/cisaillement sur le film.

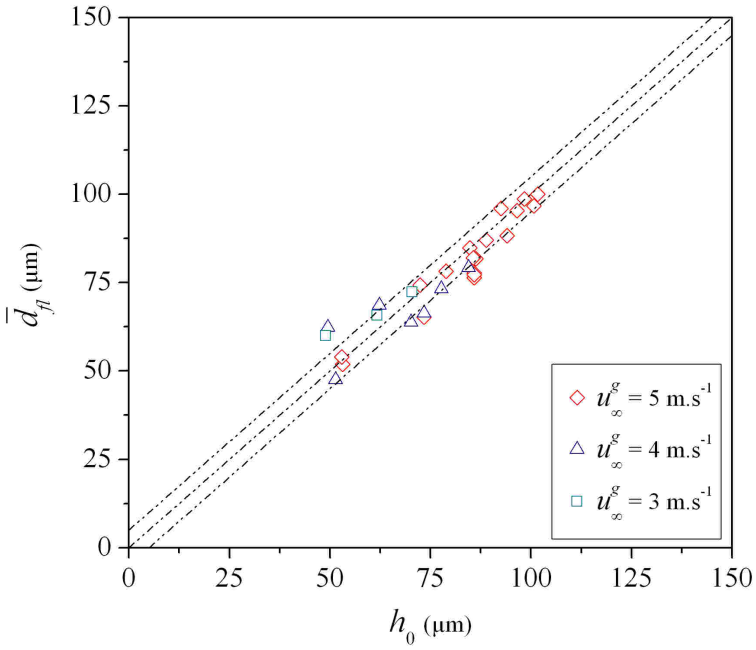


FIGURE 4.7 – Épaisseur moyenne mesurée $\overline{d}_{fl}$ en fonction de l'épaisseur calculée h_0 à partir de la formulation de Nusselt et du débit de liquide pour trois vitesses d'écoulement gazeux

Pour vérifier cette assertion, la FIGURE 4.8 compare les résultats au modèle de Nusselt et celui donné par l'équation (4.2) qui permet d'estimer q_c en considérant une vitesse d'écoulement gazeux $u^g_\infty = 5$ m.s^{-1}. Le cisaillement interfacial a été calculé par l'application de l'équation (4.1) en estimant le gradient de vitesse à proximité du film liquide à partir de mesures réalisées par LDA (voir section 4.3.2). D'après ces mesures, $\overline{\tau} \approx 5.10^{-2}$ N.m^{-2} et n'évolue par fortement pour $x_W \in [60; 120]$ mm. Ce modèle montre, aux petites épaisseurs, que l'effet du cisaillement sur le comportement moyen reste faible par rapport aux erreurs de mesures d'épaisseur et de débit.

Une autre remarque importante concerne la vitesse moyenne du film liquide. Elle reste faible $u_c \ll u^g_\infty$ et signifie qu'il peut être considéré immobile par rapport au gaz. En revanche, nous avons vu que l'interface du film pouvait présenter une déformation susceptible d'influencer l'écoulement gazeux en proche paroi.

Pour les étudier, χ, qui représente le nombre de mesures d'épaisseur obtenu sur le total des mesures réalisé (cf. section 3.4.4), et les fluctuations d'épaisseur caractérisées par $\sigma_{d_{fl}}$ permettent d'apporter des informations complémentaires sur la nature de l'interface du film. Elles sont représentés respectivement sur les FIGURES 4.9 et 4.10 en fonction du rapport de nombres sans dimension $Re/Fi^{1/11}$. Celui-ci est préféré ici à δ^*, car il permet aussi de classifier l'écoulement en comparant les effets de l'accélération de la pesanteur, d'inertie, de tension superficielle et de viscosité (cf. section 3.4.1), tout en s'affranchissant des erreurs liées à la mesure d'épaisseur.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

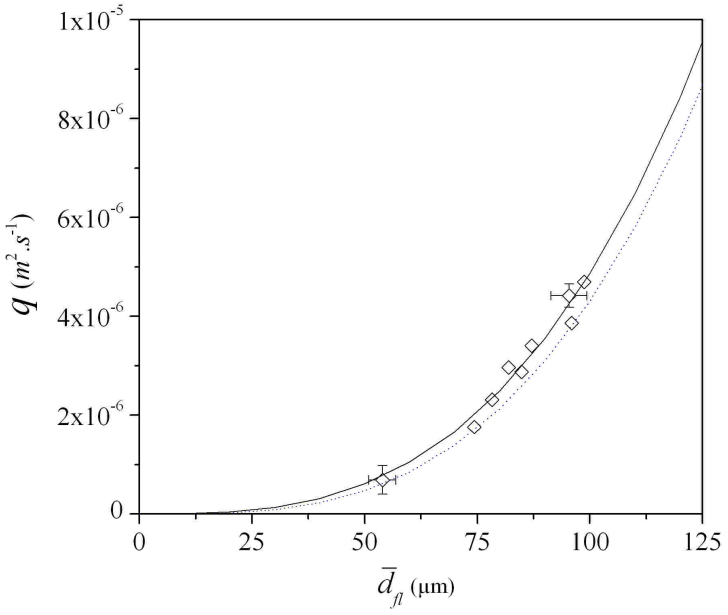


FIGURE 4.8 – Débits volumiques par unité de largeur q_0 (ligne) et q_c (ligne en pointillés) pour une vitesse u^g_∞ de 5 m.s^{-1}, en fonction de l'épaisseur moyenne mesurée $\overline{d}_{fl}$

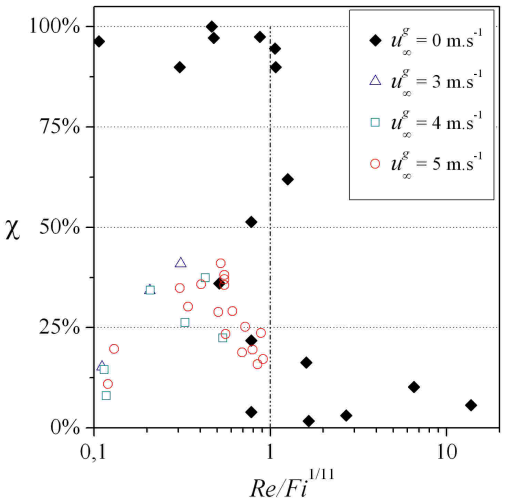


FIGURE 4.9 – χ en fonction de $Re/Fi^{1/11}$

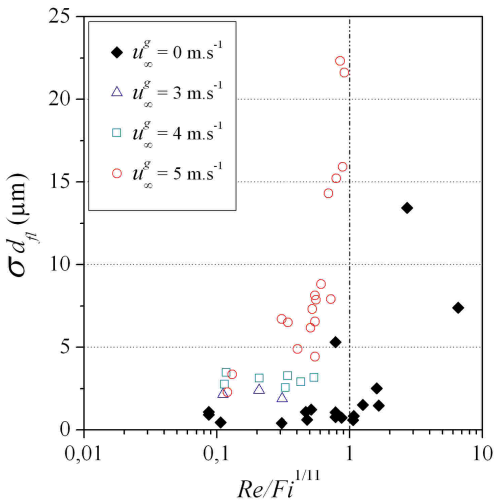


FIGURE 4.10 – Écart-type des mesures d'épaisseur en fonction du rapport de nombres sans dimension $Re/Fi^{1/11}$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Le cas du film liquide non sollicité est représenté afin de distinguer les différences de comportement. Les trois autres cas concernent les vitesses initiales du gaz ascendant (3, 4 et 5 m.s^{-1}). Les évolutions de χ dans le cas du film sollicité, quand $Re/Fi^{1/11}$ est compris entre 0,1 et 1, sont fondamentalement différentes du cas libre. On retrouve cette modification importante de comportement avec une augmentation de l'amplitude des fluctuations d'épaisseur en présence de l'écoulement gazeux. En effet, dans le cas d'un film liquide s'écoulant librement sur la paroi, $\sigma_{d_{fl}}$ reste toujours inférieur à celui obtenu dans les cas cisaillés pour toute la plage de $Re/Fi^{1/11}$ considérée. Il peut être noté que lorsque $Re/Fi^{1/11} \approx 0{,}1$, le niveau des fluctuations reste faible et semble peu sensible à une modification modérée de vitesse (qui peut intervenir en présence de combustion). Cette zone est donc intéressante pour la poursuite de l'étude, car elle permet de limiter l'amplitude des ondes responsables d'un mélange au sein du film et qui impacte l'aérodynamique de l'écoulement gazeux. Elle permet aussi de limiter la modification de la surface d'évaporation par rapport au film "plat".

Le film liquide s'évapore dans l'écoulement gazeux et modifie la richesse locale en combustible, ce qui va influencer fortement la combustion. Il est donc primordial de préciser les mécanismes liés à son évaporation dans notre configuration.

4.2 Étude de l'évaporation du film

La présence d'évaporation a été montrée expérimentalement dans la configuration impliquant une paroi mouillée par un film liquide interagissant avec un écoulement gazeux à contre-courant par le biais d'une diminution notable de la température de paroi. Avant de s'intéresser à l'évaluation expérimentale des flux massiques évaporés, les principaux paramètres caractérisant ce phénomène sont présentés dans le cas laminaire et dans le cadre général des effets du film sur l'écoulement gazeux.

4.2.1 Effets du film sur l'écoulement gazeux

Les effets du film liquide sur l'écoulement gazeux sont de plusieurs types. Tout d'abord, la nature de son interface peut modifier l'écoulement gazeux en proche paroi. Ce type d'effet mécanique intervient alors dans les couplages au niveau des transferts de quantité de mouvement, de chaleur et de masse. Dans le cas d'un film mis en mouvement par un cisaillement, certains auteurs [21, 87] ont introduit une notion de rugosité équivalente. Nous avons vu dans la section précédente qu'il était possible de limiter cet effet.

Le deuxième type d'effet est l'évaporation, un point primordial de la présente étude expérimentale, car celle-ci va modifier fortement le processus de combustion en proche paroi. Ce phénomène et une revue des travaux s'y rapportant ont été présentés dans le premier chapitre.

Dans les approches expérimentales, il est difficile d'obtenir des grandeurs qui sortent du cadre de l'analyse globale. Par exemple, Rosskamp et al. [21] mesurent le taux d'évaporation global en comparant les débits massiques entrant (in) et sortant (out) :

$$Ev = \frac{\dot{m}^*_{in} - \dot{m}^*_{out}}{\dot{m}^*_{in}} \times 100 \tag{4.3}$$

où $\dot{m}^*$ est le flux massique par unité de largeur du liquide.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Néanmoins, nous allons tout d'abord revenir sur les mécanismes de base de l'évaporation pour mieux la comprendre. Pour rappel, l'évaporation est le résultat, d'une part, des transferts thermiques, qui entraînent un changement de phase *liquide/vapeur* à l'interface *liquide/gaz*, et d'un transport de ces vapeurs dans la phase gaz d'autre part. Les conditions à cette interface (*int*) *liquide/gaz* jouent directement sur la fraction massique de la vapeur, puis avec l'aérodynamique de l'écoulement, sur le transfert de masse. Les parties suivantes présentent, dans la configuration non réactive, trois composantes importantes dans le mécanisme d'évaporation : les transferts thermiques, les conditions à l'interface *liquide/gaz* et le transfert de masse.

4.2.1.1 Les transferts thermiques

Dans la configuration expérimentale retenue, nous allons voir qu'un bilan thermique simple peut être réalisé dans le cas non réactif. Comme vu précédemment (cf. section 4.1.2), le changement de phase engendre une diminution de la température jusqu'à un équilibre (que l'on appelle température de bulbe humide pour l'eau s'évaporant dans de l'air humide). La température du milieu s'évaporant étant inférieure à celle de son environnement, les flux thermiques échangés avec la paroi et l'écoulement gazeux, comme l'illustre la FIGURE 4.1, jouent sur l'évaporation (le rayonnement est ici négligé). Si la résistance thermique de conduction de la paroi est importante, le flux de chaleur prépondérant provient alors de l'écoulement gazeux par convection. C'est le cas avec la paroi sélectionnée, car elle présente une faible conductivité thermique (pour plus de détails, se reporter au chapitre 2).

Un bilan simple en régime permanent est alors possible. Il relie l'échange thermique par convection ($\dot{q_C}$) au produit entre la chaleur latente de vaporisation ($L_{V,A}(T_{int})$), qui dépend de la température d'interface, et la densité de flux massique à l'interface (n_{A0}) de la vapeur du constituant (A) [23] :

$$\dot{q_C} = h\ (T_\infty^g - T_{int}) = L_{V,A}(T_{int}) \times n_{A0}\ (k_A,\ Y_{A0},\ Y_{A\infty}) \tag{4.4}$$

où h représente le coefficient d'échange thermique par convection. n_{A0} dépend de k_A, le coefficient d'échange massique qui correspond à h par analogie des transferts [23], et des fractions massiques à l'infini $Y_{A\infty}$ et à l'interface Y_{A0}.

Dans la configuration quasi-isotherme, les écarts de températures sont faibles. Il est par conséquent difficile d'estimer une densité de flux massique précise avec cette approche. Néanmoins, la démarche inverse, qui consiste à évaluer la densité de flux thermique conduisant aux changement de phase à partir de la connaissance des débits évaporés par unité de surface, sera appliquée dans le chapitre 5 dans le but d'étudier l'influence de la proximité de la flamme.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

4.2.1.2 Conditions de saturation à l'interface *liquide/gaz*

L'équation (4.4) montre que les conditions à l'interface influencent aussi l'évaporation. Dans le cas d'un film "plat" et d'un mélange de gaz parfait, qui est une hypothèse raisonnable à basse pression, les conditions à l'interface et à l'équilibre, sont dépendantes des conditions de saturation. Il est alors possible d'estimer la pression partielle de vapeur à l'interface $P_{A0}(T_{int})$, puis la fraction massique Y_{A0} à partir d'un état de référence (ref) et la formule de Clausius-Clapeyron :

$$\ln\left(\frac{P_{A0}}{P_{ref}}\right) = \left\{\frac{M_A L_{V,A}}{R}\left(\frac{1}{T_{ref}} - \frac{1}{T_{int}}\right)\right\} \tag{4.5}$$

où M la masse molaire, et R, la constante des gaz parfaits. La connaissance de la pression partielle de A au niveau de l'interface *liquide/gaz* permet d'estimer la fraction massique comme suit :

$$Y_A = \frac{\rho_A^g}{\rho^g} = \frac{n_A M_A}{nM} = \frac{P_A M_A}{PM} \tag{4.6}$$

où n est le nombre de moles, P la pression totale et M est ici la masse molaire du mélange.

Ces données montrent que la température à la surface du film liquide est un paramètre essentiel, conditionné par l'équilibre des transferts thermiques incluant le processus de changement de phase. D'autres paramètres peuvent venir influencer ces conditions comme l'épaisseur du film et la nature de son interface. Le premier effet intervient de manière significative dans le cas d'épaisseurs bien inférieures [31] à celles considérées dans l'étude. Ensuite, nous avons vu qu'il était possible de limiter les amplitudes des vagues à l'interface du film pour pouvoir tendre vers le cas simplifié d'un film "plat" et négliger l'effet Kelvin [30].

L'évaluation de ce paramètre permettra de réaliser des estimations, comme celle de la richesse du mélange réactif au niveau de la surface du film liquide combustible, et de mener une analyse locale relative à l'évaporation (cf. section 4.3.4). Avec les caractéristiques de l'écoulement gazeux, la fraction massique à l'interface joue sur le transfert de masse.

4.2.1.3 Le transfert de masse

Dans une configuration laminaire et un gaz immobile (cas du "film stagnant"), la diffusion de la masse est décrite par la première loi de Fick :

$$\vec{J}_A = -\rho^g \; D_{AB} \; \vec{\nabla}(Y_A) \tag{4.7}$$

où J_A est la densité de flux massique de l'espèce A qui diffuse dans B, et D_{AB}, le coefficient de diffusion. $\vec{\nabla}$ représente l'opérateur gradient. Dans la réalité, l'évaporation se produit rarement dans un gaz immobile. C'est pourquoi, le cas de l'"évaporation convective" d'un film mince sur une paroi est présenté ci-après.

Cette approche théorique, qui consiste à résoudre les équations de Prandtl [23], permet de poursuivre l'analyse des transferts au sein même des couches limites en présence d'évaporation. La démarche est bien adaptée pour des écoulements bidimensionnels et illustre le détail

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

des mécanismes de transports, thermiques et massiques qui apparaissent simultanément au sein des couches limites en régime d'écoulement laminaire stationnaire.

Le cas d'étude est représenté sur la FIGURE 4.11. Elle consiste en une surface fine semi-infinie de matières volatiles issues d'un film plat dont l'épaisseur est négligeable devant celle des couches limites, où dans des conditions stationnaires, un écoulement gazeux se rapproche de manière tangentielle selon l'axe x_W avec une vitesse u^g_∞. Le repère lié à la paroi $\mathcal{R}_W$ a son origine positionnée au niveau du bord d'attaque. Pour améliorer la lisibilité des équations, l'indice $(_W)$, qui réfère à ce repère, n'est pas indiqué dans cette section. Les notations Π_v, Π_T et Π_{AB} sont présentées dans la démarche qui suit.

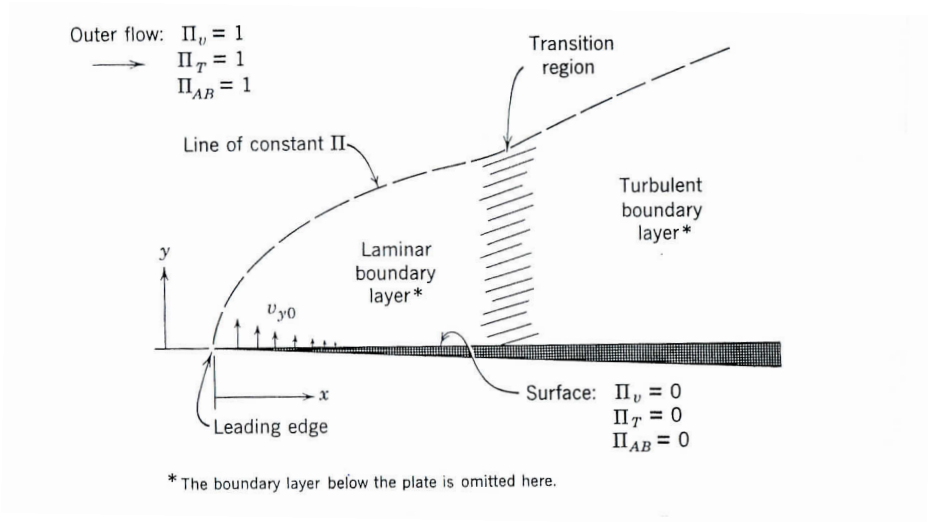


FIGURE 4.11 – Positionnement du problème, d'après Bird et al. [23]

L'espèce A représente les vapeurs du film liquide. L'espèce B est présente exclusivement dans l'écoulement gazeux initial. La démarche présente l'obtention des profils de vitesse, température et de concentration dans la région $1 \ll Re^g_x = u^g_\infty x/\nu^g \ll (u^g_\infty x/\nu^g)_{\text{critique}} \approx 10^5$ [59] et dans le cas où la température et la composition du gaz sont considérées uniformes sur l'ensemble de la surface de la paroi.

On fait ici l'hypothèse qu'aucune réaction ne se produit, qu'il n'y a pas de force extérieure et on néglige l'émission/absorption radiative au sein de la couche limite. Ces hypothèses sont raisonnables pour de nombreux systèmes gazeux. En outre, on considère les propriétés physiques du fluide ρ^g, μ^g, C^g_p (chaleur spécifique à pression constante), k^g (conductivité thermique), c^g (concentration molaire du mélange) et D_{AB} constantes. Ces hypothèses fortes, à vérifier a posteriori car Y_A évolue spatialement, impliquent les égalités $M_A = M_B$ et $C^g_{p,A} = C^g_{p,B}$. Avec ces simplifications et des conditions aux limites classiques,

$$\begin{aligned} &\text{à } x \leq 0 \text{ ou } y = \infty : u^g = u^g_\infty,\ T^g = T^g_\infty,\ Y_A = Y_{A\infty} \\ &\text{à } y = 0 : u^g = 0,\ T^g = T_{int},\ Y_A = Y_{A0} \end{aligned} \tag{4.8}$$

le système d'équations obtenu pour les couches limites permet d'aboutir à une relation qui décrit la distribution du transfert de masse le long de la paroi [23] :

$$v^g_0(x) = \frac{n_{A0}(x)}{\rho^g} = -\frac{D_{AB}}{1 - Y_{A0}} \frac{\partial Y_A}{\partial y}\bigg|_{y=0} \tag{4.9}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

où Y_{A0} représente la fraction massique de vapeur à l'interface *liquide/gaz* estimée avec les équations (4.5) et (4.6). Les changements de variable suivants permettent de simplifier l'écriture des équations de la couche limite :

$$\begin{aligned} \Pi_v &= \frac{u^g - u_0^g}{u_\infty^g - u_0^g} = \frac{u^g}{u_\infty^g} \;\; ; \;\; \Lambda_v = \frac{\nu^g}{\nu^g} = 1 \\ \Pi_T &= \frac{T^g - T_{int}}{T_\infty^g - T_{int}} \;\; ; \;\; \Lambda_T = \frac{\nu^g}{\alpha^g} = Pr \\ \Pi_{AB} &= \frac{Y_A - Y_{A0}}{Y_{A\infty} - Y_{A0}} \;\; ; \;\; \Lambda_{AB} = \frac{\nu^g}{D_{AB}} = Sc \end{aligned} \tag{4.10}$$

où Pr est le nombre de Prandtl et compare la diffusivité de quantité de mouvement avec la diffusivité thermique. Sc est le nombre de Schmidt et compare la diffusivité de quantité de mouvement et la diffusivité massique. Avec ces nouvelles définitions et le changement de variable suivant,

$$\eta = \frac{y}{2}\sqrt{\frac{u_\infty^g}{\nu^g\, x}} \tag{4.11}$$

les équations de quantité de mouvement, d'énergie et de continuité de A prennent la forme suivante, $\forall$ (Π, Λ), sauf quand cela est précisé [23] :

$$\Lambda\Big[\underbrace{\frac{1}{\Lambda_{AB}}\left(\frac{Y_{A0} - Y_{A\infty}}{1 - Y_{A0}}\right)\Pi'_{AB}(0)}_{K} - \int_0^\eta 2\Pi_v\, d\eta\Big]\;\Pi' = \Pi'' \tag{4.12}$$

Le symbole $'$ est lié à la dérivée par rapport à η et les nouvelles conditions aux limites associées sont :

$$\begin{aligned} &\text{à } \eta = 0,\ \Pi = 0 \\ &\text{à } \eta = \infty,\ \Pi = 1 \end{aligned} \tag{4.13}$$

On voit ressortir de cette forme que l'expression du taux de transfert de masse au niveau de la paroi, exprimé ici en terme de gradient de concentration adimensionnel $\Pi'_{AB}(0)$, affecte directement les trois profils Π_v, Π_T et Π_{AB} comme cela est représenté sur la FIGURE 4.12 pour différents Λ et K. Ce dernier est un flux massique évaporé adimensionnel défini de la manière suivante :

$$K = \frac{2v_0^g}{u_\infty^g}\sqrt{\frac{u_\infty^g x}{\nu^g}} \tag{4.14}$$

K est constant dans le cas d'une couche limite laminaire et on peut noter que la vitesse locale d'évaporation $v_0^g \propto 1/\sqrt{x}$. En outre, K dépend également (cf. équation (4.12)) du nombre de Schmidt Sc (Λ_{AB}), qui influence l'épaisseur de la couche limite massique, et du nombre de Spalding massique $B_M = (Y_{A0} - Y_{A\infty})/(1 - Y_{A0})$ [88] rappelant l'importance des conditions d'équilibre à l'interface *liquide/gaz*, et ainsi, de sa température.

La FIGURE 4.12 présente la façon dont les couplages, provoqués par l'évaporation du film en régime d'écoulement laminaire, jouent sur la taille et les profils des couches limites avant combustion. Le cas de l'évaporation correspond à $K > 0$. Lorsque K est grand, la taille des couches limites peut être fortement modifiée tout comme leur profil. En revanche, le cas limite $K \to 0$ correspond à une autre écriture de la solution de Blasius. K peut être estimé à partir de l'interpolation de données contenues dans des tables [23] avec la connaissance de Sc et

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

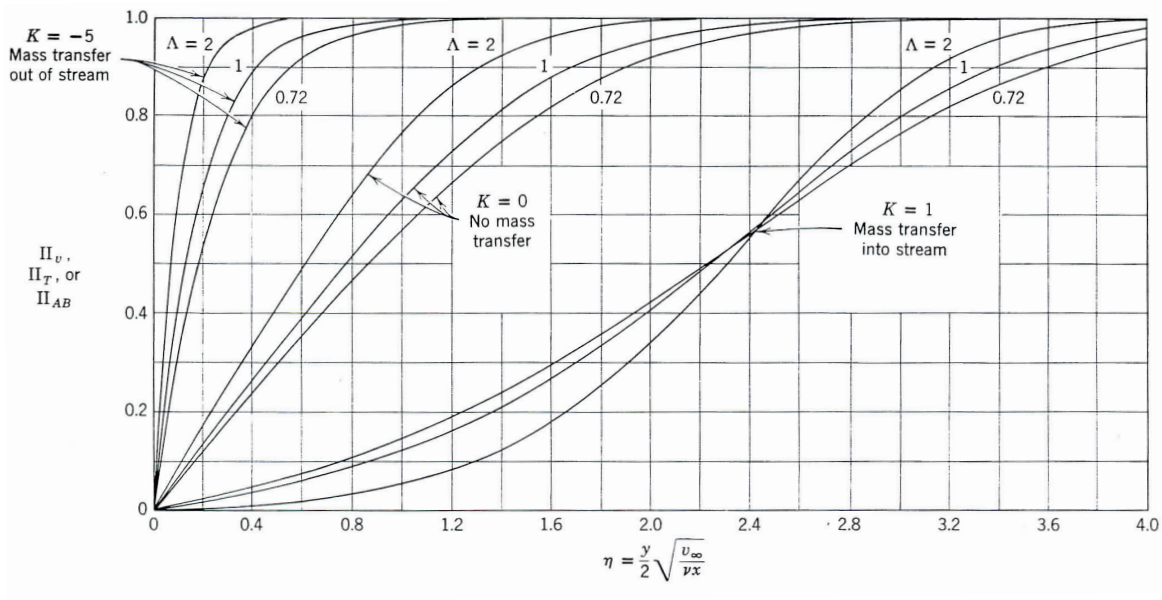


FIGURE 4.12 – Π en fonction de η, dans l'ouvrage de Bird et al. [23]

B_M, ce qui offre un moyen de confronter les résultats expérimentaux à ceux théoriques dans un cas laminaire.

Cependant, la démarche qui a permis de parvenir à ce résultat présente plusieurs limites en lien avec les hypothèses réalisées. Par exemple, les alcanes qui sont à l'état liquide à pression atmosphérique et à température ambiante présentent des masses molaires bien supérieures à celle de l'air. Une autre difficulté concerne l'estimation de Sc du mélange, car il varie fortement selon les conditions rencontrées à l'interface *liquide/gaz* [89]. Pour obtenir une meilleure précision, il est nécessaire, par l'intégration de modèles numériques, de prendre en compte l'effet des paramètres variables (masse volumique, viscosité, etc.) au sein du mélange inhomogène [5, 34].

Les principaux paramètres, intervenant dans l'évaporation d'un film liquide déposé sur la paroi et interagissant avec un écoulement gazeux laminaire, ont été introduits. Mesurer certaines grandeurs locales, comme la vitesse d'évaporation v_0^g à l'interface du film, est délicat. C'est pourquoi, l'évaporation du film est tout d'abord caractérisée à l'aide d'un bilan de masse global dans le but d'obtenir une première information sur les débits évaporés.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

4.2.2 Démarche expérimentale pour évaluer les flux évaporés

Avant de s'intéresser à l'évaporation du film liquide en présence du milieu réactif, l'étude du cas "quasi-isotherme" va permettre de constituer des données de référence pour une future comparaison en présence de la flamme. Dans les expériences considérées dans cette partie, u_∞^g est fixée égale à 5 m.s^{-1}, $T_\infty^g \approx 15$ °C et la température d'entrée du liquide est maintenue constante à l'aide de l'échangeur thermique. Pour estimer les flux massiques évaporés d'heptane, deux configurations introduites (cf. section 2.3.2, page 33) lors de la présentation de l'installation expérimentale, ont été considérées.

(C-1) La différence entre le débit massique entrant $\dot{m}_{in}$ et sortant $\dot{m}_{out}$ du système, soit le débit massique évaporé $\dot{m}_{vap}$ du film liquide, peut être estimé. $\dot{m}_{in}$ est calculé à l'aide du débit volumique distribué par la pompe (obtenu à partir d'une calibration) et la masse volumique estimée à partir de la mesure de température par thermocouple à l'entrée du matériau poreux. Pour estimer $\dot{m}_{out}$, la durée d'expérimentation doit être suffisante afin de limiter l'erreur de mesure de la masse (donné par une balance de précision). L'évaporation du liquide contenu dans le récipient doit également être limitée pour ne pas produire d'erreur supplémentaire due à cette perte de masse. La démarche a été appliquée à une série de mesures dans des conditions stationnaires qui ont pu être vérifiées grâce à l'IFC. L'objectif est donc d'examiner l'effet des caractéristiques du film sur l'évaporation.

(C-2) Il est possible de s'intéresser au cas de l'évaporation au niveau du poreux qui présente certains avantages par rapport à celui impliquant l'écoulement du film liquide. Cette configuration permet de s'affranchir des effets du filet de liquide sur le bord d'attaque de la paroi et des effets de la nature de l'interface *liquide/gaz*. Elle permet également de maîtriser la surface d'échange. En revanche, le transport des vapeurs diffère par rapport au cas impliquant le film liquide, car la couche limite massique se développe en aval de celle aérodynamique. La démarche consiste ici à fixer un état initial grâce à la distribution du liquide puis de stopper l'injection. L'évaporation va ensuite, par effet capillaire au sein du poreux, "aspirer" le fluide. Lors de la remise en route de la distribution, le réservoir se remplit à nouveau, en parallèle de l'évaporation qui se poursuit, jusqu'à revenir au même état initial. Le débit évaporé par unité de temps au niveau du poreux $\dot{m}_{vap}^{pr}$ peut alors être estimé en réalisant un bilan de masse dans le réservoir.

4.2.3 Principaux résultats obtenus

La FIGURE 4.13 illustre les résultats obtenus pour le débit massique évaporé $\dot{m}_{vap}$ dans les deux configurations. Pour ces mesures, $\dot{m}_{vap}^{pr}$ reste inférieur au cas où le film est présent, mais sont du même ordre de grandeur. Ceci peut notamment s'expliquer par la surface d'échange qui est supérieure dans le cas du film liquide.

La FIGURE 4.14 montre le taux d'évaporation global $Ev = \dot{m}_{vap}/\dot{m}_{in}$ qui est le rapport entre le débit massique évaporé et le débit d'entrée du liquide en fonction de son épaisseur moyenne $\overline{d}_{fl}$. Une diminution de ce taux peut être observée avec l'épaisseur. Cette évolution peut notamment s'expliquer par celle des temps caractéristiques d'écoulement du film et d'évaporation. Le temps de séjour du film liquide diminue lorsque l'épaisseur augmente et l'effet du refroidissement induit par l'évaporation s'accentue aux petites épaisseurs.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Pour vérifier ce point, la FIGURE 4.15 montre bien que la température moyenne de paroi augmente avec l'épaisseur moyenne du film liquide (ou son débit). Celle-ci joue aussi sur les conditions de saturation à l'interface du film liquide, et en retour sur l'évaporation.

Ces conditions de saturation sont difficiles d'accès expérimentalement même dans le cas de la pression totale atmosphérique imposée. La relation de Clausius-Clapeyron (4.5) montre que la température à l'interface intervient directement sur la pression partielle de la vapeur à l'interface *liquide/gaz*. Dans cette première approche, la température d'interface est estimée à partir de la mesure de température de paroi. Cette hypothèse apparaît raisonnable dans la mesure où l'épaisseur du film reste limitée, tout comme ses fluctuations et les écarts de températures induits dans cette configuration "quasi-isotherme". Cette démarche va permettre d'appliquer la théorie et de la confronter aux résultats expérimentaux.

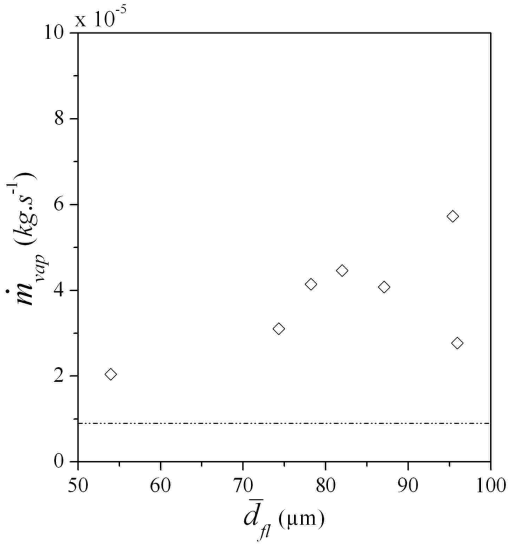


FIGURE 4.13 – $\dot{m}_{vap}$ en fonction de $\overline{d}_{fl}$ - la ligne horizontale représente $\dot{m}_{vap}^{pr}$

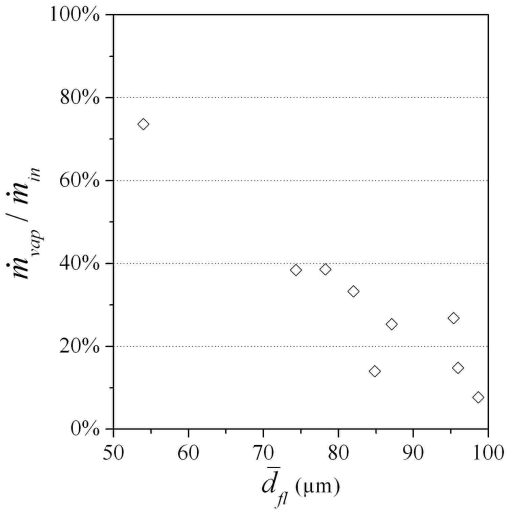


FIGURE 4.14 – $Ev = \dot{m}_{vap}$ / $\dot{m}_{in}$ en fonction de $\overline{d}_{fl}$

Pour réaliser des comparaisons en fonction de l'épaisseur ou de la configuration utilisée, il est au moins nécessaire de tenir compte de la surface d'échange entre le liquide et son environnement. Le débit de masse moyen de vapeur d'heptane (A) par unité de surface, notée n_{A0} (kg.m^{-2}.s^{-1}), est calculé à partir des précédentes données et d'une surface. Dans la configuration (C-2), la surface du poreux est connue, alors que la surface du film présente une topologie variable en fonction de l'épaisseur.

La FIGURE 4.16 reprend les données précédentes en considérant deux hypothèses différentes pour la surface d'échange du film (surface rectangulaire ou trapezoïdale) afin de vérifier son impact. On vérifie bien qu'un écart important intervient dans les estimations données par les deux hypothèses lorsque le film présente une faible épaisseur, c'est-à-dire lorsque la surface d'échange du film se modifie fortement.

Le cas du poreux (C-2) est représenté par une ligne horizontale en pointillés. Le débit de masse moyen évaporé par unité de surface reste dans ce cas inférieur à celui impliquant le film, mais reste toujours du même ordre de grandeur.

Pour vérifier la cohérence de cet ordre de grandeur donné par l'expérience, la démarche

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

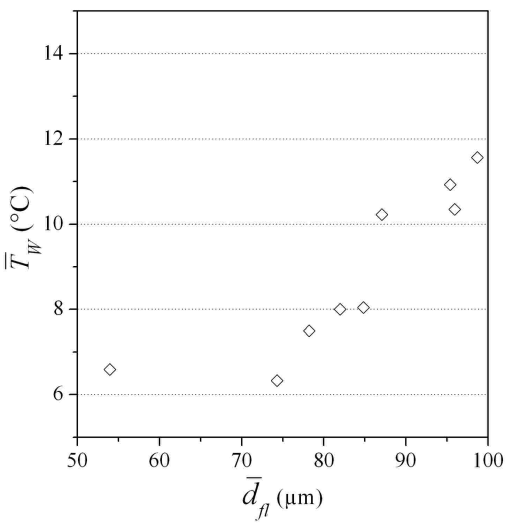


FIGURE 4.15 – Température moyenne de paroi $\overline{T}_W$ estimée par IFC en fonction de l'épaisseur moyenne mesurée $\overline{d}_{fl}$ pour une vitesse u^g_∞ de 5 m.s^{-1} et $T^g_\infty \approx 15$ °C

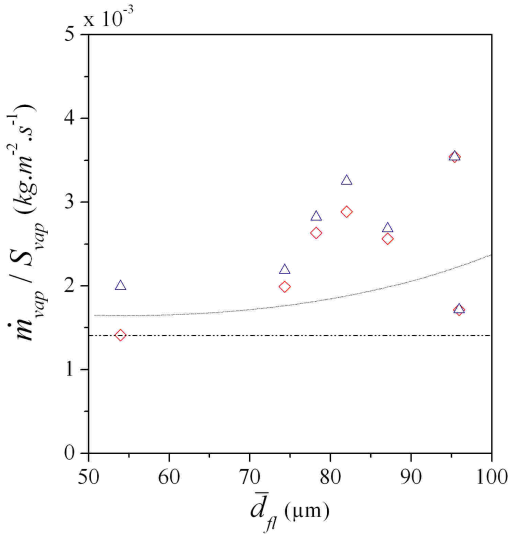


FIGURE 4.16 – n_{A0} en fonction de $\overline{d}_{fl}$; ◇ hypothèse du film rectangulaire ; △ hypothèse du film trapezoïdal - (ligne horizontale) cas du poreux - (courbe) théorie en régime laminaire [23]

théorique proposée dans l'ouvrage de Bird et al. [23] et présentée dans la section 4.2.1, est appliquée moyennant un certain nombre d'hypothèses :

- Le régime de l'écoulement gazeux est laminaire. Pour vérifier cette hypothèse, il est nécessaire de s'intéresser aux caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement gazeux en présence du film liquide sur la paroi (voir section suivante).
- Le film est "plat". Cette hypothèse est raisonnable aux faibles épaisseurs.
- Le nombre de Schimdt Sc est connu. Il varie sensiblement en fonction des conditions de saturation [89]. L'unité est un bon ordre de grandeur.
- Les propriétés des gaz sont constantes. Dans le cas de vapeurs diluées (quand Y_{A0} reste faible) et de transferts thermiques modérés, il apparaît raisonnable de considérer que les paramètres physiques du mélange restent constants. C'est le cas avec l'heptane, car la fraction massique à l'interface $Y_{A0}(T_{int})$ maximale calculée est d'environ de 10 %.

K est alors estimé avec les tables [23] pour chaque épaisseur considérée. Il reste inférieur à 10^{-1} dénotant un faible taux de transfert de masse. $n_{A0}(x_W)$ peut ensuite être calculé, puis intégré sur une surface trapézoïdale (représentative de l'expérience) paramétrée selon x_W. Cette démarche permet d'obtenir un débit massique théorique évaporé global. Pour estimer une valeur moyenne spatialement, il suffit de diviser ces valeurs théoriques par la même surface d'échange considérée précédemment.

Les résultats obtenus sont représentés par une courbe sur la FIGURE 4.16. En dépit du nombre d'hypothèses, l'ordre de grandeur du débit évaporé donné par la prédiction théorique est cohérent avec les données expérimentales obtenues. Cette confrontation montre aussi que globalement, les résultats issus de la théorie sont sous-estimés par rapport à ceux donnés par l'expérience. Il est toutefois difficile d'estimer les erreurs de mesure et de déterminer les contributions de chaque hypothèse dans cet écart.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Une information peut être précisée concernant le régime d'écoulement. En effet, le transfert de masse dépend des caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement gazeux qui peuvent être étudiées par une approche locale.

4.3 Analyse locale de la phase gazeuse à proximité du film

Le transfert de masse est lié aux caractéristiques aérodynamiques au sein de la couche limite. Elles influencent l'évaporation et jouent sur l'évolution de la composition du mélange gazeux à proximité du film liquide qui va influencer fortement l'écoulement réactif. L'objectif est ici de caractériser la couche limite aérodynamique et d'apporter des éléments de réponse sur la façon dont les vapeurs du film liquide évoluent dans l'écoulement gazeux de prémélange ascendant. La connaissance de ces caractéristiques sans combustion permettra aussi de mieux examiner ultérieurement son effet rétroactif sur la couche limite.

4.3.1 Conditions expérimentales et diagnostics de mesure

Pour étudier les caractéristiques de la couche limite en présence de l'évaporation du film d'heptane, la configuration (C-1) (cf. section 2.3.2) a été sélectionnée et des outils de diagnostic (LDA, PIV et LIF) ont été appliqués.

4.3.1.1 Conditions expérimentales

Concernant l'écoulement gazeux, les conditions expérimentales sont identiques à celles utilisées dans la section précédente : de l'air sec avec une vitesse d'entrée $u^g_\infty = 5$ m.s^{-1} et une température $T^g_\infty \approx 15$ °C.

La configuration (C-1) de la technique de dépôt est sélectionnée. D'après les conclusions de la section 4.1, il apparaît judicieux d'utiliser un débit correspondant à un faible $Re/Fi^{1/11} \approx 0,1$, afin de générer un film liquide dont l'interface *liquide/gaz* est proche d'un plan, limiter ainsi les sources de perturbations et mieux maîtriser la surface d'évaporation. Le débit volumique d'entrée $\dot{Q} \approx 10$ mL.min^{-1} est sélectionné afin que l'erreur liée à la distribution du fluide reste acceptable (de l'ordre de 10 %). Cela correspond à un faible $Re/Fi^{1/11}$. La température d'entrée du liquide est $T_{in} \approx 15$ °C.

4.3.1.2 Étude du champ aérodynamique

Pour caractériser la couche limite aérodynamique le long de l'interface *liquide/gaz*, la mesure de vitesse a été effectuée par PIV et LDA afin de recouper les informations de ces outils de diagnostic complémentaires (pour plus de détails, se reporter à l'annexe A.2). Une approche statistique temporelle est appliquée aux résultats. Elle permet d'extraire des profils de vitesse moyenne et les fluctuations associées en fonction de la position. Celles sélectionnées se situent à proximité de la zone de mesure d'épaisseur du film liquide.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

4.3.1.3 Étude du champ de concentration

La couche limite massique peut être étudiée au moyen d'un outil de diagnostic tel que la fluorescence induite par laser (plus connue sous la dénomination anglophone ; Laser-Induced Fluorescence (LIF)). Le dispositif et la démarche développée pour cette étude sont introduits en annexe A.3.2. Une approche statistique peut aussi être utilisée pour obtenir des images moyennées de fluorescence (liée à la concentration du dopant) ainsi que les fluctuations temporelles.

Pour pouvoir l'appliquer, les conditions expérimentales ont dû être modifiées. Un dopant a été ajouté au liquide (15 % en volume de 3-pentanone, car il présente des caractéristiques proches de l'heptane). Les propriétés du liquide étant alors modifiées, une nouvelle calibration a été effectuée pour conserver le débit sélectionné $\dot{Q} \approx 10$ mL.min^{-1} et la technique de mesure d'épaisseur n'a pas pu être utilisée.

La FIGURE 4.17 présente les principales stations (positions selon x_W) et zones d'études. On utilise ici préférentiellement le repère associé à la paroi $\mathcal{R}_W = (\mathrm{O}\,;\, \vec{x_W},\, \vec{y_W},\, \vec{z_W})$, où l'origine est définie au niveau du bord d'attaque (cf. FIGURE 2.3). Dans le sens de l'écoulement, ces zones se situent en amont du poreux et dans la zone où la mesure d'épaisseur a été appliquée. Dans le cas des mesures de vitesse, d'autres stations sont également considérées afin d'estimer l'épaisseur δ_{CL} de la couche limite.

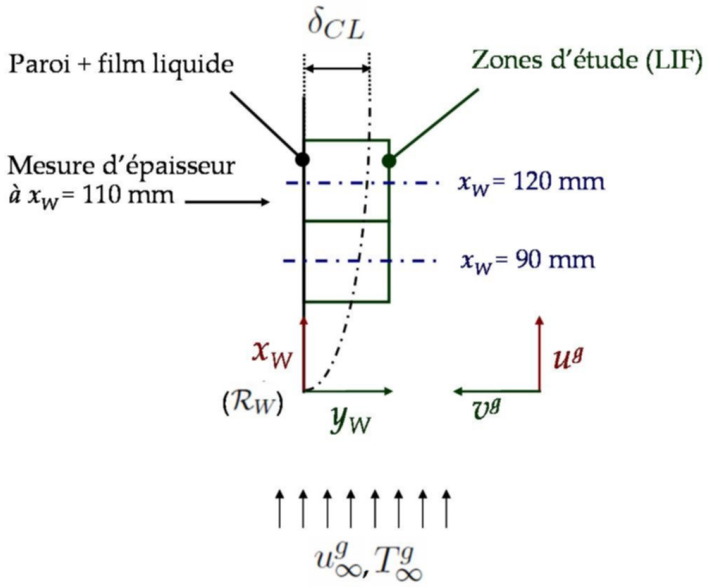


FIGURE 4.17 – Présentation des principales zones d'étude en lien avec les différents diagnostics de mesure

4.3.2 Caractéristiques de la couche limite aérodynamique

Une des caractéristiques importantes de la Couche Limite (CL) est son épaisseur δ_{CL}. Elle est estimée expérimentalement en identifiant la distance à la paroi pour laquelle $\overline{u}^g(\delta_{CL})$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

$= 99\%\ u^g_\infty$. La FIGURE 4.18 montre que les deux techniques (PIV et LDA) donnent des résultats concordants. Une épaisseur bien supérieure à celle donnée par la théorie [59] peut être observée pour les deux régimes d'écoulement, laminaire et turbulent :

$$\text{(Laminaire)}\quad \delta_{CLL} = 5\sqrt{\frac{\nu^g\ x_W}{u^g_\infty}} \qquad \text{(Turbulent)}\quad \delta_{CLT} \approx \frac{0,37\ x_W}{{Re^g_{x_W}}^{1/5}} \tag{4.15}$$

La FIGURE 4.19 montre que le filet de combustible liquide présent sur le bord d'attaque s'oriente préférentiellement vers la face avant de la paroi. Il est responsable de cette épaisseur importante par rapport à celle théorique et provoque un décollement de la couche limite. Il génère une zone de recirculation qui accélère la transition vers une couche limite turbulente [57]. Ceci explique que la variation de l'épaisseur de la couche limite le long de la paroi se rapproche plutôt de celle de la couche limite théorique turbulente δ_{CLT}. La courbe δ_{CLF} représente cette évolution pour une épaisseur supérieure. Elle modélise correctement les points expérimentaux dans la zone d'étude à partir de $x_W = 90$ mm.

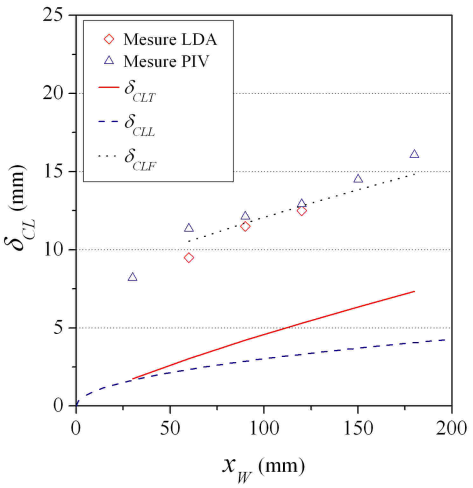


FIGURE 4.18 – Estimation de l'épaisseur de couche limite aérodynamique δ_{CL}

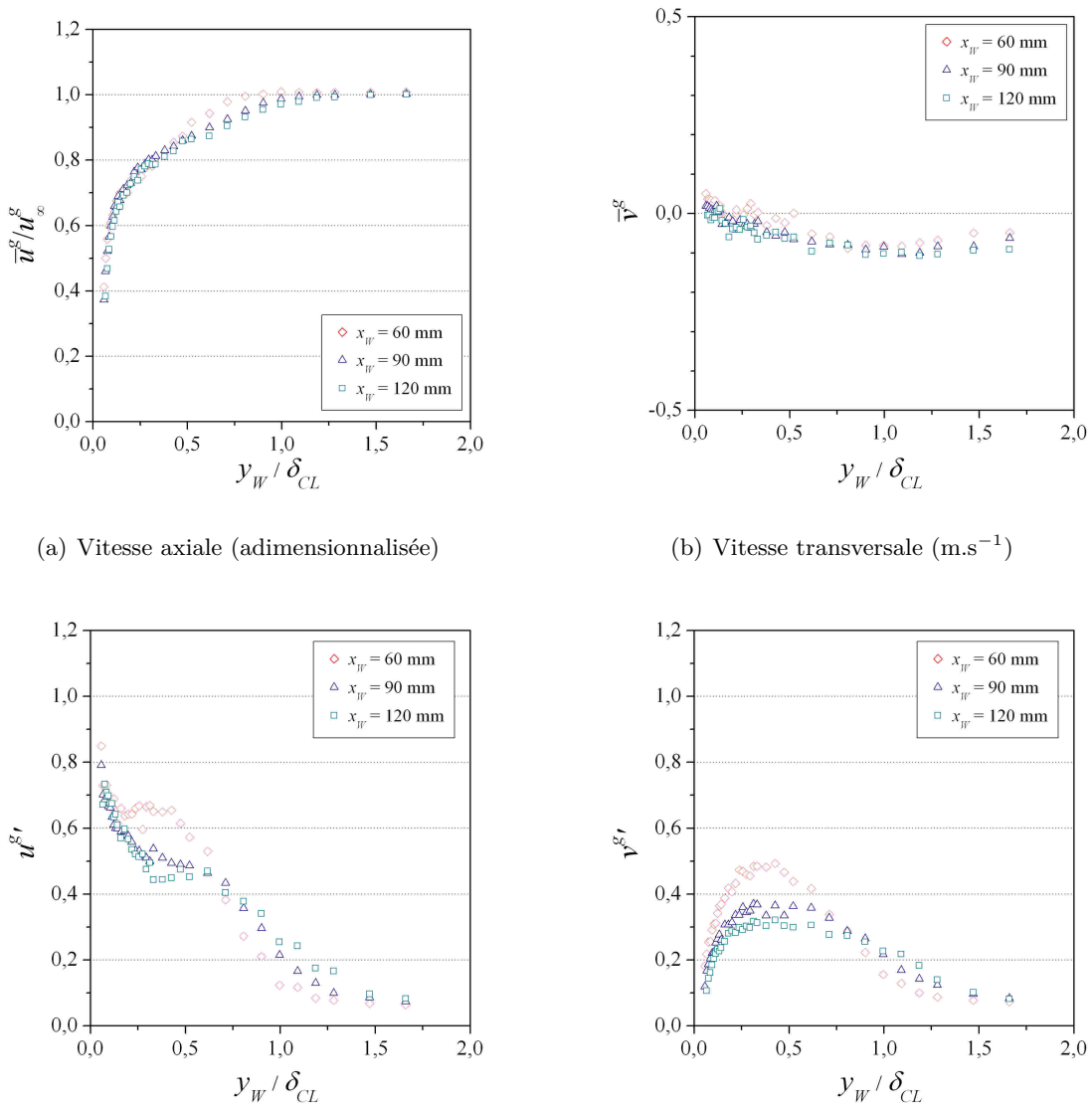
FIGURE 4.19 – Vue du filet de liquide

La FIGURE 4.20 suivante présente les vitesses moyennes temporelles (axiales adimensionnalisées $\overline{u}^g/u^g_\infty$ et transversales $\overline{v}^g$) et les fluctuations rms associées ($u^{g\prime}$, $v^{g\prime}$) dans une tranche centrale de l'écoulement. Cette représentation utilise la convention adoptée pour définir ces vecteurs selon $\mathcal{R}_V$ (cf. FIGURE 4.17). L'ensemble des profils est représenté en fonction de y_W/δ_{CL} à différentes positions x_W.

Les profils de vitesses axiales représentés sur la FIGURE 4.20(a) ne sont pas caractéristiques d'une couche limite laminaire. À partir de $x_W = 90$ mm, le profil de la vitesse moyenne évolue peu. Lorsqu'une couche limite se développe le long d'une paroi plane à incidence nulle, les vitesses moyennes transversales sont en théorie très faibles, les filets fluides ayant une orientation quasi-parallèle à la paroi. La FIGURE 4.20(b) montre que cela est bien le cas en aval de la zone instable qui génère cette couche limite. Ces résultats montrent aussi que les vitesses d'évaporation restent faibles au niveau des positions étudiées, car elle ne sont pas observables sur ces profils expérimentaux.

Une estimation de la contrainte de cisaillement provoquée sur la surface du film liquide

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés



(a) Vitesse axiale (adimensionnalisée)

(b) Vitesse transversale (m.s^{-1})

(c) Fluctuations axiales (m.s^{-1})

(d) Fluctuations transversales (m.s^{-1})

FIGURE 4.20 – Profils des composantes de la vitesse moyenne et des fluctuations de l'écoulement gazeux en fonction de la position y_W/δ_{CL} pour différentes stations (x_W)

nécessite d'être réalisée dans la zone où son comportement est étudié. Dans le cas des couches limites turbulentes, une loi de paroi classique universelle [59] permet de la décrire en trois zones à partir de la paroi ; une sous-couche visqueuse "laminaire", une zone tampon et une zone logarithmique. Le cisaillement est donc principalement lié aux effets visqueux en proche paroi. Il a été calculé à partir des grandeurs moyennes et par l'application de l'équation (4.1) en estimant à proximité du film liquide ($y_W \approx 0$), le gradient de vitesse ($\Delta\overline{u}^g/\Delta y_W \approx 3000$ s^{-1}). Ceci donne une valeur moyenne de $\overline{\tau} \approx 5.10^{-2}$ N.m^{-2} qui n'évolue par fortement pour $x_W \in [60; 120]$ mm. L'ordre de grandeur obtenu est cohérent avec le cisaillement estimé à partir de l'expression de la vitesse de frottement pariétal donnée par Nakamura et al. [90].

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Les FIGURES 4.20(c) et 4.20(d) présentent respectivement l'évolution spatiale des fluctuations axiales et transversales. On constate que la zone de recirculation est le siège de perturbations aérodynamiques puisque le niveau maximal des fluctuations axiales et transversales décroît ensuite avec la distance au bord d'attaque. Dans le cas axial, le niveau des fluctuations se stabilise à une valeur proche de 0,7 m.s^{-1} dans la zone de gradient maximal. Dans le cas transversal, le niveau des fluctuations est plus faible ($\approx$ 0,3 m.s^{-1}) et se situe plutôt à proximité du centre de la couche limite. Ces données confirment le caractère inhomogène et anisotrope de la turbulence à proximité d'une paroi. Cette couche limite aura pour effet d'entraîner des effets tridimensionnels et instationnaires sur la combustion.

La nature turbulente de la couche limite aérodynamique influence la distribution de la concentration des vapeurs du combustible et aussi la richesse du mélange, paramètre essentiel dans l'étude des écoulements réactifs. Nous allons maintenant nous intéresser à l'effet de la nature de la couche limite aérodynamique sur la couche limite massique.

4.3.3 Visualisations de la couche limite massique

Pour observer la distribution spatiale de la concentration en vapeur d'heptane, quelques images instantanées du signal de fluorescence ont été sélectionnées. L'ensemble est corrigé par la distribution de puissance de la nappe laser afin de pouvoir réaliser une analyse sur une grande partie de la hauteur de l'image (cf. annexe A.3.2). La dimension des images est environ égale à 15 x 30 mm^2. Celles représentées sur la FIGURE 4.21 concerne la station $x_W = 90$ mm (voir FIGURE 4.17).

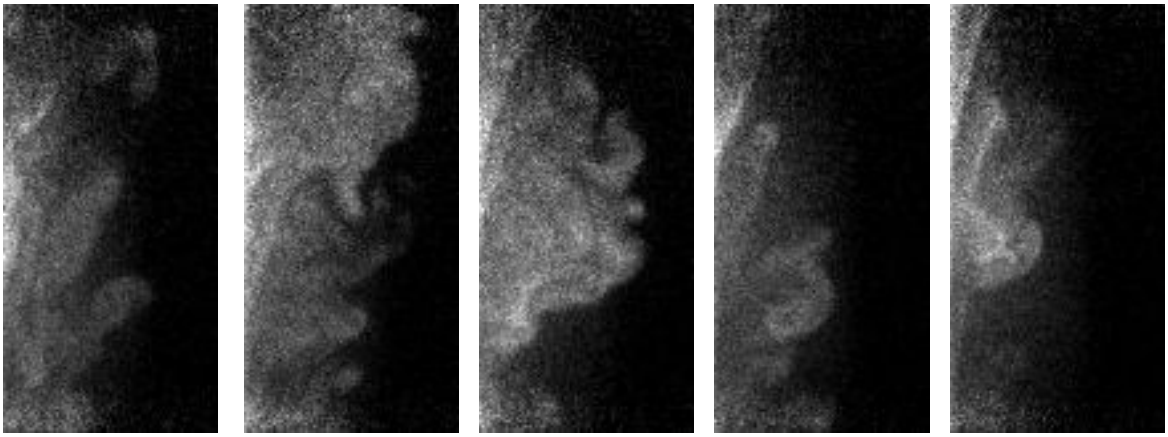


FIGURE 4.21 – Visualisation des images de fluorescence traitées - le bord gauche correspond à la face avant de la paroi (le point central est situé à $x_W = 90$ mm)

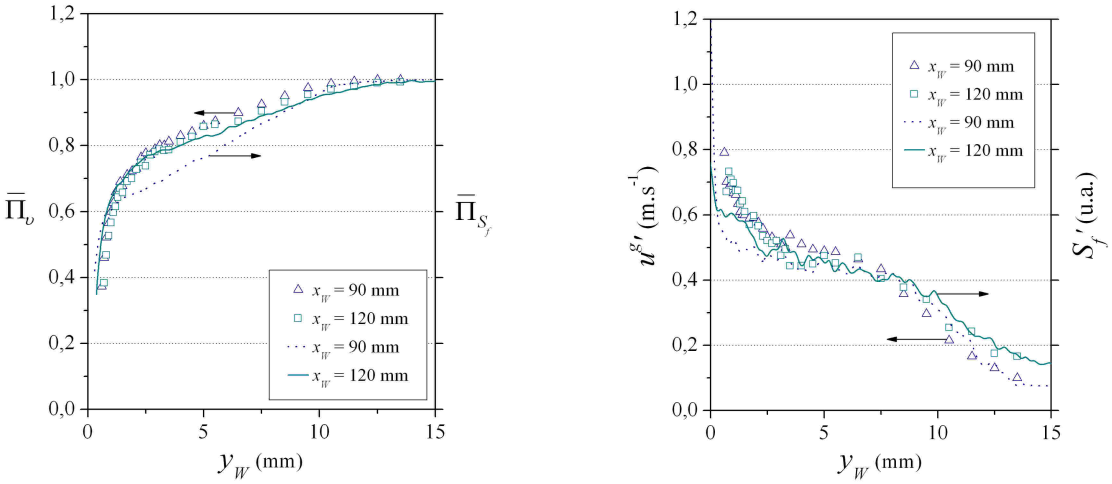
Dans les zones étudiées, la couche limite est turbulente. Toutefois, les images instantanées révèlent que l'inhomogénéité de la concentration du mélange gazeux présente des structures organisées. La turbulence n'est pas un phénomène complètement aléatoire, ce qui se traduit en proche paroi par la présence d'éléments structurels d'organisation bidimensionnelles qui se développent ensuite en perturbations tridimensionnelles [59].

Pour décrire ce comportement, une approche statistique a été appliquée aux images de fluorescence. Il est ensuite possible de réaliser une comparaison des profils de vitesses adimensionnalisés avec ceux de concentration dans le cas où la vitesse d'évaporation est faible.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

4.3.4 Comparaison des profils lors de faibles vitesses d'évaporation

Lorsque les profils de fluorescence et de vitesse sont évalués au niveau des mêmes stations et que l'on utilise une écriture sous la forme adimensionnelle pour les couches limites (cf. section 4.2.1), on obtient les FIGURES 4.22(a) et 4.22(b). Elles représentent respectivement les valeurs moyennes adimensionnalisées ainsi que l'évolution des fluctuations de la vitesse (points) et du signal de fluorescence S_f (courbes).



(a) Profils moyens

(b) Profils des fluctuations rms

FIGURE 4.22 – Profil des grandeurs moyennes adimensionnalisées (vitesses axiales $\overline{\Pi}_v = \overline{u}^g/u^g_\infty$ et signal de fluorescence $\overline{\Pi}_{S_f} = \frac{\overline{S}_f - S_f(y_W \approx 0)}{S_f(\infty) - S_f(y_W \approx 0)}$) (a) suivi de l'évolution de leurs fluctuations rms associées (b) à $x_W = 90$ mm et 120 mm

Les profils de vitesse et de concentration adimensionnalisés présentent plutôt une bonne concordance (surtout à la station $x_W = 120$ mm). Les évolutions spatiales des fluctuations sont également proches.

Dans le cas de couches limites turbulentes, Desoutter et al. [89] ont établi des lois de paroi dynamique, thermique et massique. Ils montrent que dans le cas de faibles vitesses d'évaporation et en présence de gradients modérés de masse volumique et de viscosité, les trois lois de paroi se réduisent à une loi de paroi classique [59]. Nous avons justement vu dans la section 4.2.3, que ces hypothèses étaient raisonnables dans notre cas, ce qui montre que l'évaporation ne modifie pas la structure des couches limites dans cette zone.

Cette analogie des profils présente un autre intérêt. Avec la connaissance des caractéristiques d'une variable, il est possible de réaliser une analyse sur une autre variable. Ceci permet d'estimer la vitesse locale d'évaporation avec les équations (4.9) et (4.10) :

$$\overline{v}^g_0(x_W) = \frac{D_{AB}}{1 - Y_{A0}}\, Y_{A0}\, \frac{\partial \overline{\Pi}}{\partial y_W}\bigg|_{y_W \approx\, 0} \tag{4.16}$$

$Y_{A0} \approx 10$ %, d'après les résultats obtenus dans l'étude de l'évaporation globale du film liquide et le coefficient de diffusion de l'heptane dans l'azote $D_{AB} = 7{,}3 \times 10^{-6}$ m^2.s^{-1} [35]. À $x_W = 120$ mm, l'application de l'équation (4.16) donne $\overline{v}^g_0 \approx 5 \times 10^{-4}$ m.s^{-1}.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Ce résultat apporte une information importante sur la distribution de la densité de flux massique évaporée le long de la paroi dans la configuration expérimentale. En effet, ce calcul sous-estime d'un facteur 5 les résultats expérimentaux obtenus pour le débit massique moyen évaporé sur la surface mouillée par l'heptane (voir FIGURE 4.16, où $v_0^g \approx n_{A0}$, car $\rho^g \approx 1$ kg.m^{-3}). Cette estimation locale donne en revanche une valeur proche de celle obtenue par la théorie laminaire, ce qui explique la bonne concordance observée avec les résultats expérimentaux sur la FIGURE 4.16. Ceci est probablement lié à l'épaisseur importante de la couche limite turbulente obtenue avec le dispositif expérimental qui a pour effet de diminuer l'ensemble des gradients pariétaux.

Cette observation confirme, qu'avec le régime d'écoulement, l'épaisseur de la couche limite est un paramètre important dans l'évaporation. D'après les mesures (FIGURE 4.18), son épaisseur dépasse déjà 7,5 mm à la station $x_W = 30$ mm. Dans la zone $x_W \in [0; 30]$ mm, et en particulier au niveau du filet de liquide présent sur le bord d'attaque, l'épaisseur de la couche limite évolue fortement. L'ensemble des résultats théoriques et expérimentaux montre alors que l'évaporation y est forte.

4.4 Conclusion

Dans la configuration d'étude retenue, l'écoulement gazeux à contre-courant du film liquide est nécessaire à la génération du front de flamme. C'est pourquoi, l'interaction *film liquide/gaz* a été étudiée. Ce chapitre donne, dans cette configuration d'étude et sans combustion, des éléments de réponse aux quatre premières questions fondamentales posées dans le premier chapitre.

Les expériences menées ont permis d'observer que le modèle de Nusselt reste valable pour la prédiction de l'épaisseur moyenne du film liquide (écart relatif maximal de l'ordre de 10 %). En revanche, l'examen de l'amplitude des fluctuations d'épaisseur a démontré que le comportement du film liquide cisaillé est largement modifié par rapport à un film liquide s'écoulant librement sur la paroi verticale. Une épaisseur moyenne $\overline{d}_{fl}$ du film liquide d'heptane comprise entre entre 50 et 100 µm peut être obtenue avec ce nouveau dispositif. À l'issue de l'analyse des résultats, une plage de débit correspondant à un faible $Re/Fi^{1/11} \approx 0,1$ a été identifiée pour générer un film liquide dont l'interface *liquide/gaz* est proche d'un plan et peu sensible à une évolution modérée de vitesse d'écoulement gazeux. Ceci a pour avantage de limiter les sources de perturbations sur les transferts thermiques et de masse en limitant la déformation de la surface d'évaporation.

La nature des couches limites aérodynamique et massique a été étudiée à l'aide de la LDA, la PIV et la LIF. Au sein de la couche limite turbulente, une analogie des profils a pu être observée dans une zone où la vitesse d'évaporation reste faible. Celles-ci ont été estimées à partir d'une approche globale et locale. Les ordres de grandeur sont cohérents dans les deux démarches. Confortés par la théorie dans le cas laminaire, les résultats ont également montré que la faible épaisseur de la couche limite à proximité du bord d'attaque de la paroi provoque une forte évaporation locale par rapport au reste de la surface mouillée par l'heptane.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Chapitre 5

Étude expérimentale de l'interaction entre un front de flamme et un film liquide combustible déposé sur une paroi

Dans ce dernier chapitre, l'interaction *front de flamme/film* combustible est étudiée expérimentalement. La définition d'un front de flamme prémélangé et les paramètres aérothermochimiques, qui sont susceptibles de l'influencer, sont préalablement analysés dans la première section. Le cas de la flamme oblique homogène libre est ensuite présenté en détaillant son effet rétroactif sur l'aérodynamique de l'écoulement qui joue un rôle dans l'interaction. Les deux types de configurations d'interaction (lointaine et proche) qu'il est possible d'obtenir avec le nouveau dispositif expérimental sont introduites. Celles-ci font l'objet des deux dernières sections. La première configuration concerne l'impact global de la présence de la flamme sur le système *paroi/film liquide*, et la seconde, l'étude plus spécifique de l'interaction *front de flamme/film*.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

5.1 Identification des effets prépondérants sur le front de flamme au cours de l'interaction

Les configurations d'écoulements réactifs turbulents sont rencontrées dans la plupart des applications industrielles. C'est pourquoi, l'étude de ces écoulements nécessite la compréhension de l'interaction entre la flamme et la turbulence. Mais avant cette étape, une bonne compréhension des processus mis en jeu en régime laminaire est indispensable.

5.1.1 Grandeurs caractéristiques d'une flamme laminaire prémélangée

Dans la première phase de l'interaction, la flamme évolue dans un milieu parfaitement prémélangé. Comme cela a été présenté dans le chapitre 1, deux grandeurs caractéristiques, l'épaisseur du front de flamme δ_L et sa vitesse de propagation S_L, permettent de la décrire. C'est à Mallard et Le Chatelier [91] que l'on doit la première description de cette interface séparant les gaz frais (u) de ceux brûlés (b). L'épaisseur du front δ_L peut être divisée en deux zones distinctes (Figure 5.1) :

- une zone de préchauffage, d'épaisseur δ_p, dans laquelle la diffusion de masse et de chaleur sont les deux processus dominants et où les réactions chimiques sont considérées comme négligeables ;
- une zone d'épaisseur δ_r, appelée zone de réaction, où le taux de réaction chimique $\dot{w}$ est significativement non nul.

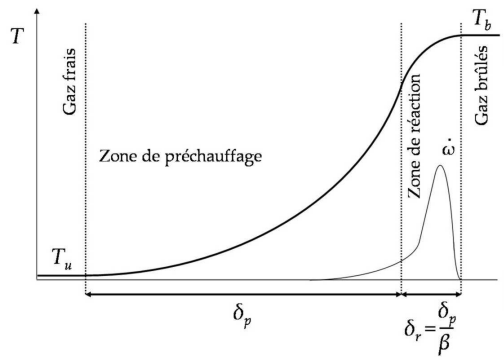


Figure 5.1 – Structure d'une flamme laminaire de prémélange [14]

Plusieurs expressions ont été développées pour calculer cette épaisseur [92]. Lorsque l'énergie d'activation normalisée de la réaction chimique β,

$$\beta = \frac{E_A}{RT_b^2}\,(T_b - T_u) \tag{5.1}$$

est suffisamment élevée, la formule la plus communément utilisée est donnée par :

$$\delta_p = \frac{k^g}{\rho^g C_P^g S_L^0} \tag{5.2}$$

E_A est l'énergie d'activation, k^g la conductivité thermique, ρ^g la masse volumique et C_P^g la chaleur spécifique à pression constante du prémélange gazeux. L'épaisseur de la zone réactive

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

peut se déduire de celle de la zone de préchauffage. Pour les grandes valeurs de β, l'épaisseur de la zone réactive ne représente que 10 % de l'épaisseur de la zone de préchauffage. L'épaisseur totale de la flamme δ_L peut alors être assimilée à l'épaisseur de la zone de préchauffage et être estimée [47].

La deuxième grandeur caractéristique est la vitesse de propagation S_L. Si un front de flamme plan monodimensionnel est considéré, différentes expressions analytiques mettent en évidence une relation de proportionnalité entre S_L et la racine carrée de la diffusivité thermique α^g et du taux de réaction $\dot{w}$:

$$S_L \propto \sqrt{\alpha^g \ \dot{w}} \tag{5.3}$$

5.1.2 Influence de la thermochimie sur la vitesse de propagation au cours de l'interaction

L'étude des caractéristiques propagatives de la flamme prémélangée présente un intérêt particulier, tant pour les études fondamentales, que pour les applications pratiques. Dans le cadre de notre étude, l'évaporation du film liquide combustible modifie la richesse du mélange au voisinage de l'interface *liquide/gaz*. L'étude de la réponse de la flamme, en matière de propagation, est donc susceptible d'apporter des informations sur les mécanismes mis en jeu.

Au-delà des effets liés à la stratification déjà introduits dans la section 1.4.1, la température et la pression des gaz frais interviennent également. Des études expérimentales ont montré qu'une simple relation polynomiale permettait d'estimer la vitesse de propagation à partir de conditions initiales de référence [93]. Ces influences ont notamment été estimées dans le cas d'une flamme air/méthane [52]. Dans la configuration expérimentale retenue, sans confinement de la flamme, l'influence de la pression dans les gaz frais sur la vitesse de propagation S_L est inexistante. La température initiale des gaz frais reste proche de 15 °C. Ensuite, l'évaporation (processus endothermique) du film à proximité du front de flamme au cours de l'interaction permet de supposer que l'évolution de température reste modérée, et que de manière générale, cette influence dans les gaz frais existe, mais reste limitée sur S_L.

L'évaporation du liquide combustible engendre principalement une variation spatiale de la richesse. La dépendance de la vitesse de propagation avec la composition du mélange est par conséquent un point fondamental de l'étude. Gu et al. [52] ont synthétisé un grand nombre de résultats relatifs à la vitesse de propagation laminaire d'un front dans un mélange homogène air/CH_4. La FIGURE 5.2 montre une bonne concordance entre les différents résultats relevés dans la littérature. Classiquement, la vitesse de propagation S_L est fortement dépendante de la richesse du mélange et sa valeur maximale est obtenue pour un mélange présentant une richesse proche, mais légèrement supérieure à la stœchiométrie.

Dans notre configuration particulière où la flamme peut se propager d'un milieu prémélangé air/CH_4 pauvre en combustible vers un milieu inhomogène air/méthane/n-heptane, il est important de s'intéresser également à l'évolution des vitesses de propagation dans ce type de prémélange. À l'aide d'autres données de la littérature [53], il est possible de confronter les précédents résultats à ceux obtenus dans le cas d'un prémélange air/n-heptane à une température de 300 K et une pression de 100 kPa. Dans ces conditions, la FIGURE 5.3(a) montre que les évolutions des vitesses de propagation en fonction de la richesse d'un prémélange air/méthane et air/n-heptane sont comparables, ce qui peut s'expliquer par une relative similitude de comportement réactif des alcanes [54]. La vitesse de propagation d'un front dans un prémélange air/méthane/n-heptane peut alors être estimée à partir de la richesse globale

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

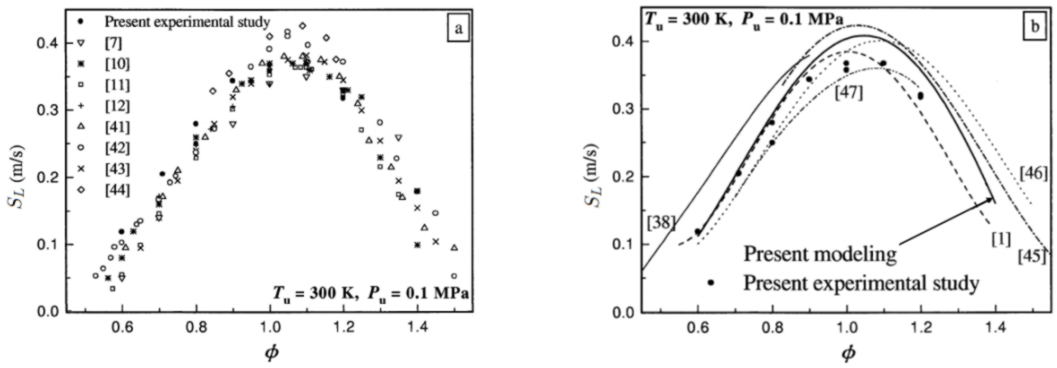
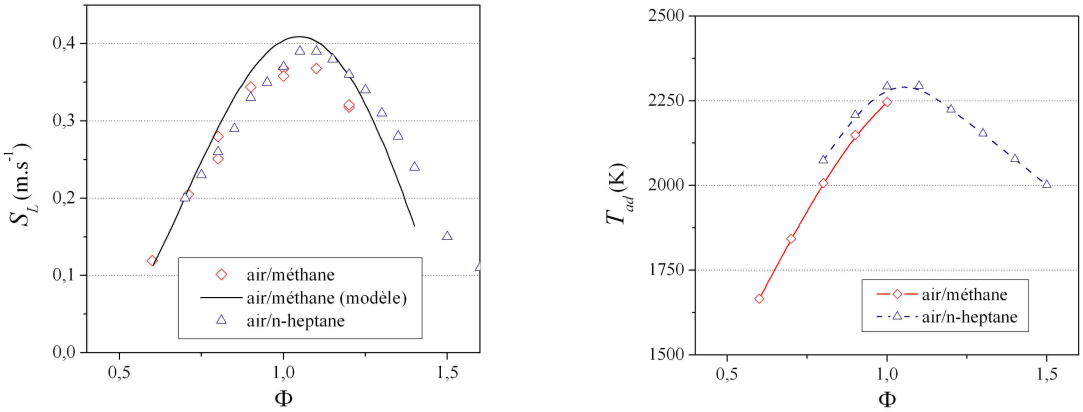


FIGURE 5.2 – Influence de la richesse du mélange sur la vitesse de propagation laminaire d'une flamme air/méthane, d'après Gu et al. [52] - (a) résultats expérimentaux - (b) confrontation de modèles aux résultats expérimentaux

Φ_G du mélange réactif contenant les deux combustibles. Cette richesse est estimée en suivant la démarche de la référence [94].



(a) $S_L(\Phi)$ pour les prémélanges air/méthane [52] et air/n-heptane [53]

(b) $T_{ad}(\Phi)$ pour les prémélanges air/méthane [95] et air/n-heptane [94]

FIGURE 5.3 – Vitesse de propagation laminaire S_L et température adiabatique de flamme T_{ad} en fonction de la richesse Φ, d'après les données de la littérature

Dans le chapitre 1, trois phases de l'interaction $(\text{I-j})_{\text{j=1,2,3}}$ ont été introduites. Avec les combustibles retenus pour les phases initialement gazeuse et liquide, les données de la FIGURE 5.3 permettent de poursuivre l'analyse progressive relative au comportement du front de flamme au cours d'une interaction ((I-1) → (I-3)) de type frontale monodimensionnelle et laminaire (FIGURE 5.4) :

(I-1) *La flamme n'est pas influencée par la présence du film liquide* et se propage dans un écoulement prémélangé pauvre d'une richesse de $\Phi_0 = 0{,}6$;

(I-2) *La flamme est influencée par les vapeurs du film.* Dans le cas d'une évolution spatiale

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

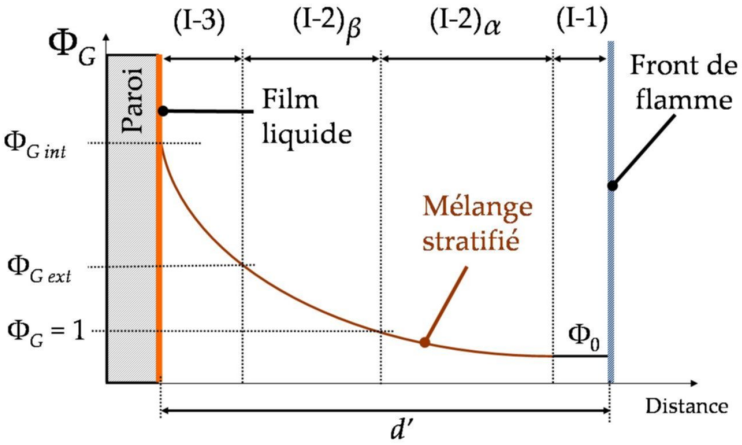


FIGURE 5.4 – Illustration d'une interaction de type frontale, monodimensionnelle et laminaire avec une richesse initiale ($\Phi_0 < 1$) qui présente une évolution inconnue, mais augmente régulièrement jusqu'à Φ_{Gint} à l'interface *liquide/gaz*

de richesse régulière (mélange stratifié), Φ_G augmente "graduellement" ($\nabla\Phi_G > 0$) dans le sens de propagation lorsque d' diminue, jusqu'à devenir maximale au niveau de l'interface *liquide/gaz*. Une combustion en milieu stratifié se met en place et la vitesse de propagation $S_{L\mathrm{I}}$ évolue avec Φ_G en relation avec d'. Conjointement, la composition des gaz brûlés et la température adiabatique de combustion évoluent (FIGURE 5.3(b)) et modifient les transferts radiatifs influençant la vitesse d'évaporation et la richesse du mélange à l'interface Φ_{Gint} qui est liée à sa température. La FIGURE 5.3 montre l'évolution des paramètres S_L et T_{ad} en fonction de la richesse. Dans la configuration retenue, deux comportements différents peuvent être distingués. Le premier concerne la zone où S_L et T_{ad} augmentent lorsque d' diminue ($\Phi_G \lesssim 1$, appelée $(I\text{-}2)_\alpha$). Dans la deuxième zone ($\Phi_G \gtrsim 1$, appelée $(I\text{-}2)_\beta$), le comportement inverse se produit et T_{ad} diminue, mais la formation des suies influence alors fortement les transferts thermiques par rayonnement. Le cas $(I\text{-}2)_\beta$ est rencontré lorsque l'évaporation du film liquide d'heptane intervient dans ce prémélange air/méthane ($\Phi_0 = 0{,}6$), car la richesse à l'interface dépasse largement 1 (à $T_{int} = 20$ °C, $\Phi_{Gint} > 3$), ce qui peut conduire à l'extinction de la flamme.

(I-3) *Une extinction du front de flamme se produit* à la richesse $\Phi_{G\,ext}$. Pour donner un ordre d'idée de la valeur de cette richesse $\Phi_{G\,ext}$, Kang et Kyritsis [44] ont observé une augmentation de la limite supérieure d'inflammabilité pouvant atteindre 1,7 dans le cas d'une flamme air/méthane se propageant dans un milieu stratifié. Pour revenir à notre configuration spécifique, lorsque l'extinction intervient, les gaz brûlés se trouvent à proximité de la paroi et peuvent contribuer à l'évaporation du combustible (s'il est encore présent). Il existe alors une grande hétérogénéité du mélange, avec d'un côté une forte concentration de carburant, et de l'autre, des gaz à haute température où de l'oxygène est toujours présent puisque le prémélange est initialement pauvre. Toutes les conditions sont alors réunies pour obtenir une nouvelle phase de l'interaction et réinitier une combustion au sein de forts gradients de richesse.

Toujours dans un cas laminaire stratifié, un fort gradient de richesse peut exister ($\nabla\Phi_G \to \infty$). On tend alors vers une situation où comburant (oxygène restant dans les gaz brûlés)

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

et combustible sont initialement séparés, c'est-à-dire vers une flamme de diffusion. Celle-ci peut être envisagée à partir d'une certaine valeur de ce paramètre $\nabla\Phi_G$. En fonction de cette valeur, cette configuration pourrait alors apparaître dès la phase (I-2) puisque les gradients de richesse impliqués au sein de la couche limite sont très importants par rapport aux situations expérimentées à ce jour [44, 47]. Lors de l'apparition d'une telle flamme de diffusion, S_L n'est plus pertinent pour décrire le phénomène.

Il faut également rappeler que la couche limite présente des caractéristiques aérodynamiques fluctuantes (cf. chapitre 4). Quand le régime d'écoulement n'est plus laminaire, l'apparition de ce mode de combustion va donc aussi être conditionnée par les caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement. En effet, dans un écoulement favorisant le mélange des espèces, la situation limite de "flamme de diffusion" devient moins probable.

Avant de s'interroger sur les modes de combustion pouvant intervenir au cours de l'interaction en régime turbulent, il faut d'abord présenter l'influence des propriétés de l'écoulement sur les caractéristiques de la flamme prémélangée.

5.1.3 Influence des propriétés de l'écoulement et de l'étirement

Les deux grandeurs caractéristiques d'une flamme laminaire prémélangée sont souvent définies de manière théorique et pratique pour des flammes non perturbées. Dans les faits, les flammes sont assez différentes de ce cas idéalisé du fait de l'action de la turbulence de l'écoulement. La couche limite aérodynamique à proximité du film liquide a été caractérisée sans écoulement réactif (cas quasi-isotherme, section 4.3.2) et celle-ci a montré la présence de fluctuations, ce qui va avoir un effet sur le front de flamme.

Face à la complexité des mécanismes rencontrés dans les écoulements réactifs turbulents, des classifications de la combustion prémélangée turbulente ont été élaborées par de nombreux chercheurs tels que Barrère [96], Borghi [97] et Peters [98]. Elles permettent d'obtenir une première information sur le comportement de la flamme à partir de la comparaison, d'une part, des fluctuations de vitesse avec celle de propagation du front laminaire (u'/S_L), et d'autre part, de la longueur de l'échelle intégrale et de l'épaisseur du front de flamme laminaire ($L^{(t)}/\delta_L$).

Le diagramme de Borghi (figure 5.5), à partir des nombres de Reynolds turbulent $Re^{(t)}$, Karlovitz Ka et Damköhler Da, met en évidence 6 types de flamme de prémélange. Cette classification est à prendre avec beaucoup de précautions en proche paroi, où l'hypothèse d'une turbulence homogène isotrope n'est plus valable, comme les mesures l'ont montré dans le cas non réactif.

Il est en revanche important d'avoir une idée du type de flamme qui peut être rencontré au sein de la couche limite aérodynamique. D'après l'estimation de ses caractéristiques, les fluctuations de vitesse ont tendance à augmenter lorsque la distance à la paroi diminue. Tant que le front de flamme est à une distance où le ratio de vitesses (u'/S_L) reste faible, un régime de flammelettes peut être considéré. Ce cas particulier signifie que les temps caractéristiques de la turbulence τ_{T} et de Kolmogorov τ_{K} sont tous deux supérieurs à celui de la chimie $\tau_{\mathrm{C}} = \delta_L/S_L$ (i.e. $Da > 1$ et $Ka < 1$).

Dans ce régime de flammelettes, les flammes turbulentes sont assimilées à un ensemble de flammes laminaires subissant des déformations géométriques (ou topologiques) et des étirements. Afin de quantifier cette influence, pouvant par ailleurs amener à l'extinction, Karlovitz a utilisé la notion d'étirement qui correspond à des variations de surface du front de flamme

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

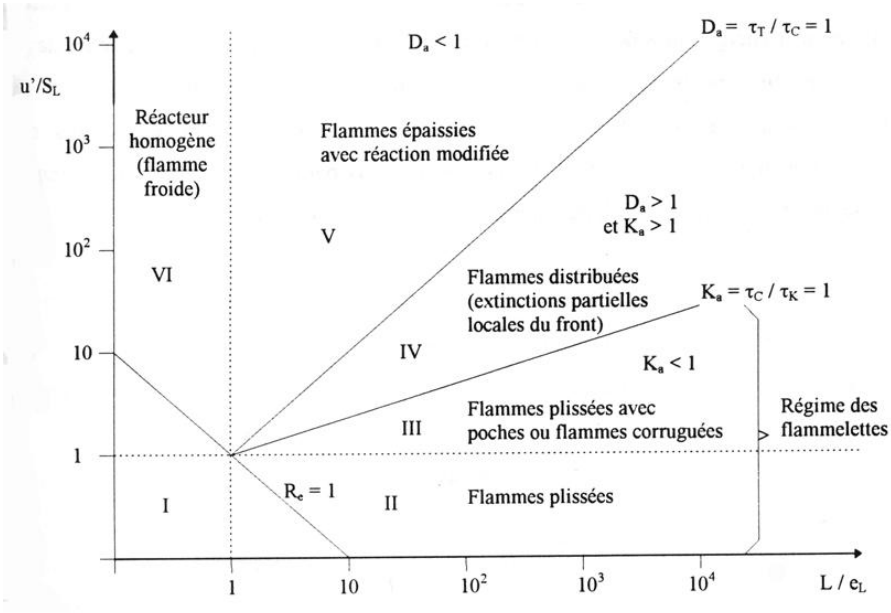


FIGURE 5.5 – Diagramme classique de combustion prémélangée en termes de longueurs $(L^{(t)}/\delta_L)$ et vitesses $(u^{g\prime}/S_L)$ en échelle log-log

[50] :

$$\kappa = \frac{1}{A}\frac{dA}{dt} \tag{5.4}$$

où dA est un élément de surface de flamme A. L'étirement κ est décomposable en deux termes [99]. Le premier est dû à la courbure du front et le deuxième est lié à la non-uniformité de l'écoulement [50].

L'étirement affecte la vitesse de propagation de la flamme [100], ce qui a été formulé initialement par Markstein [101] en introduisant la longueur de Markstein $\mathcal{L}_a$:

$$\frac{S_L}{S_L^0} = 1 - \frac{\mathcal{L}_a}{S_L^0}\,\kappa \tag{5.5}$$

où S_L^0 est la vitesse d'une flamme laminaire adiabatique non étirée.

Il existe d'autres effets sur le comportement du front de flamme prémélangé couplés à celui de l'étirement, tel que celui du nombre de Lewis Le, qui représente le rapport entre les diffusivités thermique et massique. Celui-ci fait généralement référence à l'instabilité thermodiffusive [94, 102]. Lors de l'apparition de plissements, son influence peut aussi s'ajouter aux effets de l'expansion thermique des gaz. Pour mesurer l'effet couplé de κ et Le sur S_L, une relation donnée par Law et al. [103], valide pour de faibles valeurs d'étirement, peut être utilisée.

Durant la phase (I-1) de l'interaction, le front de flamme se propage dans un milieu prémélangé air/CH_4. Dans le cas d'un prémélange pauvre d'une richesse de $\Phi_0 = 0{,}6$, Le est proche de 1 ($Le \approx 0{,}92$ [102]) et permet de considérer que l'étirement a très peu d'influence sur la vitesse de propagation [47].

Durant la phase (I-2), la combustion est partiellement prémélangée. Aussi, $\mathcal{L}_a$ et Le évoluent avec la concentration en n-heptane [54, 104] au sein de la couche limite. Lorsque

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

leurs influences sont susceptibles de s'accentuer sur S_L, le mode de combustion s'éloigne aussi du cas de la flamme parfaitement prémélangée et du domaine de validité de l'équation (5.5). Toutefois, leurs éventuels effets ne seront pas considérés dans cette étude.

Dans cette même phase et dans le cas d'une couche limite aérodynamique turbulente en présence d'évaporation, le mélange n'est pas stratifié, mais présente un fort degré d'inhomogénéité de richesse dans l'espace. Ses propriétés dépendent fortement des caractéristiques de l'évaporation et de la turbulence. La présence de structures organisées mise en évidence au sein de la couche limite dans le chapitre précédent, joue sur le transport des vapeurs et conduit à une interaction tridimensionnelle. Puisque la turbulence agit à la fois sur la distribution spatiale de la richesse et sur la flamme prémélangée, il existe deux effets combinés (aérodynamique et inhomogénéité de richesse) sur la combustion partiellement prémélangée turbulente.

Les principaux phénomènes susceptibles d'intervenir sur le front de flamme initialement prémélangé ont été présentés. La manière dont la combustion peut évoluer au cours de l'interaction a aussi été discutée dans un cas simplifié, laminaire et monodimensionnel, puis intégrant l'effet de la turbulence au sein de la couche limite. La synthèse des différents effets et leurs importances respectives est réalisée ci-après, avant de revenir aux expérimentations.

5.1.4 Bilan des influences sur le front de flamme lors de l'interaction

Les mécanismes intervenant dans l'interaction *front de flamme/film* combustible sont nombreux et montrent la difficulté à découpler certains phénomènes pour l'étude fine de chaque processus. Cependant, nous avons vu dans les sections précédentes que la configuration académique sélectionnée présente l'avantage de limiter l'impact de quelques effets sur le front de flamme :

- les effets de la pression dans les gaz frais P sont négligeables ;
- ceux de la température dans les gaz frais T_u sont supposés limités ;
- le choix réalisé pour les combustibles permet d'obtenir une vitesse de propagation S_L comparable dans des prémélanges gazeux air/méthane et air/n-heptane. Une richesse du combustible bi-composant Φ_G peut être utilisée pour caractériser ce mélange réactif, mais sa mesure reste délicate en présence de la flamme.
- l'effet aérodynamique existe au sein de la couche limite obtenue avec le dispositif. De plus, la stratification de richesse laisse place à un mélange inhomogène turbulent plus complexe qui va à nouveau influencer S_L.

Durant l'interaction, le front de flamme va être sollicité par des effets d'origine chimique et aérodynamique. Ces couplages montrent que pour étudier l'effet de la présence d'un film liquide combustible sur le front de flamme dans notre configuration académique, il est nécessaire de s'intéresser à la topologie du front, aux caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement et aux concentrations des espèces proche de celui-ci. Cette étude doit donc être réalisée en proche paroi et en fonction des caractéristiques du dépôt de liquide et de son évaporation. Avant de débuter l'étude expérimentale de l'interaction (cf. section 5.4), les propriétés de la flamme oblique homogène libre constituent une référence qu'il est nécessaire de présenter.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

5.2 De la flamme oblique laminaire homogène aux deux types d'état d'interaction

Les caractéristiques du prémélange ($\Phi_0 = 0{,}6$) obtenues en sortie de la soufflerie dans des conditions isothermes sont détaillées en annexe B.1. La flamme oblique laminaire de prémélange est stabilisée en aval d'un barreau de 2 mm de diamètre. Le processus de stabilisation est un phénomène complexe qui a été étudié notamment par Escudié [105] et François [102]. Les principales caractéristiques de la flamme homogène sont présentées dans cette partie.

5.2.1 La topologie de la flamme oblique homogène

La FIGURE 5.6 présente la topologie de la flamme laminaire prémélangée air/méthane. La visualisation directe montre deux fronts présentant une couleur bleue caractéristique de l'émission du radical CH* (à la longueur d'onde de 431 nm environ [106]). La tomographie encens (cf. annexe A.1) illustre bien la topologie classique de la flamme oblique laminaire homogène.

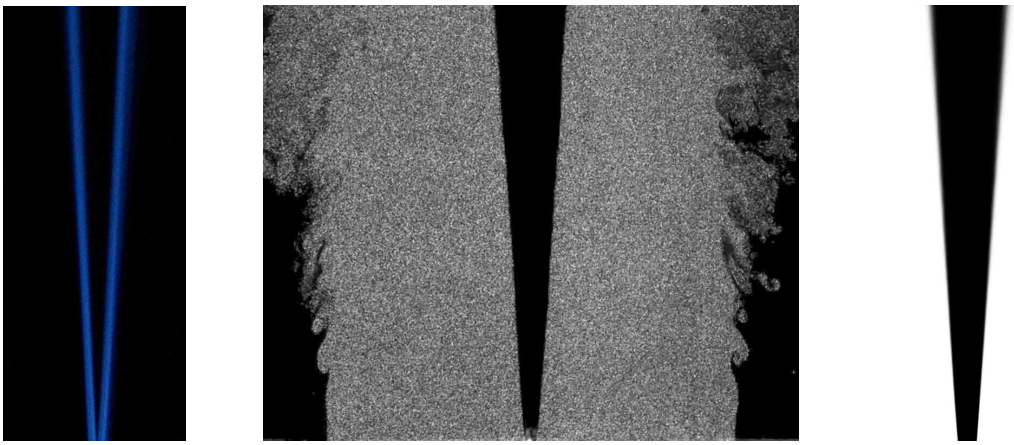


FIGURE 5.6 – Visualisation directe, tomographie encens et image moyenne après seuillage de la flamme oblique homogène

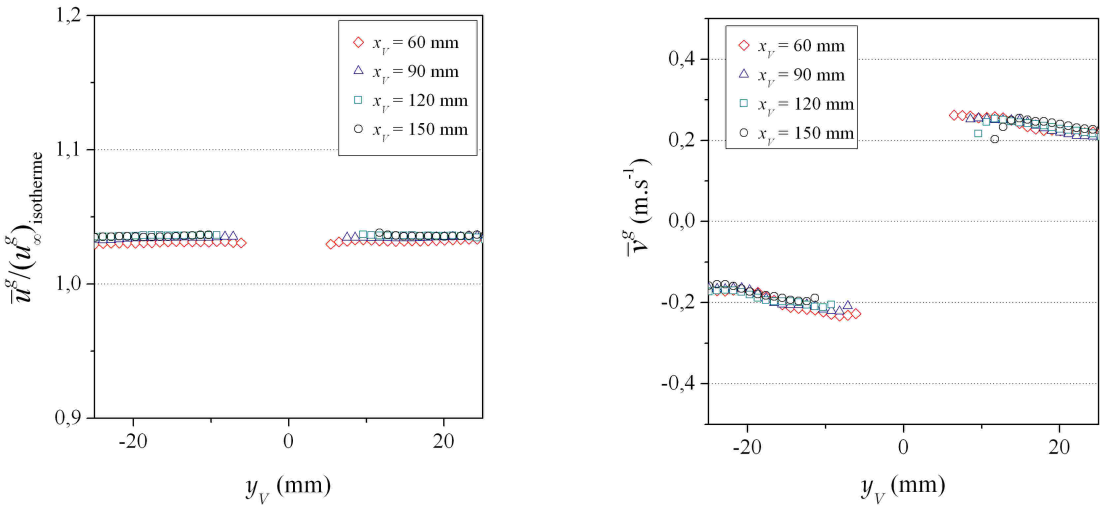
Dans le cas d'un Front de Flamme (FF) de faible épaisseur, l'hypothèse que l'isotherme de disparition de l'encens est représentative de sa position et de sa topologie, donne accès à de nombreuses informations. Avant d'évaluer l'épaisseur du FF, il faut rappeler que plusieurs méthodes permettent de calculer cette échelle [92]. Il est bien connu qu'entre les approches théoriques et expérimentales il peut y avoir un ratio proche de 10. L'application de l'équation (5.2) donne $\delta_L = 0{,}25$ mm et celle mesurée expérimentalement à partir du gradient de température maximum est de 2,7 mm [47]. Nous avons décidé de retenir la valeur expérimentale, comme dans cette précédente étude.

La dernière image de la FIGURE 5.6 présente une moyenne temporelle réalisée sur 200 tomographies seuillées. Les zones grisées, qui apparaissent alors entre celles des gaz frais (blanche) et brûlés (noire), représentent les positions où le FF peut être rencontré. Cette zone reste quasi rectiligne et relativement fine, ce qui montre que l'angle de la flamme oblique varie peu au cours du temps. Les deux FF sont symétriques et présentent un angle $\theta \approx 4°$ par rapport à la verticale.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

5.2.2 Champ aérodynamique et propagation de la flamme homogène

Les modifications induites par la présence de l'écoulement réactif sur le champ aérodynamique initial ont été essentiellement étudiées par PIV (annexe A.2.2). Du fait de la disparition des particules dans les gaz brûlés, un masque dynamique a été utilisé lors du traitement des doublés d'images. Les résultats obtenus par ce procédé pour les vitesses moyennes axiale et transversale sont présentés sur la FIGURE 5.7 pour différentes distances à l'aval de l'accroche-flamme et dans le repère $\mathcal{R}_V$.



(a) Vitesse axiale

(b) Vitesse transversale

FIGURE 5.7 – Profils des composantes de la vitesse moyenne de l'écoulement dans les gaz frais en présence de la flamme libre

Une des propriétés du front oblique est la présence de vitesses transversales non nulles qui traduisent une déviation des filets fluides en amont du front dans le sens d'un éloignement de la zone réactionnelle. Cette déflection, engendrée principalement par le gradient de masse volumique [107], est importante à considérer à deux titres.

1/ Elle a une influence sur l'estimation de la vitesse de propagation du FF oblique laminaire qui dépend de l'angle θ. Dans le cas d'un front stabilisé, sa vitesse s'équilibre avec la composante de la vitesse de l'écoulement normale au front (FIGURE 5.8). En considérant la déviation maximale des filets fluides $\overline{v}^g_{\max} = 0{,}25$ m.s^{-1} dans les gaz frais à l'approche du FF et $\overline{u}^g = 5{,}2$ m.s^{-1}, la vitesse de propagation peut être évaluée par l'application de l'équation (5.6) [102]. Dans les conditions expérimentales retenues, S_L est égale à 0,1 m.s^{-1}, valeur cohérente avec les données de la littérature [52].

$$\begin{aligned} S_L &= \left\|\vec{\mathcal{V}}^g\right\| \sin(\theta - \theta_{dev}) \quad \text{où,} \\ \theta_{dev} &= \arctan(\overline{v}^g/\overline{u}^g) \quad \text{et} \quad \left\|\vec{\mathcal{V}}^g\right\| = \sqrt{(\overline{u}^g)^2 + (\overline{v}^g)^2} \end{aligned} \tag{5.6}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

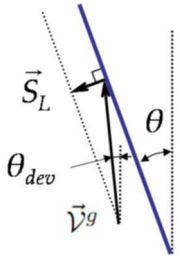


FIGURE 5.8 – Illustration de la déviation de l'écoulement ascendant à l'approche du front de flamme et de son effet sur le calcul de la vitesse de propagation

2/ Elle joue un rôle sur l'interaction *front de flamme/paroi*, car elle est susceptible de modifier les caractéristiques aérodynamiques de la couche limite et son développement, comme cela a été mis en évidence dans le cadre de l'étude de Tayebi et al. [108]. Dans cette configuration géométrique comparable à la nôtre, une limitation de l'expansion transversale de la couche limite et une diminution des fluctuations internes ont été observées expérimentalement par rapport au cas non réactif.

Cet effet sur la couche limite est fonction de la position du FF par rapport à la paroi. Ainsi, pour chaque distance d entre le centre du barreau de stabilisation et la plaque, l'interaction obtenue sera différente et on parlera alors d'"état d'interaction".

5.2.3 La position de la flamme et les deux types d'état d'interaction en configuration d'évaporation (C-1)

Le dispositif expérimental réalisé permet de modifier la position de la flamme oblique par rapport au système *paroi/liquide* avec l'ajustement du paramètre d, grâce au déplacement du barreau de stabilisation. Dans la configuration d'évaporation (C-1), où le film liquide s'écoule le long de la paroi à partir du poreux, une analogie des profils de concentration et de vitesse a été mise en évidence dans le cas non réactif (cf. chapitre 4).

Dans cette configuration d'évaporation illustrée sur la FIGURE 5.9, deux types d'état d'interaction différents peuvent être obtenus. Ils dépendent de la comparaison de d' (distance entre la paroi et le FF) avec l'épaisseur de la couche limite δ_{CL}. Par rapport à l'approche simplifiée de l'interaction frontale considérée jusqu'à présent (cf. section 5.1.2), le temps et l'espace peuvent être distingués, car la flamme est stabilisée sur un barreau.

(I-L) L'**Interaction Lointaine** est obtenue quand la flamme oblique n'est pas encore directement influencée par la présence du film liquide. Elle correspond donc à la phase d'interaction (I-1) et l'étude du comportement et de l'évaporation du film permet d'évaluer l'effet de la présence du FF à distance (ou de l'émission radiative de la flamme) par comparaison au cas non réactif. Le flux net échangé avec le système *paroi/liquide* évolue avec la distance d', les caractéristiques du film, celles de la flamme, de la paroi, etc. Dans ce type d'état d'interaction, il est important d'identifier les mécanismes de transfert thermique prépondérants sur le comportement et l'évaporation du film liquide en fonction de d' (cf. section 5.3).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

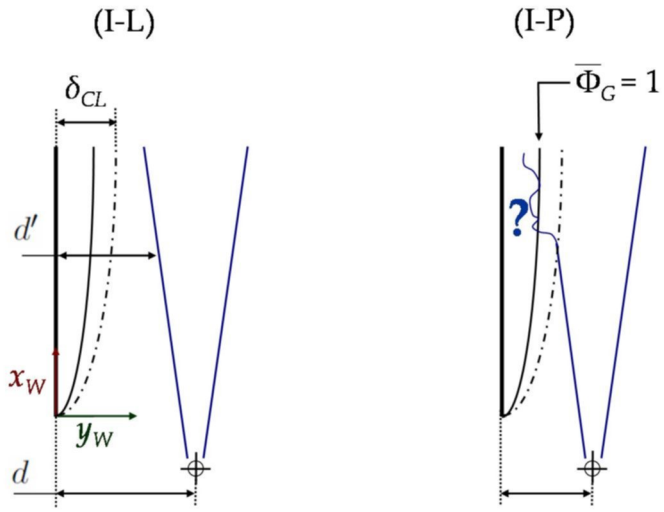


FIGURE 5.9 – Illustration des deux types d'état d'interaction (I-L) et (I-P) obtenus avec le dispositif en présence du film liquide qui s'écoule le long de la paroi à partir du poreux - configuration d'évaporation (C-1)

(I-P) L'**Interaction Proche** est obtenue quand on déplace le FF vers la paroi jusqu'à obtenir $d' < \delta_{CL}(d')$ fonction de d', car les caractéristiques de la couche limite sont susceptibles d'évoluer avec cette distance. Le FF est alors influencé par l'évaporation du film (I-2). Avec le dispositif expérimental actuel, la couche limite aérodynamique est turbulente dans le cas non réactif. C'est pourquoi, lorsque la phase (I-2) est rencontrée, la topologie du FF évolue sous l'influence combinée de l'aérodynamique et des inhomogénéités de richesse. De plus, selon le niveau de richesse rencontré, deux comportements différents apparaissent. Ils sont différentiés par l'iso-richesse $\Phi_G = 1$ et ont été présentés dans une approche simplifiée (voir FIGURE 5.4 et commentaires). Il est également envisageable de rencontrer la phase d'extinction (I-3) en présence d'une forte richesse. Les deux phases d'interaction (I-2) et (I-3) pourront donc être impliquées simultanément dans ce type d'état d'interaction qui sera développé dans la section 5.4.

Pour éviter toute confusion, il est rappelé que d'autres configurations d'évaporation ont été introduites dans la section 2.3.2 : (C-2) avec du liquide combustible exclusivement au niveau du poreux et (C-3) pour laquelle un dépôt de liquide s'étale partiellement sur la paroi.

En conclusion, les principales propriétés de la flamme oblique prémélangée ont été présentées. Les deux types d'état d'interaction en configuration d'évaporation (C-1) qu'il est possible d'obtenir avec le dispositif réalisé, ont été introduits. La démarche va maintenant consister à poursuivre l'étude graduelle de l'interaction, depuis celle lointaine (I-L), jusqu'à la description quantitative d'états d'interaction de type (I-P) dans la dernière partie.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

5.3 Effets de l'écoulement réactif sur le système *paroi/liquide*

Durant la première phase d'interaction, la flamme homogène de prémélange provoque un transfert thermique à distance par le biais d'un flux radiatif en direction du film et de la paroi (FIGURE 5.10). En considérant des conditions stationnaires et des gaz frais optiquement minces, il faut ajouter deux densités de flux thermiques (appelés T1 et T2) à celles déjà existantes dans le cas non réactif : T3 qui représente l'échange thermique par convection entre la paroi et le film liquide s'écoulant sur celle-ci, et T4, celui convectif avec l'écoulement gazeux ascendant. La faible conductivité de la paroi permet de négliger le transfert par conduction.

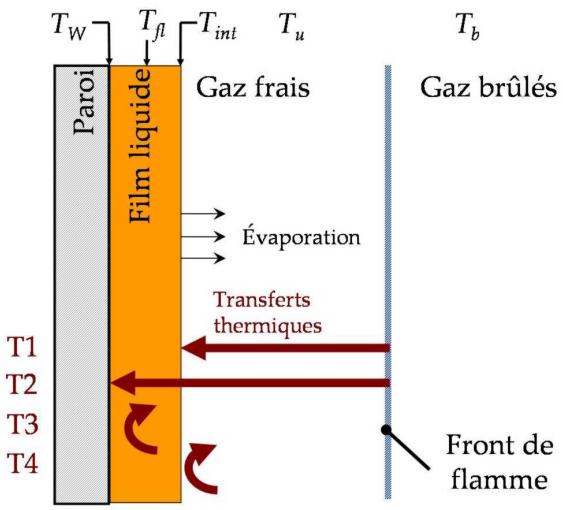


FIGURE 5.10 – Les transferts thermiques induits par l'interaction entre la flamme et le système *paroi/liquide*

Dans cette configuration, il est important d'identifier les mécanismes de transfert prépondérants et d'analyser les paramètres déterminants pour le changement de phase. La comparaison des cas, avec et sans flamme, va nous apporter des éléments de réponse sur les évolutions du comportement et de l'évaporation du film liquide.

5.3.1 Effet du rayonnement

La présence de la flamme peut être considérée comme une source de chaleur radiative. La densité de flux thermique, essentiellement dirigée vers le système *paroi/liquide*, est principalement liée à la température des gaz brûlés (T_b) et aux espèces chimiques en présence (CO_2, H_2O, etc.), dont la concentration dépend des caractéristiques du mélange réactif considéré.

Soufiani et al. [109] donnent un exemple de spectre d'émission de gaz à haute température (incluant CO_2 et H_2O) issus d'une flamme air/méthane avec celui d'un corps noir d'une température de 1081 K en fonction du nombre d'onde qui est l'inverse de la longueur d'onde $\sigma = 1 / \lambda$ (FIGURE 5.11). Ce spectre, comparé qualitativement à celui de l'heptane, va permettre d'évaluer l'importance relative entre les densités de flux T1 et T2.

Concernant l'heptane, la FIGURE 5.12 montre les spectres en transmittance des phases liquide et gazeuse sur la même plage de nombres d'onde que la FIGURE 5.11. L'examen de

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

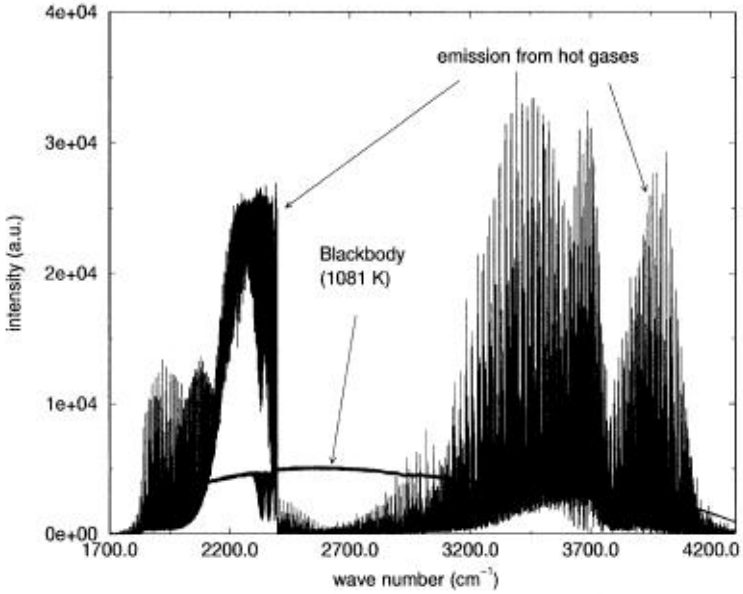


FIGURE 5.11 – Exemple d'émission de gaz à haute température (incluant CO_2 et H_2O) et d'un corps noir acquis avec une résolution de 0,02 cm^{-1} [109]

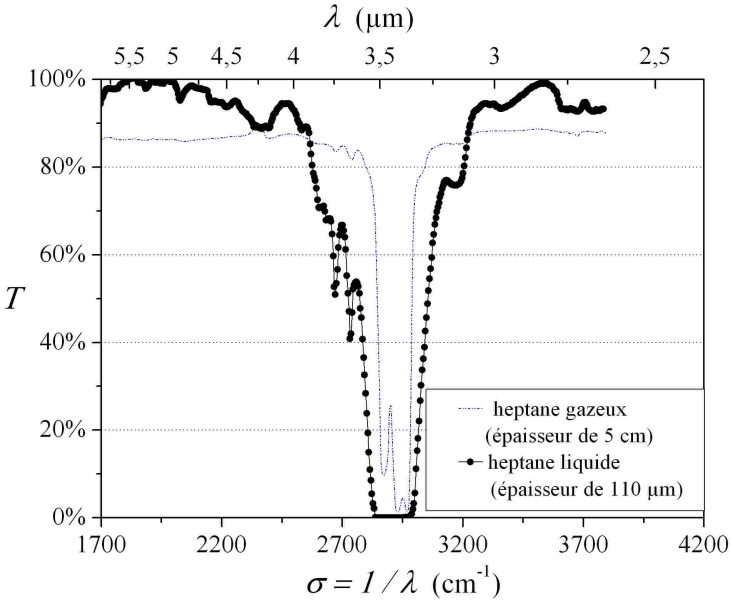


FIGURE 5.12 – Spectre en transmittance de l'heptane (phase liquide et gazeuse dont la pression partielle est de 30 mm Hg pour une pression totale de 600 mm Hg après l'ajout de N_2) en fonction du nombre d'onde (données compilées par Coblentz Society ©)

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

ces spectres montre que dans le cas des estimations obtenues (épaisseurs, vapeurs diluées) dans le précédent chapitre pour notre configuration, les deux phases peuvent être considérées globalement comme optiquement minces. Elles sont en effet peu absorbantes dans les gammes d'émission de ces gaz brûlés. Dans ces conditions, les lois de paroi ne sont pas affectées directement par le rayonnement, mais indirectement par une augmentation de température de paroi [110, 111].

Cette analyse qualitative montre que l'échange thermique radiatif prépondérant implique la flamme et la paroi et signifie que le mode de transfert par rayonnement (T1) est négligeable devant (T2) (FIGURE 5.10). La paroi présente également des propriétés d'absorption du rayonnement. Une partie du rayonnement émis par la flamme est donc restituée au film (T3) qui s'écoule sur la paroi (par convection). Pour récapituler, la densité de flux radiatif importante à considérer en présence du FF, est celle reçue par la paroi qui dépend de son absorption, des caractéristiques de la flamme (concentration des espèces et température des gaz brûlés) et de sa proximité. En configuration d'interaction lointaine, la flamme présente des propriétés homogènes. Il est par conséquent possible d'évaluer l'influence de d sur les transferts thermiques impliqués dans le changement de phase.

En présence de la flamme, un flux thermique radiatif est restitué partiellement au film liquide par l'intermédiaire de la paroi $\dot{q}_{\mathrm{Rad}}$ (lié à T2 et T3). Il existe aussi un échange convectif avec l'écoulement gazeux $\dot{q}_C$ (lié à T4). Dans des conditions stationnaires, l'estimation du débit évaporé permet d'évaluer la densité de flux $\dot{q}$ reçue au niveau l'interface *liquide/gaz* qui est impliquée dans le changement de phase. En effet, l'adaptation de l'équation (4.4) donne :

$$\dot{q} = L_{V,A}(T_{int}) \times n_{A0} = \begin{cases} \dot{q}_C = h\ (T_u - T_{int}) & \text{(cas non réactif)} \\ \\ \dot{q}_{\mathrm{Rad}}(d) + \dot{q}_C & \text{(cas réactif)} \end{cases} \tag{5.7}$$

La configuration d'évaporation (C-2), où le liquide s'évapore seulement au niveau du poreux, peut être utilisée pour évaluer ce flux thermique avec et sans FF. La température au niveau de l'interface *liquide/gaz* (T_{int}) étant difficilement mesurable dans ce cas, il est impossible de préciser l'importance des transferts convectifs par rapport au rayonnement, mais la surface d'évaporation est connue et constante, ce qui limite les erreurs de mesure. Le matériau du poreux est à base de silice. Nous ferons l'hypothèse que ses propriétés d'absorption radiative sont proches de celles de la paroi.

Pour estimer $\dot{q}$, la procédure expérimentale appliquée précédemment (cf. section 4.2.2), est utilisée à nouveau en régime permanent et en fonction de différentes positions du FF oblique contrôlées par d. La FIGURE 5.13 présente les résultats obtenus incluant celui sans FF. Si on considère la chaleur latente de vaporisation de l'heptane constante ($L_V \approx 365$ kJ.K^{-1}), un ordre de grandeur de $\dot{q}$ est obtenu par l'application de l'équation (5.7).

Ces résultats montrent que $\dot{q}$ évolue fortement avec d en présence du FF. La ligne horizontale en trait plein représente l'estimation des données dans le cas quasi-isotherme afin de confronter les résultats. Dans ce dernier cas, la densité de flux thermique par convection est $\dot{q}_{\mathrm{C}} \approx 450$ W.m^{-2}. Celle-ci reste toujours inférieure à $\dot{q}$ dans les cas réactifs considérés. Il est important de noter pour la suite, qu'il y a environ un facteur 2 entre les débits évaporés globalement dans les deux cas (avec et sans FF) dans la configuration d'évaporation (C-2) au niveau du poreux et lorsque $d \approx 70$ mm.

Après avoir obtenu un ordre de grandeur des différents transferts thermiques impliqués

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

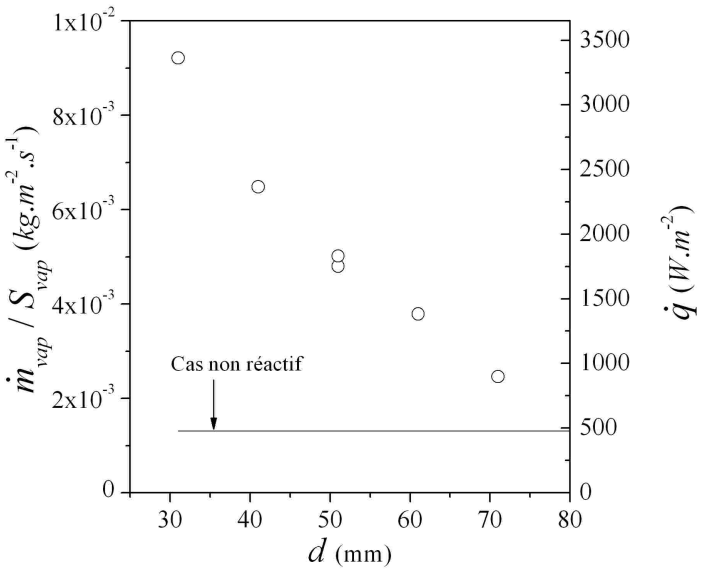


FIGURE 5.13 – Densités de flux de masse et thermique en fonction de d

dans le changement de phase en fonction de la proximité du FF, le comportement et l'évaporation du film liquide combustible (configuration (C-1)) font l'objet de la section suivante. La comparaison des résultats obtenus dans les différentes configurations d'évaporation est délicate. Toutefois, si la résistance thermique convective (T3) est négligeable en présence du film liquide, et que l'hypothèse de propriétés d'absorption radiative similaires entre la paroi et le poreux est valide, il est possible de retrouver les mêmes rapports de débits massiques évaporés, avec et sans FF, dans chacune des configurations d'évaporation, tant que la surface d'échange reste globalement constante.

5.3.2 Étude du comportement et de l'évaporation du film liquide en Interaction Lointaine

En présence d'un FF, même situé loin de la paroi (hors couche limite), la température à l'interface *liquide/gaz* (T_{int}) va évoluer vers un nouvel équilibre (par rapport au cas quasi-isotherme) du fait de l'addition des transferts radiatifs. Dans le cas d'un film mince et de conditions stationnaires, il a été montré (cf. section 3.5) que dans la zone de mesure par IFC, $\overline{T}_W \approx \overline{T}_{fl} \approx \overline{T}_{int}$ évoquant une résistance thermique convective négligeable entre le film et la plaque. Dans le cas réactif, cette hypothèse devient de moins en moins réaliste avec l'augmentation des gradients thermiques, c'est-à-dire lorsque d diminue.

Une autre particularité de cette configuration est que la situation pour laquelle la température de paroi est supérieure à celle des gaz frais ($\overline{T}_W > T_u$), peut être rencontrée, modifiant ainsi la direction de la densité de flux thermique par convection entre le film et l'écoulement de gaz frais. Dans le même temps, la fraction massique de la vapeur d'heptane au niveau de l'interface Y_{A0} augmente avec $\overline{T}_{int}$ (puisque $\overline{T}_W$ a augmenté), ce qui induit un taux d'évaporation supérieur. L'ensemble de ces mécanismes modifie les couplages qui mènent à l'évaporation du fluide.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Pour progresser dans la compréhension de ces phénomènes, il est nécessaire de les préciser par l'étude du comportement et de l'évaporation du film liquide. Des études préliminaires permettant de tester le dispositif, ont montré que lorsque $d \lesssim 70$ mm, la configuration devenait de type (C-3), où le film liquide s'étale partiellement sur la paroi. Dans le cadre d'une première approche, nous avons donc choisi d'examiner en détail un cas d'interaction lointaine ($d = 71$ mm) garantissant la présence d'un film liquide le long de la paroi à partir du poreux. Le protocole expérimental a nécessité au préalable certaines précautions qui sont décrites dans la section suivante.

5.3.2.1 Mise en œuvre expérimentale, IFC et précautions préalables

La configuration impliquant l'écoulement réactif est susceptible d'engendrer des effets d'origine thermique sur le dispositif expérimental tels que des dilatations. L'estimation de la température de paroi T_W par IFC nécessite de mesurer l'amplitude des pics de l'interférogramme (section 3.5). Or, la FIGURE 5.14 montre une dérive importante de ce paramètre dans le temps (points ◇ – △) lorsque le bâti qui supporte la paroi se dilate, rendant cette estimation de température impossible. Une fois le bâti protégé du rayonnement par un tissu réfléchissant, la dérive temporelle de ce signal devient négligeable (points ◁ – □).

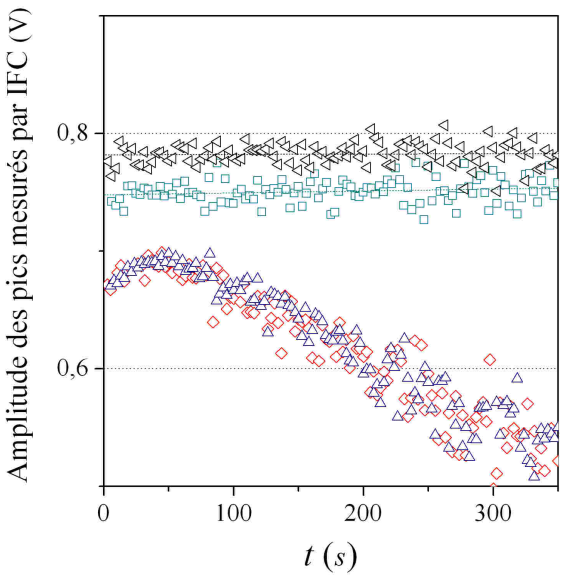


FIGURE 5.14 – Indication sur l'évolution temporelle de positionnement de la paroi grâce à la mesure de l'amplitude des pics liés aux deux interfaces *paroi/air* par IFC ; (◇ – △) sans tissu réfléchissant et avec (◁ – □)

En ce qui concerne la métrologie relative au film, la démarche reprend celle introduite dans le chapitre précédent. Le régime permanent est contrôlé avec le suivi de l'amplitude des interférences de l'interface *paroi/liquide* donnée par IFC. Pour estimer la largeur du film liquide où est réalisée la mesure d'épaisseur ($x_W = 110$ mm), un pointeur laser disposé sur des platines de déplacement, a été utilisé. Des résultats de la mesure simultanée de l'épaisseur de film liquide combustible et de la température de paroi ont ainsi été obtenus en présence de la flamme.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

5.3.2.2 Analyse de l'état d'interaction lointaine retenu

L'objectif de cette partie est d'analyser l'influence de la présence du FF sur le comportement moyen du film liquide, la nature de son interface *liquide/gaz* et son évaporation par la comparaison des résultats obtenus dans les cas réactif et quasi-isotherme (non réactif).

La température du liquide est importante à considérer dans l'étude du comportement du film. Pour la connaître et obtenir des informations sur les conditions d'évaporation, il est nécessaire de vérifier l'hypothèse $\overline{T}_W \approx \overline{T}_{fl} \approx \overline{T}_{int}$. La FIGURE 5.15 permet d'examiner le comportement moyen du film liquide. Elle compare les résultats expérimentaux au modèle de Nusselt q_0 (équation (3.21) où $\tau = 0$) et celui donné par l'équation (4.2) pour estimer q_c en considérant le cisaillement interfacial τ obtenu dans le chapitre 4. Pour simplifier les estimations données par les modèles, une température de 40 °C (représentative de $\overline{T}_W$ mesurée par IFC durant ces expériences) est considérée pour les paramètres physiques du liquide.

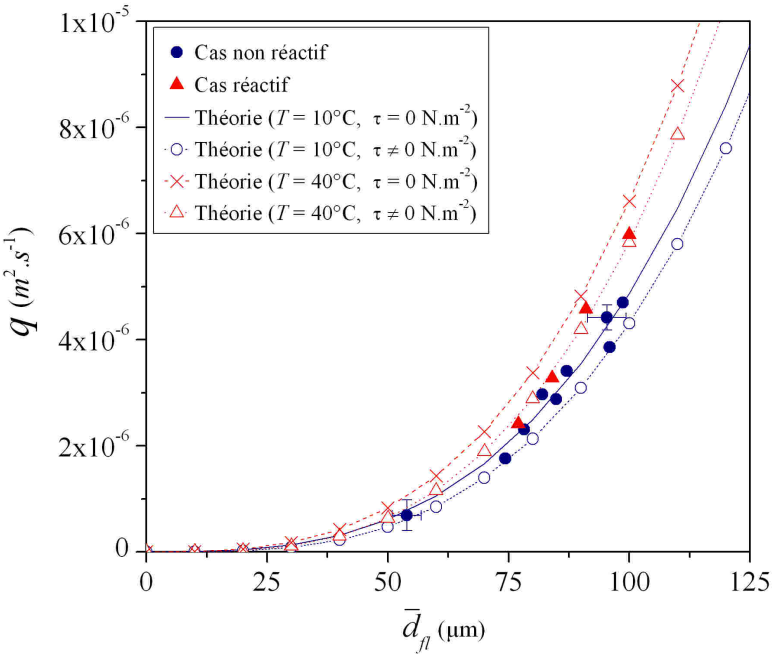


FIGURE 5.15 – Débit volumique par unité de largeur q en fonction de l'épaisseur moyenne mesurée $\overline{d}_{fl}$, avec et sans flamme - confrontation aux modèles (q_0 et q_c) pour deux températures (10 °C et 40 °C)

Les résultats expérimentaux montrent qu'une modification du comportement moyen du film s'accentue avec $\overline{d}_{fl}$. Autour de 100 µm, cette différence entre les deux cas (avec et sans FF) ne peut pas être attribuée aux erreurs de mesures, renseignées pour quelques données expérimentales. Globalement, la tendance observée sur la FIGURE 5.15 montre que l'augmentation de la température entraîne également celle du débit volumique par unité de largeur q en présence de la flamme.

Lorsque la température de paroi est connue et que l'hypothèse $\overline{T}_W \approx \overline{T}_{fl}$ est respectée lors de l'application de la théorie, les résultats expérimentaux sont alors correctement prédits par le modèle cisaillé dans les conditions opératoires retenues (proximité de la flamme, épaisseurs

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

de film, vitesse d'écoulement de gaz frais). Ces résultats montrent que l'hypothèse $\overline{T}_W \approx \overline{T}_{fl} \approx \overline{T}_{int}$ reste raisonnable dans ces conditions et va notamment permettre d'estimer la fraction massique de vapeur d'heptane à l'interface *liquide/gaz*.

Dans un premier temps, l'étude du comportement du film est réalisée, toujours par la comparaison des cas réactif et quasi-isotherme, à l'aide des notions introduites dans la section 3.4. Celles-ci permettent d'obtenir des informations sur la nature de l'interface du film. Les évolutions de χ et des fluctuations d'épaisseur caractérisées par $\sigma_{d_{fl}}$ sont représentées respectivement sur les FIGURES 5.16 et 5.17 en fonction de $Re/Fi^{1/11}$ qui dépend de $\overline{T}_{fl}$ $(= \overline{T}_W)$. Ces deux paramètres ne semblent pas différer de manière significative dans les deux situations. Ainsi, la présence de la flamme à cette distance modifie la température de paroi, et seulement par ce biais, le comportement du film liquide.

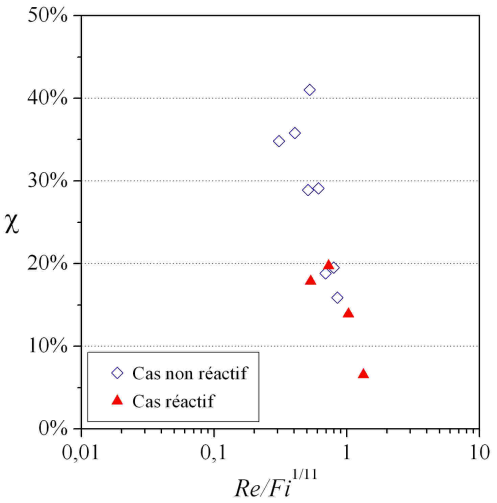


FIGURE 5.16 – χ en fonction de $Re/Fi^{1/11}$

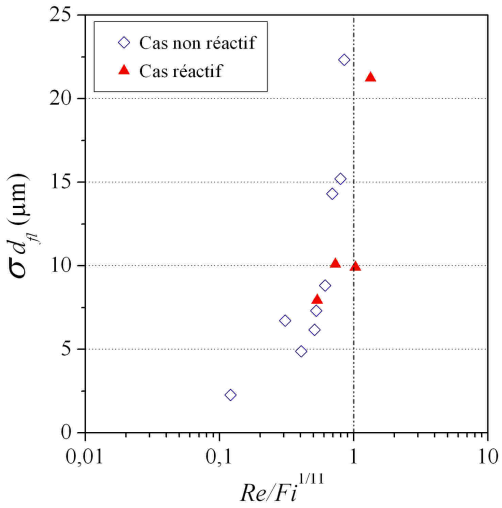


FIGURE 5.17 – $\sigma_{d_{fl}}$ en fonction de $Re/Fi^{1/11}$

En effet, avec l'heptane pur et pour un débit massique donné, l'augmentation de la température provoque celle du rapport $Re/Fi^{1/11}$, et conjointement, les amplitudes des ondes à la surface du film liquide dans la zone étudiée ont tendance à croître. Ce comportement avait déjà été observé dans le cas du film liquide s'écoulant librement sur la paroi verticale. Cette étude précédente a montré, que plus la température du film est élevée, plus son épaisseur doit être faible pour conserver un film "plat" (voir FIGURE 3.14). Cette augmentation de température est donc défavorable pour la conservation de cette configuration qui permet de simplifier le problème par une meilleure maîtrise de la surface d'évaporation, en limitant le mélange au sein du film et les perturbations de l'aérodynamique de l'écoulement au voisinage de l'interface *liquide/gaz*.

Il est maintenant possible de s'intéresser à l'impact de l'écoulement réactif sur l'évaporation. Parmi les paramètres impliqués dans ce phénomène, il y a la condition aux limites de fraction massique de vapeur à l'interface (cf. eq. (4.16)). Celle-ci varie avec la température, et comme évoqué plus haut, il a été possible de l'estimer correctement à la distance considérée pour le FF. Pour quantifier son évolution entre les cas réactif et quasi-isotherme, la FIGURE 5.18 présente le débit évaporé $\dot{m}_{vap}$, obtenu à partir d'un bilan de masse (cf. section 4.2.2), en fonction de $Y_{A0}\,(\overline{T}_{int})$. Elle montre une forte dispersion des mesures en matière de débit. En considérant la moyenne des points expérimentaux, il existe environ un facteur 2 entre les

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

débits évaporés globalement entre les deux cas (avec et sans FF).

Afin de vérifier si l'épaisseur de film peut expliquer une telle évolution du débit massique, la FIGURE 5.19 est présentée. Aucune tendance particulière ne peut être observée, ce qui montre que, pour poursuivre cette étude expérimentale de l'évaporation, des efforts restent à fournir pour mieux contrôler les débits de liquide et réduire les erreurs expérimentales autour de l'estimation des paramètres de l'évaporation.

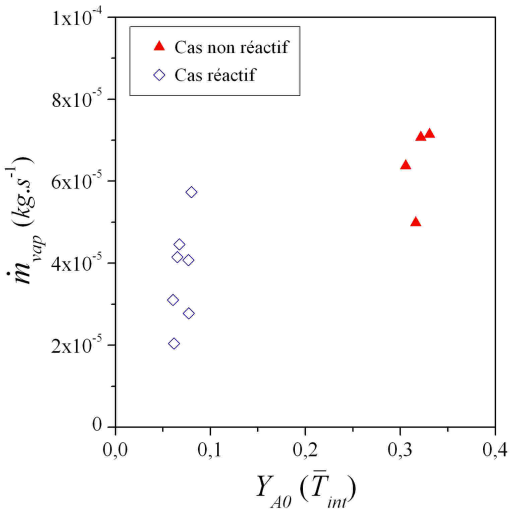


FIGURE 5.18 – Effet de la fraction massique estimée $Y_{A0}(\overline{T}_{int})$ sur $\dot{m}_{vap}$

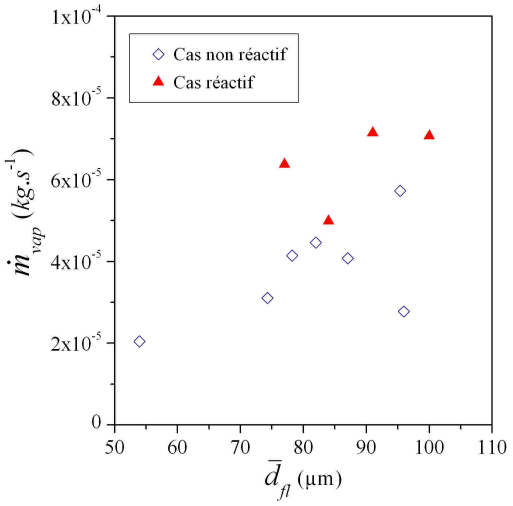


FIGURE 5.19 – $\dot{m}_{vap}$ en fonction de $\overline{d}_{fl}$

En conclusion, pour une distance $d = 71$ mm et les conditions opératoires retenues, le comportement du film liquide peut être décrit par le paramètre $Re/Fi^{1/11}$ qui augmente avec la température du film T_{fl}. Pour cette position de la flamme oblique, le débit massique évaporé globalement représente environ 2 fois celui impliqué dans le cas quasi-isotherme, avec l'effet combiné des transferts thermiques et de la température de paroi, tous deux supérieurs. La dispersion des résultats montre qu'il est nécessaire d'apporter des améliorations pour affiner l'estimation des débits dans cette configuration d'évaporation (C-1).

Il faut toutefois noter que ce facteur 2, déterminé entre les débits évaporés globalement dans les cas réactif et quasi-isotherme, a été obtenu dans deux configurations d'évaporation pour $d \approx 70$ mm : dans cette présente configuration (C-1) impliquant le film liquide et celle (C-2) qui concerne l'évaporation du poreux (cf. section 5.3.1). Cette observation montre la cohérence des résultats obtenus, avec et sans FF dans les deux approches, et indique que les hypothèses formulées précédemment sont acceptables : la surface d'échange reste proche dans les cas réactifs et quasi-isotherme, la résistance thermique convective (T3) est négligeable et les propriétés d'absorption radiative de la paroi et du poreux sont similaires.

Pour poursuivre l'étude de l'interaction, la flamme homogène est rapprochée de la paroi ($d \lesssim 70$ mm) et les propriétés du film évoluent. Son étalement sur la surface devient partiel, ce qui modifie la configuration d'évaporation.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

5.3.3 Propriétés du film liquide lorsque le FF se rapproche de la paroi

Lorsque le FF se rapproche de la paroi de façon significative ($d \lesssim 70$ mm), les propriétés de l'écoulement du film évoluent et son étalement sur la surface de la paroi devient partiel (C-3). En effet, là où celle-ci était initialement mouillée, des zones sèches apparaissent et leur surface évolue dans le temps. Pour donner un exemple de ce comportement, la FIGURE 5.20 montre quatre vues partielles de la face avant de la paroi en fonction du temps. Elles permettent d'observer une évolution temporelle complexe de la position de filets de liquide sur la paroi. Dans ce cas, on ne peut plus qualifier, de manière précise et instantanée, cet écoulement de film liquide. On parlera de "rupture" de film pour évoquer ce phénomène, et la démarche menée jusqu'à présent pour étudier le comportement du film, basée sur l'IFC, n'est plus applicable.

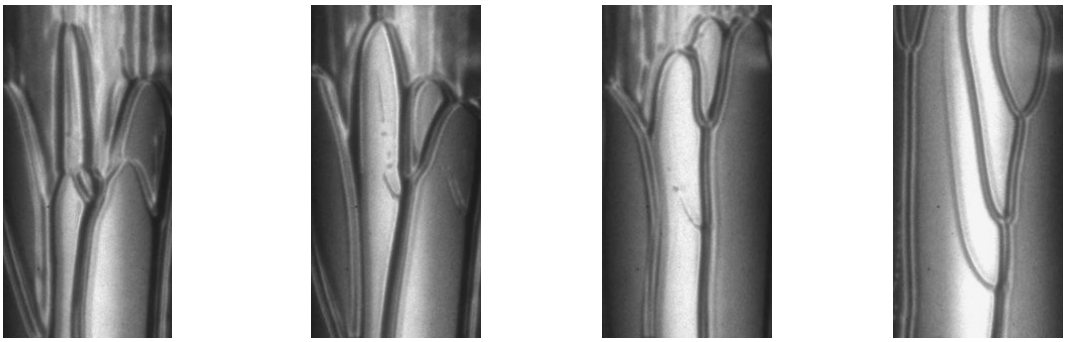


FIGURE 5.20 – Visualisation de l'évolution temporelle du liquide sur une fraction de la surface de paroi en présence d'un front de flamme ($d' < 70$ mm)

De plus, la surface d'évaporation évoluant, elle ne peut être étudiée dans le cadre d'un régime permanent. Néanmoins, une approche statistique relative à ce comportement et à ses conséquences sur les caractéristiques du mélange inhomogène en richesse, couplée à l'analyse de la topologie moyenne du FF permettra d'obtenir des informations sur l'interaction (cf. section 5.4).

Mais avant de passer à cette étape, cette situation plus complexe apporte de nouveaux éléments de réponse concernant l'influence de la combustion sur les couplages aérothermiques du système *paroi/liquide* (cf. chapitre 1). En premier lieu, il est nécessaire d'identifier l'origine de ce comportement, thermique ou aérodynamique. En présence de la flamme, la densité de flux radiatif augmente fortement lorsque d diminue (cf. section 5.3.1), alors que l'effet aérodynamique n'évolue pas significativement dans un état d'interaction lointaine. L'apparition de ce phénomène est donc essentiellement liée aux transferts thermiques.

Plusieurs études se sont intéressées aux transferts thermiques dans une configuration impliquant un film liquide [60, 112, 113]. Les effets thermocapillaires, qui dépendent de la variation de la tension superficielle avec la température, semblent être la cause la plus probable de ce comportement.

Kabov [60] a réalisé une synthèse des phénomènes d'origine thermique sur l'interface de films minces s'écoulant librement sur une paroi. Pour un nombre de Reynolds de film donné et lorsque le flux thermique pariétal augmente, il est tout d'abord possible d'observer la formation de "ruissellements" (a). Des zones sèches apparaissent ensuite de chaque côté du film lorsque le flux thermique pariétal augmente (b). Le phénomène de rupture de film (c)

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

sur l'ensemble de la paroi apparaît à partir d'une valeur de densité de flux thermique seuil $\dot{q}_{idp}$ [61].

(a) Ruissellements (b) Rupture sur les bords (c) Ruptures du film

FIGURE 5.21 – Évolution de la structure de l'écoulement du film s'écoulant librement sur la paroi avec une augmentation du flux thermique pariétal [61]

Dans notre étude spécifique, une partie du flux thermique radiatif est restituée au film liquide par l'intermédiaire de la paroi. Il a été caractérisé avant rupture et la densité de flux $\dot{q}$ reçue au niveau l'interface *liquide/gaz* a été évaluée. La prédiction de celle seuil $\dot{q}_{idp}$ menant à la rupture du film va permettre de vérifier la cohérence entre les résultats expérimentaux et une corrélation de la littérature [61]. Son application requiert la définition de la longueur de l'élément chauffant L, qui peut être représentée par la hauteur de paroi entre le bord d'attaque et le bas du poreux, soit 140 mm. Il est également nécessaire de connaître précisément la variation de la tension de surface avec la température qui peut être modélisée par :

$$\gamma = \gamma_0 - \gamma_1 \, T \tag{5.8}$$

Pour l'heptane, $\gamma_0 = 22{,}10$ mN.m^{-1} et $\gamma_1 = 0{,}098$ mN.m^{-1}°C^{-1} [20].

Dans le cas d'un film liquide s'écoulant librement sur une paroi verticale, une corrélation, validée pour un grand nombre de données expérimentales, fait intervenir un critère adimensionnel généralisé $K_p(L/l_\delta)$ avec le nombre de Reynolds Re [61] :

$$\begin{aligned} K_p \frac{L}{l_\delta} &= 561 \; Re^{0,72} \\ K_p &= -\frac{\dot{q}_{idp}}{k\rho(g\nu)^{2/3}} \; \frac{\mathrm{d}\gamma}{\mathrm{d}T} \\ l_\delta &= \left(\frac{\gamma\mu^2}{\rho^3 g^2}\right)^{1/5} \end{aligned} \tag{5.9}$$

où l_δ représente l'épaisseur critique caractéristique du film. Grâce à ces expressions (5.9), il est possible de prédire une densité de flux seuil $\dot{q}_{idp} \approx 1$ kW.m^{-2} dans le cas d'un film liquide d'heptane d'une épaisseur de 100 µm.

Cette évaluation est cohérente avec les précédents résultats expérimentaux. En effet, nous avons évalué $\dot{q}$ à 1 kW.m^{-2} lorsque d est de l'ordre de 70 mm (cf. FIGURE 5.13), distance à laquelle la rupture du film commence à apparaître. Ce résultat montre que ce phénomène de rupture est bien le résultat d'effets thermiques. Il confirme aussi le niveau de température de paroi induit par le mécanisme des transferts radiatifs comparé aux autres mécanismes de transferts évoqués (T1 et T4, cf. FIGURE 5.10).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

En conclusion, l'étude expérimentale de l'interaction lointaine (I-L) a mis en évidence deux comportements de film liquide très différents en fonction de la proximité du FF du fait de son impact sur la température de paroi. Celle-ci, résultant principalement du rayonnement de la flamme vers la paroi, et le film liquide restant transparent, conduit à un développement spécifique du film liquide issu du poreux, qui peut, soit s'étaler sur la paroi, soit présenter des ruptures (zones sèches). Dans les cas présentés dans cette partie, les visualisations et les mesures réalisées montrent que :

a/ lorsque le FF reste loin de la paroi ($d > 70$ mm), le film s'écoule le long de la paroi à partir du poreux. Le transfert thermique radiatif entre la flamme et la paroi reste primordial, car il implique une augmentation de la température de paroi T_W. Il augmente lorsque le FF se rapproche et une partie de ce flux thermique est restituée au film liquide, influençant son taux d'évaporation. Malgré ces évolutions, l'hypothèse $\overline{T}_W \approx \overline{T}_{fl} \approx \overline{T}_{int}$ reste raisonnable, ce qui permet de prédire les propriétés de l'écoulement moyen du film liquide et son comportement peut être décrit par $Re/Fi^{1/11}$ dans les conditions opératoires retenues.

b/ une rupture de film apparaît dans l'autre cas, lorsque le front se rapproche de la paroi ($d \lesssim 70$ mm), car la densité de flux thermique pariétale dirigée vers le film (T3) provoquée par le rayonnement (T2), dépasse un seuil correspondant à $\dot{q}_{idp} \approx 1$ kW.m^{-2} pour une distance du FF de 70 mm dans notre configuration.

La première analyse expérimentale de l'interaction lointaine a essentiellement permis d'identifier les mécanismes de transfert thermique prépondérants qui interviennent dans l'évolution du comportement du film liquide, sa topologie et son évaporation. Pour poursuivre l'étude graduelle de l'interaction, nous allons nous intéresser, dans la dernière partie, à plusieurs états d'interaction proche (I-P), c'est-à-dire lorsque le FF est influencé par la présence du liquide combustible, dont le comportement dépend lui-même de la proximité du FF.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

5.4 Étude expérimentale d'états d'interaction proche entre le système *paroi/liquide* et l'écoulement réactif

Il convient maintenant de focaliser l'étude sur quelques configurations expérimentales qui vont nous permettre d'explorer l'interaction proche. Dans cette dernière partie, les objectifs liés à ce cas sont rappelés de manière synthétique, suivis des choix expérimentaux. L'analyse phénoménologique de l'interaction est ensuite menée à l'aide de visualisations directes, de tomographies et l'étude de champs scalaires dans le but de mieux la comprendre.

5.4.1 Objectifs et présentation des caractéristiques des états d'interaction retenus

5.4.1.1 Rappel succinct des objectifs et positionnement

L'étude expérimentale de l'interaction entre un front de flamme et un film liquide combustible déposé sur une paroi est motivée par le peu de connaissances disponibles à ce jour sur le processus d'évaporation et de combustion dans cette configuration. La base de données expérimentale attendue doit également permettre de fournir un moyen de valider les résultats fournis par les approches numériques [2].

Face à cette situation, l'objectif premier de ce travail a été de réaliser une expérience modulable offrant de multiples possibilités de fonctionnement pour répondre aux questions physiques posées dans le chapitre 1 à l'aide d'une meilleure compréhension des phénomènes couplés intervenant dans cette interaction : mécanique des fluides, changement de phase *liquide/vapeur* du film, transferts de masse, transferts thermiques et combustion partiellement prémélangée en proche paroi.

La démarche engagée a permis de définir et de caractériser plusieurs états d'interaction proche (cf. section 5.2.3, page 100) visant d'abord à évaluer l'influence du comportement et de l'évaporation du film, liée à la présence plus ou moins proche du FF, sur le FF lui-même.

La couche limite en présence d'évaporation présente des caractéristiques aérodynamiques fluctuantes, ce qui augmente la difficulté par rapport au cas de l'interaction frontale (cf. section 5.1.2) qui a permis de présenter l'évolution des mécanismes durant l'interaction. Pour les compléter dans le cadre d'une couche limite turbulente et éviter toute confusion dans les notions utilisées par la suite, la FIGURE 5.22 présente une interaction proche (I-P) lorsque le FF, initialement homogène, se rapproche de la paroi et se situe au sein de la couche limite ($d' < \delta_{CL}(d')$).

Dans cette situation, le **FF principal**, supposé mince et en régime de flamelettes, est sollicité à la fois par des inhomogénéités de vitesse (cas d'une turbulence inhomogène et anisotrope) et de richesse (cas non stratifié). Les structures aérodynamiques tridimensionnelles créées, contribuent au transport de vapeurs de combustible et les instabilités spatiales et temporelles qui en résultent, conduisent à un comportement instationnaire de la combustion. Cependant, deux comportements différents peuvent être distingués selon la richesse moyenne $\overline{\Phi}_G$ rencontrée.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

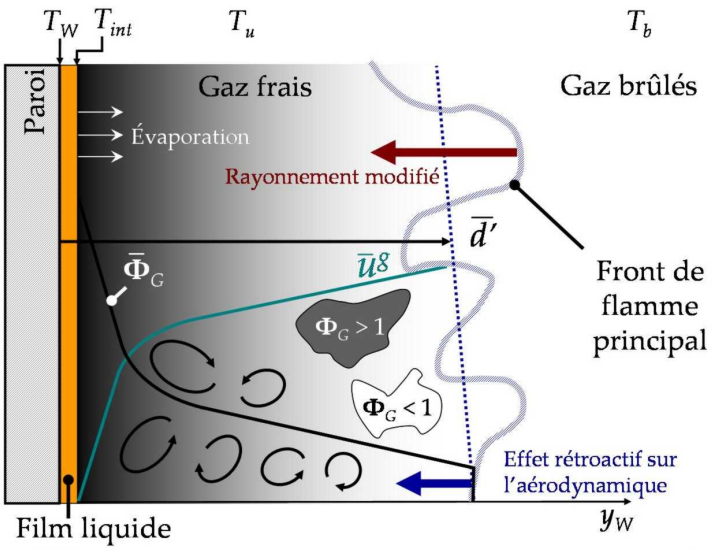


FIGURE 5.22 – Illustration d'un front de flamme principal au sein d'une couche limite présentant des caractéristiques aérodynamiques fluctuantes en présence d'évaporation

1. Quand la richesse moyenne $\overline{\Phi}_G$ est inférieure à 1, le FF peut rencontrer deux types de mélange qui ont un effet différent sur S_L ; localement pauvres ($0{,}6 < \Phi_G < 1$) ou riches ($\Phi_G > 1$). Les produits de combustion de ce FF principal peuvent alors contenir localement du combustible ou de l'oxygène, pouvant mener vers de nouvelles réactions chimiques. Lorsque S_L évolue, l'effet rétroactif du FF sur l'écoulement gazeux et le rayonnement se trouvent également modifiés, ce qui influe en retour sur le taux d'évaporation et la richesse du mélange.
2. Quand la richesse moyenne $\overline{\Phi}_G$ devient supérieure à 1, la probabilité de rencontre de zones riches augmente. S_L diminue globalement, et conjointement, τ_C augmente. Dans ce cas, il faut évoquer la possibilité de rencontrer des régimes de flammes distribuées ou épaissies. Enfin, lorsque la richesse augmente à nouveau, celle-ci peut conduire à l'extinction.

La dimension des "poches" inhomogènes en richesse illustrées sur la FIGURE 5.22, représente une échelle spatiale de stratification locale. Elle est par conséquent de première importance, notamment par rapport à celle du FF (supposée constante), au même titre que celles de la turbulence (cf. FIGURE 5.5), dont les caractéristiques jouent aussi sur la distribution spatiale de richesse.

Pour débuter l'étude expérimentale, une phase exploratoire a été menée et a permis de sélectionner différentes distances d = 13, 15, 17, 20 mm entre le centre du barreau de stabilisation et la paroi. Celles-ci permettent de réaliser quatre états d'interaction proche où la topologie du FF principal évolue sous l'influence combinée de l'aérodynamique et des inhomogénéités de richesse.

Pour étudier ces états d'interaction, il est nécessaire de s'intéresser aux caractéristiques :

– aérodynamiques de l'écoulement gazeux ;
– du mélange inhomogène issu de l'évaporation de l'heptane et de son transport dans le

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

prémélange initial air/méthane ($\Phi_0 = 0{,}6$) ;
– de la topologie des fronts de flamme, et plus généralement des interfaces *gaz frais/gaz chauds* à l'aide de la tomographie encens.

Des choix expérimentaux ont été nécessaires pour poursuivre cette première étude inédite.

5.4.1.2 Contraintes induites par le comportement du film liquide et conséquences expérimentales

L'obtention des états d'interaction souhaités a nécessité la mise au point d'un protocole expérimental de mise en route. La présence simultanée du film liquide combustible s'écoulant le long de la paroi (configuration (C-1)) et de la flamme, durant une phase "quasi-stationnaire" estimée suffisamment longue pour réaliser les mesures (voir Tableau 5.1), requiert de suivre plusieurs étapes pour conserver de bonnes conditions de sécurité :

– génération de l'écoulement de prémélange (CH_4/air) ;
– mise en place de l'écoulement du film liquide avec un débit $\dot{Q} \approx 10$ mL.min^{-1} (voir conclusions du chapitre 4) ;
– allumage de la flamme en "V" loin de la paroi ;
– attente de 30 secondes pour réaliser un préchauffage du système (pour limiter les chocs thermiques) ;
– rapprochement de la flamme jusqu'à obtenir la distance d souhaitée.

Ce protocole résulte de choix guidés par l'évolution de la nature du film liquide lors de l'interaction étudiée. La partie précédente, dédiée à l'étude de l'influence du front de flamme sur son comportement et son évaporation, a en effet montré la rupture du film pour $d \lesssim 70$ mm. Cette modification de la topologie d'écoulement du film sur la paroi est le résultat de phénomènes d'origine thermique et principalement d'un flux de chaleur important entre la paroi et le liquide (provoqué par le rayonnement). Même si elle conduit à un assèchement local, un filet de liquide est néanmoins toujours présent sur le bord d'attaque de la paroi.

Ainsi, les caractéristiques de l'évaporation et celles de l'aérodynamique pourront évoluer sans cesse au cours de l'interaction, ce qui limite la maîtrise des conditions de fonctionnement nécessaire à une analyse fiable et rigoureuse de l'interaction.

Les premières difficultés liées à cette variation des conditions expérimentales concernent la surface d'évaporation et la température de paroi qui évoluent dans le temps. Dans cette approche expérimentale, où l'interaction est au cœur du processus, la démarche ne peut donc s'envisager dans le cadre d'un régime permanent, comme c'était le cas lors de l'interaction lointaine. De ce fait, l'estimation du débit évaporé représentatif d'un cas d'interaction spécifique est impossible.

Une autre conséquence importante de ces instationnarités spatiales et temporelles, est l'impact direct sur le processus de combustion. Pour l'estimer et le comprendre, il est important d'avoir un ordre de grandeur du temps de rupture du film. L'IFC peut alors être un moyen d'observer, via l'évolution temporelle des mesures et l'amplitude des pics d'interférences (plus importants lorsque le liquide disparaît du fait de la différence entre les indices de réfraction du gaz et du liquide), les délais d'assèchement complet ou les temps correspondants aux changements de topologie de l'écoulement du film. Le Tableau 5.1 indique un ordre de grandeur des temps de rupture du film pour différentes distances d, après application du protocole. Ils sont un indicateur du temps de mise en équilibre du système *paroi/liquide* en

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

présence du FF. Les résultats obtenus montrent que ce temps diminue avec d, mais reste bien supérieur à la seconde dans les cas considérés, alors que le temps caractéristique de la réaction chimique est lui, bien inférieur à la seconde (τ_C est de l'ordre de 10 ms dans le prémélange initial d'une richesse de $\Phi_0 = 0{,}6$). Une analyse instantanée de l'interaction est par conséquent possible.

Tableau 5.1 – Ordre de grandeur du temps de rupture du film

d	(mm)	20	17	15	13
Temps de rupture	(s)	150	90	60	30

Néanmoins, l'évolution des conditions aérodynamiques et d'évaporation est susceptible d'engendrer une dérive temporelle de la position du FF et des caractéristiques de l'interaction. L'évolution de la surface d'évaporation sur la face avant de la paroi est supposée avoir une influence limitée sur le front de flamme, car cette surface d'échange au niveau du poreux n'est pas modifiée et une forte densité de flux massique évaporé provient du filet de liquide présent sur le bord d'attaque de la plaque (cf. chapitre 4). Nous ferons aussi l'hypothèse que, sur une courte période de mesure, la dimension de ce filet de liquide évolue peu. De cette façon, les caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement ne subissent pas de dérive temporelle significative durant l'expérience.

Malgré ces difficultés, il faut noter que certaines grandeurs restent contrôlables quelque soit l'état d'interaction retenu. Il s'agit d'abord de la température d'entrée du fluide combustible, dont la valeur maximum est $T_{in} \approx 20$ °C. De plus, l'épaisseur du film liquide a été mesurée par IFC, avant sa rupture, pour chacun des cas sélectionnés. La gamme d'épaisseur est $\overline{d}_{fl} = 80 \pm 15$ µm.

5.4.2 Analyse phénoménologique de l'interaction

Une fois les conditions expérimentales et les hypothèses précédentes posées, il convient d'examiner plus en détail les quatre configurations retenues. C'est d'abord une approche globale qui sera réalisée, sur la base d'une analyse de visualisations. Des visualisations directes et des tomographies ont donc été acquises pour, d'une part, décrire l'interaction obtenue, et d'autre part, dégager quelques scénarii décrivant la phénoménologie de l'interaction.

5.4.2.1 Approche globale - Visualisations directes

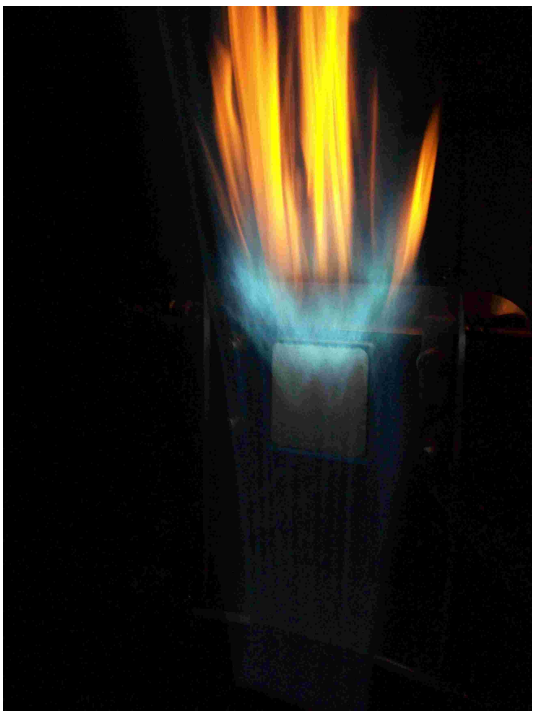
Grâce à la mise en œuvre du protocole expérimental, il est possible de visualiser les quatre états d'interaction présentés sur les Figures 5.23 et 5.24, pour différentes distances entre le barreau accroche-flamme et la paroi $d = 20$, 17, 15 et 13 mm. Ces visualisations sont présentées dans les plans (x_W, z_W) et (x_W, y_W) pour lesquelles la paroi est vue, soit de face (Figure 5.23), soit de côté (Figure 5.24).

La Figure 5.23 montre qu'il existe une sensibilité importante des comportements de l'interaction avec d et particulièrement du développement en hauteur de la zone d'émission dans les longueurs d'onde du jaune, caractéristique de la présence de suies. Cette émission est très peu présente pour $d = 20$ mm et sa taille d'observation augmente lorsque d diminue.

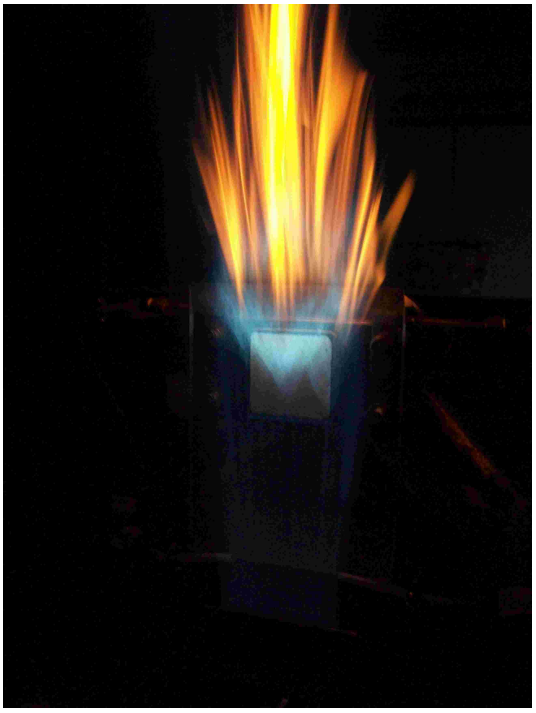
Les visualisations présentées sur la Figure 5.24 dans le plan (x_W, y_W) font apparaître

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

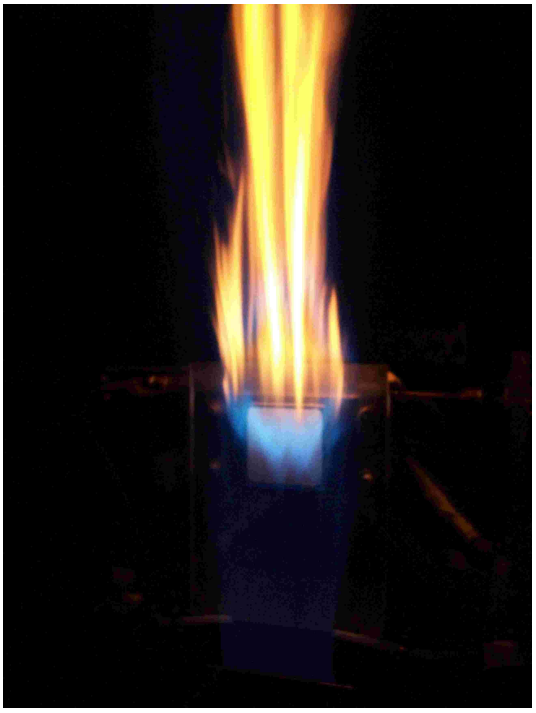
(a) $d = 20$



(b) $d = 17$



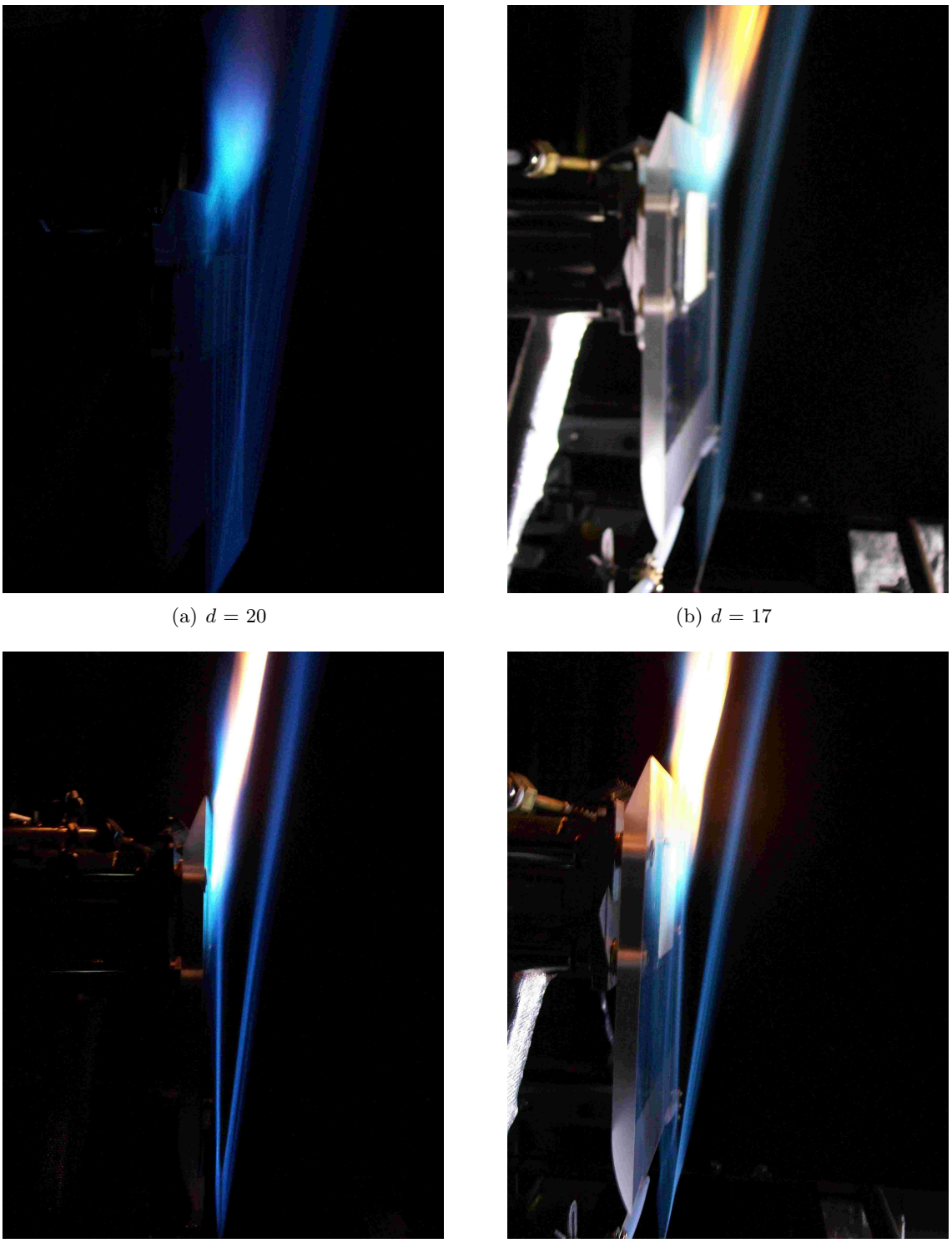
(c) $d = 15$



(d) $d = 13$

FIGURE 5.23 – Visualisations directes des cas $d = 20$, 17, 15 et 13 mm (vues de face)

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés



(a) $d = 20$ (b) $d = 17$

(c) $d = 15$ (d) $d = 13$

FIGURE 5.24 – Visualisations directes des cas $d = 20$, 17, 15 et 13 mm (vues de côté)

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

un comportement plus aisé à analyser. Elles montrent que les deux fronts de flamme obliques sont fortement influencés par la proximité du système *paroi/liquide* par rapport au cas de la flamme homogène libre (cf. section 5.2.1). Le front de flamme dans la partie homogène de l'écoulement présente une déviation supplémentaire sur la partie haute des images qui est manifestement due à l'interaction.

Les visualisations directes vues de côté, montrent une déviation globale dans la direction opposée à la paroi illustrée particulièrement par la FIGURE 5.24(c), concernant le cas (d = 15 mm), que nous allons commenter plus précisément dans les analyses qui vont suivre. Ce comportement a déjà été observé dans le cas de l'interaction *front de flamme/paroi* dans une configuration expérimentale géométriquement proche [108]. Il n'est donc pas directement lié à l'effet de la présence du film liquide.

Cependant, la FIGURE 5.24(c) fait apparaître deux phases dans le développement du FF à proximité de la paroi en présence du liquide combustible, selon la hauteur (x_W) comparée approximativement à la position basse du poreux :

1/ lorsque $x_W < 140$ mm, le FF à proximité du système *paroi/liquide* présente une déviation d'un angle de l'ordre du degré, signifiant qu'il est quasiment parallèle à la paroi. Les fronts présentent une augmentation d'épaisseur ("brush apparent") liée à l'intégration de l'émission de la flamme sur la totalité du chemin optique, soit approximativement la largeur de la sortie de la soufflerie (de dimension 115 mm). Cette épaisseur "apparente" reste inférieure à celle des fronts évoluant dans la partie à l'aval de la plaque (2/) ;

2/ lorsque $x_W \gtrsim 140$ mm, on observe des zones réactives d'un bleu plus pâle que de celui lié à l'émission du radical CH* généralement observée dans la flamme CH_4/air isolée, en zone riche, au voisinage du poreux, où le combustible liquide s'évapore continuellement. Il est probable que cette couleur soit liée à l'émission du radical C_2* (à 516 nm [106]). La FIGURE 5.24(c) montre un élargissement plus important de la zone de réaction, avec le développement de zones réactionnelles (fronts secondaires) qui semblent se rajouter ou se substituer au FF principal. En aval de l'écoulement, cette zone est suivie de l'émission jaune des suies.

Ce rayonnement plus important dans la partie haute (en aval) du poreux atteste de la dissymétrie de la flamme et d'une perte de bidimensionalité, ce qui relève principalement de la formation de zones inhomogènes en richesse, mais aussi probablement de la nature fluctuante de la couche limite. Une observation attentive des photographies dans le plan (x_W, z_W) corrobore cette première analyse. La FIGURE 5.23(c) montre en effet un élargissement des zones de présence des suies selon l'axe z_W et la FIGURE 5.25 montre l'apparition de structures de petites tailles (de l'ordre du centimètre) qui confirme la nature tridimensionnelle de la configuration au voisinage du poreux. L'échelle spatiale de ces structures a probablement un lien avec celle des inhomogénéités de richesse qui ont été étudiées (cf. section 5.4.2.3) dans une zone amont du poreux ($x_W < 140$ mm).

Pour analyser plus précisément les effets de la présence du film liquide combustible sur le front de flamme et s'affranchir de l'effet de l'intégration de son émission sur le chemin optique (soit la dimension de veine), sa topologie est étudiée à l'aide de la tomographie laser. Cette technique est appliquée dans une section verticale de l'écoulement. Elle correspond aux visualisations dans un plan (x_W, y_W) et va permettre de mettre en évidence de nouveaux éléments de compréhension tout en restant conscient que des limitations dans l'analyse pourront apparaître du fait de l'existence de ces structures tridimensionnelles.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

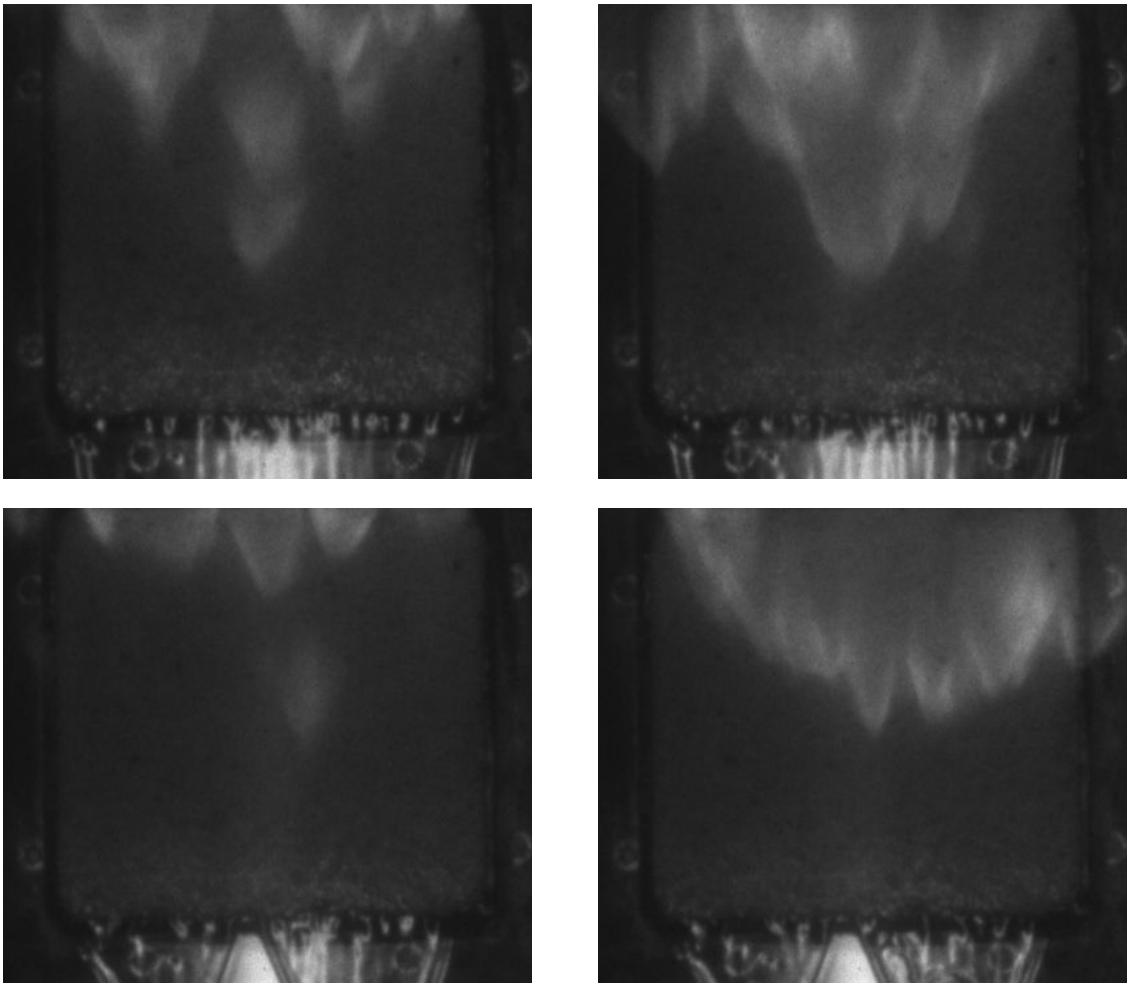


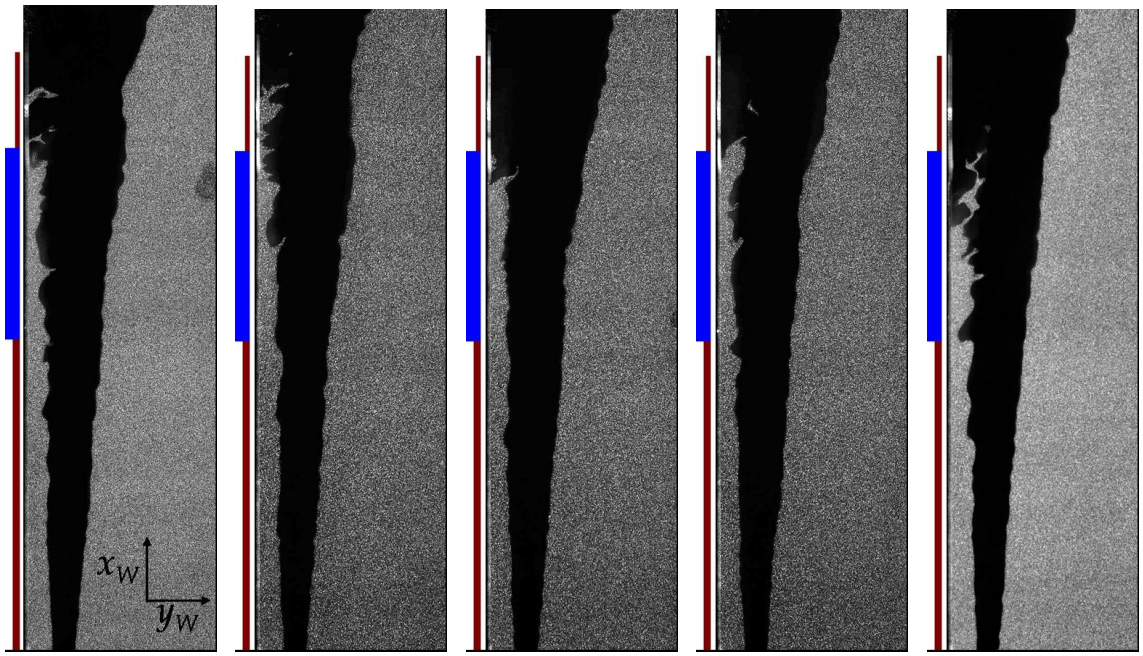
FIGURE 5.25 – Visualisation des structures tridimensionnelles au voisinage du poreux pour $d = 15$ mm (vues de face de dimensions 90 x 80 mm^2)

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

5.4.2.2 Topologie de l'interaction - Tomographies

Les tomographies permettent d'étudier la topologie du front de flamme sous certaines hypothèses (annexe A.1). Ce diagnostic laser est appliqué dans une section centrale de l'écoulement en utilisant l'encens comme traceur. Il permet de distinguer la position des gaz brûlés, c'est-à-dire les zones noires où les particules ont disparu, des gaz frais. La transition s'effectue lorsque l'écoulement présente une température supérieure à celle du changement de phase de l'encens. La frontière identifiée n'est donc pas toujours équivalente à la position de la zone réactionnelle, mais dans le cas classique de la flamme prémélangée air/CH_4, elle permet de situer la zone réactive avec une bonne précision.

La FIGURE 5.26 présente plusieurs tomographies obtenues dans un même cas ($d = 15$ mm) retenu pour approfondir l'analyse. Celles-ci attestent de l'instationnarité des phénomènes mis en jeu et illustrent les différents types de comportement qui peuvent être rencontrés en lien avec les visualisations directes commentées précédemment. L'emplacement de la paroi est indiqué par une ligne et celui du poreux par un rectangle. Ils sont situés sur la partie gauche des tomographies.



(a) (b) (c) (d) (e)

FIGURE 5.26 – Tomographies ($x_W \in [10, 280]$ mm et $y_W \in [0, 80]$ mm) pour illustrer la diversité des comportements ($d = 15$ mm)

Il est important de noter, préalablement à l'analyse de ces tomographies, qu'elles présentent une limitation spatiale. En effet, la présence d'un biseau au niveau des arrêtes de la paroi a une influence sur la qualité des images en très proche paroi. La distance maximale d'influence d'un point de vue optique a été estimée à 2 mm (cf. annexe A.1).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Conformément aux premiers résultats issus des visualisations directes, il est possible d'observer :

a) une déviation globale en moyenne des deux fronts dans la direction opposée à la paroi ;

b) également les deux phases dans le développement du FF selon la hauteur de paroi (x_W) comparée approximativement à la position basse du poreux :

   1/ lorsque $x_W < 140$ mm, la topologie est perturbée par la présence de la couche limite, mais les fluctuations de position du FF semblent plus faibles que celles de la partie en aval de l'écoulement de gaz frais (2/) ;

   2/ lorsque $x_W \gtrsim 140$ mm, un comportement plus instable intervient avec une forte diversité de structures dans l'espace. Plus précisément, on note la formation de plissements d'amplitude plus importante que celles dans la zone (1/) et/ou l'apparition d'une deuxième "interface", appelée **interface secondaire** dans la suite, séparant des gaz frais de gaz plus chauds, qui semble conduire à un "décalage" du FF principal.

Plus spécifiquement, il faut remarquer sur la FIGURE 5.26 :

(a) que le FF principal reste en moyenne quasi-parallèle à la paroi et des structures, présentant de fortes amplitudes de plissement et courbures, se développent lorsque $x_W \gtrsim 140$ mm. On peut également noter une expansion de la zone des gaz chauds qui a pour effet d'entraîner une déviation du FF "homogène" (de droite) en aval du poreux ;

(b) que la situation reste proche de celle du cas précédent. Mais, l'échelle spatiale des structures (selon x_W) au niveau du poreux diffère sensiblement. De plus, l'évolution du front homogène reste plus régulière et la zone des gaz chauds semble au contraire se restreindre en aval du poreux.

(c) que la situation évolue avec l'apparition d'une structure au voisinage du poreux de topologie différente de celles observées dans les deux cas précédents ;

(d) qu'une interface secondaire semble se stabiliser au voisinage du poreux et avoir un effet rétroactif sur le positionnement du FF principal en induisant sa déflection dans la direction opposée à la paroi.

(e) que cette précédente situation est à nouveau rencontrée. Néanmoins, des plissements apparaissent sur cette interface secondaire qui vient se positionner à une hauteur de paroi plus faible. Il peut aussi être noté qu'une structure se développe jusqu'à la proximité de la position basse du poreux.

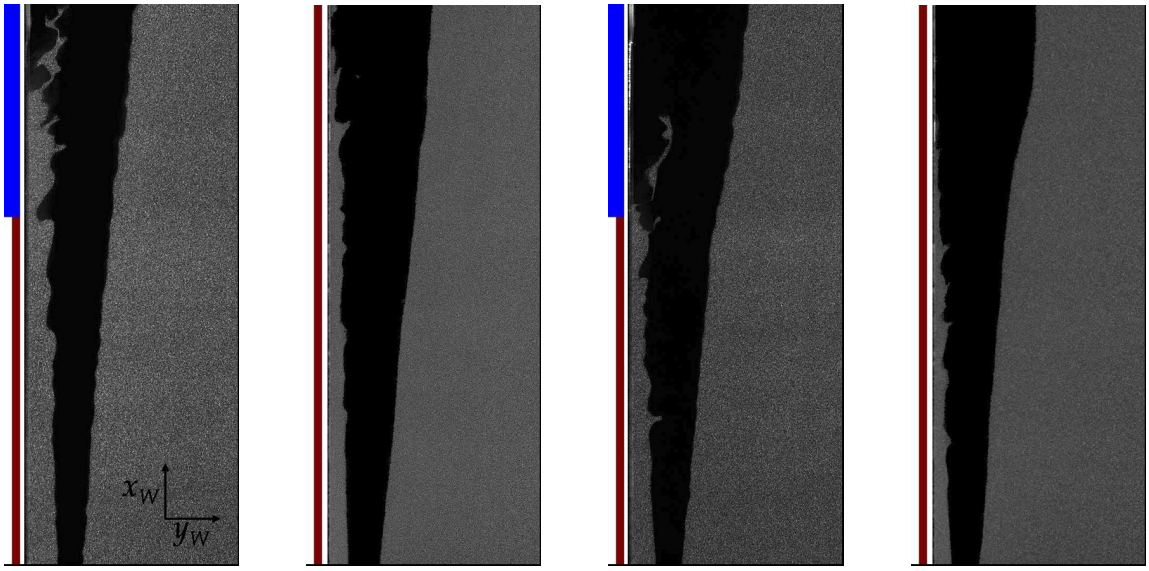
De l'observation attentive de ces tomographies, il est également possible de tirer de nouveaux éléments de cohérence avec les visualisations directes décrites précédemment. L'échelle des plissements des structures selon x_W varient sensiblement, mais restent de l'ordre du centimètre, comme celle observée sur la FIGURE 5.25. Les variations de position (en y_W), liées notamment aux déviations, impliquent une valeur d'épaisseur "apparente". Celle-ci est bien supérieure lorsque $x_W \gtrsim 140$ mm par rapport à la partie basse, ce qui est en accord avec le comportement présenté sur la FIGURE 5.24(c). Une approche statistique permettra de quantifier ces fluctuations de position (cf. 5.4.3).

Il est probable que l'augmentation de l'amplitude des plissements et l'apparition des interfaces secondaires lorsque $x_W \gtrsim 140$ mm, soient liées aux inhomogénéités de richesse. Pour

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

étayer cette explication, et distinguer les effets aérodynamiques, de ceux liés à l'évaporation du combustible, nous avons réalisé la comparaison de la topologie des FF dans deux configurations géométriques identiques, avec et sans dépôt de liquide combustible. Le choix des combustibles réalisé dans l'étude le permet puisque l'évolution de la richesse globale du mélange n-heptane/méthane dans l'air, correspond à celle d'un mélange air/méthane. L'effet aérodynamique existe dans ces deux configurations, alors que celui de l'inhomogénéité de richesse, est induit par l'existence du dépôt de carburant.

En réalité, il est très délicat de réaliser la même étude sur la même configuration avec et sans film à la paroi. En effet, l'écoulement du liquide engendre une modification de la couche limite et des conditions aérodynamiques au bord d'attaque de la paroi (filet de liquide présent sur ce dernier). De ce fait, la comparaison reste essentiellement qualitative et le risque de détériorer le poreux nous a conduit à nous référer, pour le cas sans dépôt de liquide, aux mesures réalisées avec une autre paroi dans une étude précédente [108]. Dans les faits, les géométries présentent donc une différence notable au niveau du bord d'attaque avec la présence du filet de liquide qui provoque une augmentation d'épaisseur de la couche limite. Cependant, les profils des composantes de la vitesse moyenne et des fluctuations restent comparables en fonction de la distance à la paroi (y_W) adimensionnalisée par l'épaisseur de la couche limite δ_{CL} dans le cas non réactif. Cette modification de δ_{CL} implique par conséquent une comparaison qualitative pour différentes distances d entre les deux configurations (avec et sans évaporation) présentées sur la FIGURE 5.27.



(a) $d = 15$ mm avec évaporation

(b) $d = 11$ mm sans évaporation

(c) $d = 13$ mm avec évaporation

(d) $d = 9$ mm sans évaporation

FIGURE 5.27 – Comparaison de tomographies ($x_W \in [10, 220]$ mm et $y_W \in [0, 80]$ mm) obtenues dans les deux configurations d'interaction, avec et sans évaporation de liquide combustible

Les structures visualisées en configuration d'interaction *front de flamme/paroi* sont essentiellement dues aux effets aérodynamiques (FIGURES 5.27(b) et (d)). La comparaison avec les cas (a) et (c) montre que la topologie des fronts observée au niveau de la partie basse de la paroi ($x_W < 140$ mm) est comparable dans les deux configurations, ce qui démontre

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

que l'évaporation du liquide combustible sur le bord d'attaque de la paroi ne modifie pas la chimie du FF principal de façon significative, mais influe surtout sur le développement de la couche limite. L'effet de la variation de richesse est par conséquent limité dans cette zone et la combustion reste de type prémélangée. En revanche, les FIGURES 5.27(a) et (c)) mettent en évidence l'importance de l'évaporation du liquide combustible sur le développement des fronts en partie haute ($x_W \gtrsim 140$ mm) au niveau du poreux. On note à nouveau dans cette zone, la formation d'interfaces secondaires qui présentent une forte instationnarité.

Avant de poursuivre l'analyse phénoménologique, il est nécessaire de préciser que ces tomographies (FIGURE 5.26) montrent des zones où le front homogène (de droite) présente une légère ondulation d'une longueur d'onde de l'ordre du centimètre qui n'a aucun lien avec l'interaction. Cette échelle est cohérente avec celle provoquée par une vibration parasite à une fréquence de Strouhal de 450 Hz du barreau ($\varnothing_{\text{barreau}} = 2$ mm) de stabilisation.

Ces premières analyses ont montré la complexité de l'interaction et la forte diversité des structures, tant sur le plan des échelles impliquées, que de leur topologie, et certainement, des modes de combustion en présence d'inhomogénéité de richesse. Cependant, il reste difficile de comprendre les phénomènes intervenant réellement sans se référer à une analyse des champs de vitesse et de concentration de vapeur. En outre, les évolutions du comportement du FF principal engendrent une modification des caractéristiques de l'écoulement. Cette rétroaction perturbe la couche limite, qui doit être qualifiée à nouveau dans le cas réactif.

5.4.2.3 Analyse locale des champs scalaires en amont du poreux

Pour poursuivre l'analyse phénoménologique de l'interaction et mieux connaître les conditions aérothermochimiques, les champs scalaires (vitesse et concentration) sont étudiés. L'objectif est essentiellement de quantifier l'effet rétroactif du FF principal et de caractériser la couche limite (profils moyens et fluctuations) à proximité de la partie basse du poreux ($x_W =$ 140 mm) en amont de la zone d'influence significative des inhomogénéités de richesse sur l'interaction.

Pour étudier ces champs scalaires, les trois techniques (LIF, LDA et PIV, cf. annexe A) sont appliquées spécifiquement dans le cas $d = 15$ mm et successivement dans une section centrale de l'écoulement incluant la zone locale indiquée sur la FIGURE 5.28. L'emplacement de la mesure par IFC, grâce à laquelle l'ordre de grandeur du temps de rupture du film a été obtenu (TABLEAU 5.1), est également situé dans cette zone.

Concernant les mesures de LIF, certains points limitatifs sont à conserver en mémoire pour l'analyse.

i) L'intensité du signal de fluorescence (S_f) est sensible aux gradients thermiques (cf. annexe A.3.2). Ceci, couplé au bruit de mesure, rend difficile la sélection d'un critère objectif pour estimer l'épaisseur de la couche limite massique à partir des mesures de LIF.

ii) Il a été montré que la présence d'échanges thermiques importants entre le film et la paroi mène à la rupture du film, et par conséquent, à une perturbation du S_f. L'influence de ce deuxième point va être évaluée après l'analyse des visualisations.

Les images de fluorescence obtenues permettent d'abord d'apprécier la distribution spatiale des vapeurs. La FIGURE 5.29 présente S_f corrigé (cf. annexe A.3.2) sur une zone de 15 x 30 mm^2, centrée sur $x_W = 120$ mm. Elle montre que la structure de l'écoulement et les

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

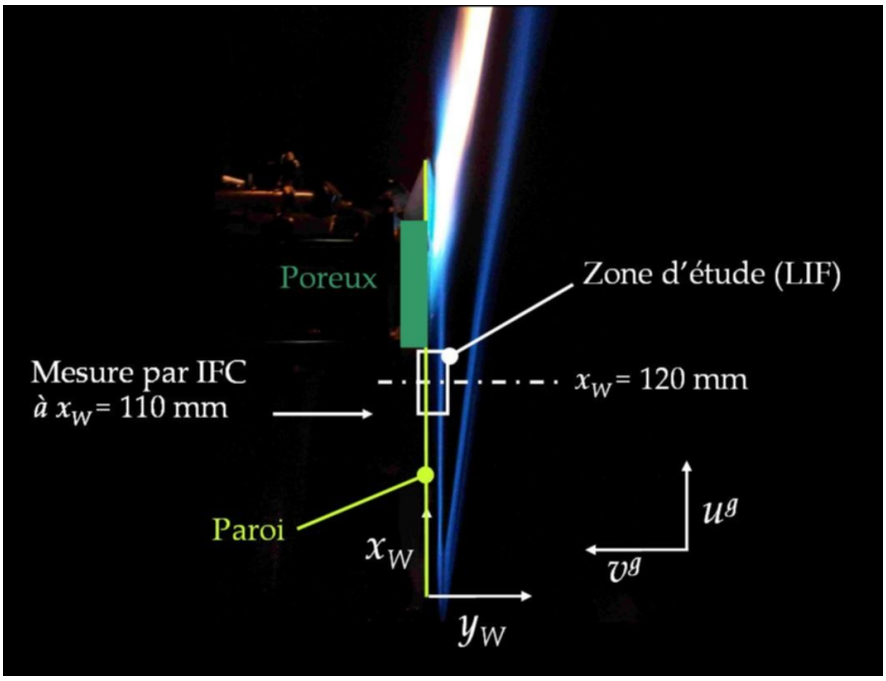
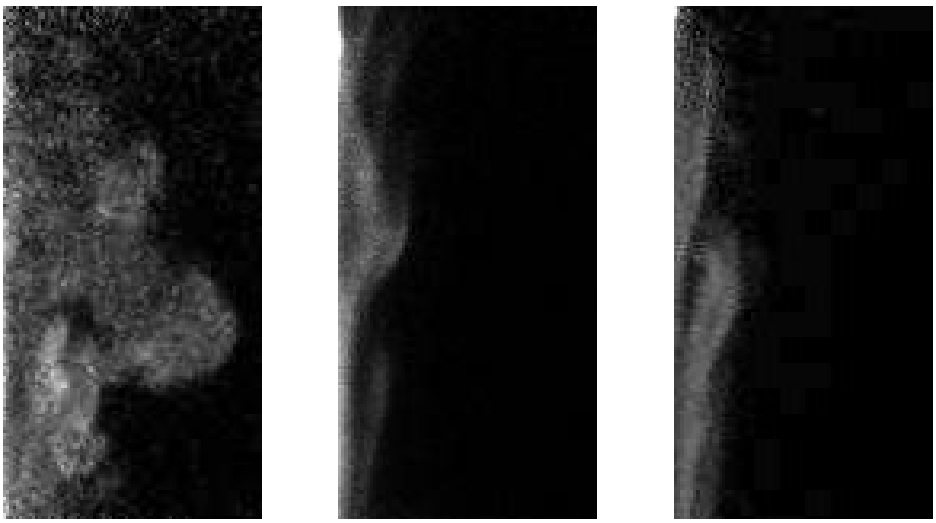


FIGURE 5.28 – Positionnement de la zone d'étude par LIF et de la hauteur (x_W ou station) considérée pour les mesures de LDA et PIV

zones inhomogènes en concentration sont bien différentes lors de l'interaction en comparaison au cas non réactif (a). En effet, les vapeurs semblent transportées à une distance de la paroi moins importante et les structures de mélange sont différentes en présence de la flamme (b, c). On peut noter que l'échelle de ces structures est de l'ordre du centimètre, ce qui est probablement à relier avec celle des plissements observée (selon x_W) lors de l'analyse des tomographies.



(a) sans FF (b) $d = 15$ mm (c) $d = 13$ mm

FIGURE 5.29 – Images (15 x 30 mm^2) corrigées de fluorescence centrées sur $x_W = 120$ mm

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

La connaissance des profils moyens et des fluctuations peut apporter des éléments complémentaires à cette première analyse des visualisations instantanées.

Mais avant toute exploitation de données du cas considéré ($d = 15$ mm), il est nécessaire d'évaluer l'influence du changement de topologie du film liquide sur l'analyse statistique des données de S_f. Pour ce faire, plusieurs mesures de LIF ont été réalisées dans différents cas et une approche statistique a été menée en moyennant une série de 300 images (pour des questions de représentativité statistique) de fluorescence acquises à une fréquence de 5 Hz. Étant de l'ordre de grandeur du temps de rupture (60 secondes dans le cas $d = 15$ mm), le temps total d'acquisition peut par conséquent intégrer des résultats où une modification de topologie de film est intervenue. Pour vérifier l'importance de ce phénomène sur les mesures, la FIGURE 5.30 présente des profils moyens $\overline{S}_f$ pour trois différents cas :

(a) en présence d'un film de faible épaisseur et sans rupture (cas non réactif de référence) ;

(b) en présence de rupture de film et dans un cas réactif où $d = 20$ mm. Une diminution de S_f a été identifiée en proche paroi lors de l'analyse des images instantanées, ce qui est supposé lié à un assèchement dans le plan de mesure. Ce "défaut de vapeur" se traduit par une diminution de $\overline{S}_f$ au voisinage de la paroi ;

(c) en présence de rupture de film et dans un cas réactif où $d = 13$ mm. Une forte augmentation de S_f a été identifiée en proche paroi lors de l'analyse des images, ce qui est supposé lié à la formation d'un filet de liquide (qui contient le dopant) de dimension variable, bien plus épais que le film dans le plan de mesure. Cette situation provoque une forte augmentation du $\overline{S}_f$ au voisinage de la paroi.

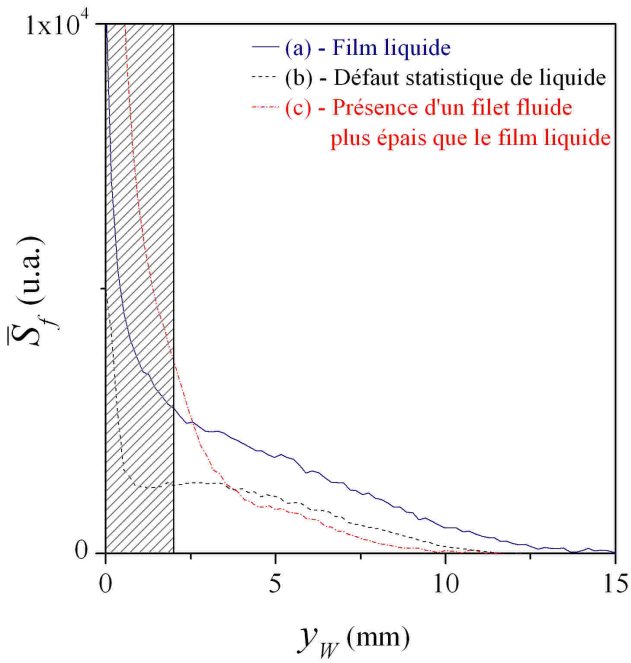


FIGURE 5.30 – $\overline{S}_f$ en fonction de y_W, à $x_W = 120$ mm, sans FF (a) et avec $d = 20$ mm (b), $d = 13$ mm (c)

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Ces résultats montrent l'existence d'une influence de l'évolution de la nature du film liquide sur les profils de S_f mesurés en proche paroi, jusqu'à une distance d'environ $y_W \approx 2$ mm, qui peut provoquer, soit une augmentation du $\overline{S}_f$ (filet de liquide), soit une diminution (assèchement). Cette zone de forte influence (hachurée sur la FIGURE 5.30) semble limitée dans l'espace, probablement parce que des vapeurs sont transportées depuis le bord d'attaque de la paroi, où le taux d'évaporation au niveau du filet de liquide est très important. Cette observation montre bien que les caractéristiques de l'évaporation évoluent avec la topologie du film lorsque $x_W < 140$ mm (partie amont du poreux). Cependant, les variations de concentration, au-delà de $y_W \approx 2$ mm, semblent moins affectées et la modification de topologie du film aurait donc un impact limité sur le FF dans cette zone, ce qui jouerait en faveur de l'hypothèse formulée lors de l'élaboration du protocole expérimental (cf. section 5.4.1.2).

Après avoir évalué l'influence de la modification de topologie du film, l'analyse de l'état d'interaction ($d = 15$ mm) peut être poursuivie à l'aide des champs salaires. Pour commencer, les profils moyens de S_f adimensionnalisé ($\overline{\Pi}_{S_f}$) et des fluctuations rms associées dans les cas réactif et non réactif sont présentés sur la FIGURE 5.31, avant d'ajouter ceux de vitesse. La position moyenne du FF à cette hauteur de paroi, issue d'une approche statistique (cf. section 5.4.3), est renseignée par une ligne verticale ($\overline{d}' = 9{,}6$ mm). Les courbes de résultats montrent que :

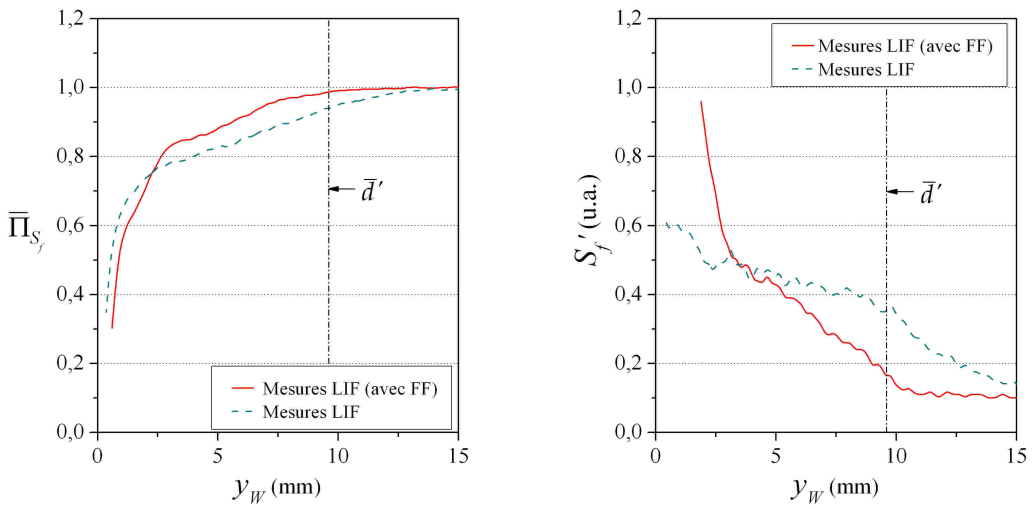
(a) les profils adimensionnalisés sont différents dans les deux cas. Tout d'abord, l'épaisseur moyenne de la couche limite massique semble diminuer en présence du FF, ce qui est cohérent avec les précédentes données de la FIGURE 5.30. Cette tendance peut s'expliquer par la rétroaction du FF sur le développement de la couche limite. Il reste toutefois difficile de quantifier précisément cette épaisseur du fait du bruit de mesure et du biais induit par les gradients thermiques au voisinage du FF (cf. point limitatif ii). Ensuite, la concentration moyenne augmente ($\overline{\Pi}_{S_f}$ diminue) globalement lorsque y_W décroît dans les deux cas ;

(b) les fluctuations de concentration augmentent lorsque la distance à la paroi diminue dans les deux cas. On peut noter les fortes fluctuations temporelles de richesse dans une zone où $y_W < 5$ mm, dans les cas avec et sans FF. Une première différence intervient au voisinage de la paroi lorsque $y_W < 2$ mm, ce qui a probablement un lien avec une évolution de topologie du film dans le cas réactif. La seconde concerne le niveau des fluctuations qui diminue de manière significative dans l'intervalle $y_W \in [5; 10]$ mm à proximité de la position moyenne du FF principal.

En considérant à présent les mesures données par LDA et PIV, la FIGURE 5.32 va permettre de comparer les profils adimensionnalisés des moyennes temporelles de la composante axiale de vitesse avec ceux du signal de fluorescence à une hauteur de paroi de $x_W = 120$ mm ainsi que les profils des fluctuations. La démarche qui a permis d'aboutir à ce résultat reste similaire à celle utilisée précédemment dans la configuration quasi-isotherme (cf. chapitre 4).

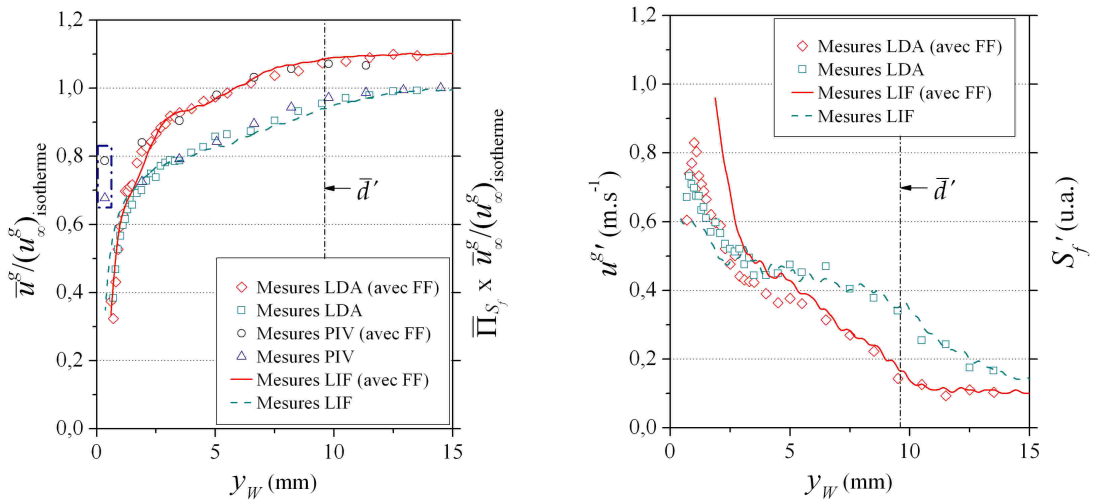
Avant de procéder à cette comparaison, quelques précisions relatives aux mesures de vitesse sont nécessaires. Tout d'abord, les mesures par LDA et PIV sont proches pour $y_W > 2$ mm (FIGURE 5.32(a)). Ce résultat va nous être utile ultérieurement (cf. section 5.4.4). Comme celles de concentration, les courbes de résultats montrent une modification des caractéristiques aérodynamiques en présence de la flamme. La FIGURE 5.32(a) montre une augmentation de vitesse $\overline{u}^g_\infty/(u^g_\infty)_{\text{isotherme}}$ qui tend vers 1,1 lors d'un éloignement de la paroi en présence du FF. Ainsi, pour réaliser la comparaison, $\overline{\Pi}_{S_f}$ sera multiplié par cette valeur

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés



(a) Profils moyens (b) Profils des fluctuations rms

FIGURE 5.31 – Profils de $\overline{S}_f$ adimensionnalisé $\overline{\Pi}_{S_f} = \frac{\overline{S}_f - \overline{S}_f(y_W \approx 0)}{\overline{S}_f(\infty) - \overline{S}_f(y_W \approx 0)}$ (a) et fluctuations rms associées (b), à $x_W = 120$ mm, dans les cas réactif (avec FF, $d = 15$ mm) et non réactif



(a) Profils moyens (b) Profils des fluctuations rms

FIGURE 5.32 – Profils des grandeurs moyennes adimensionnalisées à $x_W = 120$ mm (vitesses axiales $\overline{u}^g/(\overline{u}^g_\infty)_{\text{isotherme}}$ et signal de fluorescence $\overline{\Pi}_{S_f}$) (a) et fluctuations rms associées (b) dans les cas réactif (avec FF, $d = 15$ mm) et non réactif

dans le cas réactif. La FIGURE 5.32(b) montre que le niveau des fluctuations aérodynamiques diminue également de manière significative dans l'intervalle $y_W \in [5; 10]$ mm à proximité de la position moyenne du FF principal, mais la nature de l'écoulement reste globalement

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

turbulente lors de l'interaction. Cette décroissance peut s'expliquer par une augmentation de la viscosité, induite par celle de la température, qui tend à relaminariser l'écoulement. La diminution locale de $Re^g_{x_W}$ peut constituer une piste d'explication. En outre, compte tenu de la position du FF, le faible niveau des fluctuations conforte l'hypothèse d'un régime de flammelettes à cette hauteur de paroi.

Concernant la comparaison entre les mesures de vitesse et de LIF (à $x_W = 120$ mm et pour le cas $d = 15$ mm), les résultats tracés sur la FIGURE 5.32(a) montrent une bonne correspondance entre les profils. Comme dans le cas non réactif, cette analogie confirmerait le fait que la vitesse d'évaporation est faible, puisqu'une même loi de paroi permet a priori de décrire les couches limites. La FIGURE 5.32(b) montre également des profils comparables. On retrouve la différence évoquée au voisinage de la paroi, ce qui est probablement lié à une évolution de topologie du film dans le cas réactif lorsque $y_W < 2$ mm.

Grâce à l'analogie des profils et aux mesures de vitesse jugées plus fiables que celles de LIF, il est possible d'estimer une épaisseur de couche limite (aérodynamique et massique) dans ce cas réactif. δ_{CL} est évaluée en identifiant la distance à la paroi pour laquelle $\overline{u}^g(\delta_{CL}) = 99\%$ $\overline{u}^g_\infty$. L'application de cette démarche donne une valeur de 11,5 mm, qui est inférieure à celle obtenue dans le cas non réactif (12,5 mm), et serait cohérent avec l'influence de la rétroaction du FF sur la couche limite. D'après cette estimation et dans les conditions retenues, le FF principal se situerait en moyenne dans la couche limite à cette hauteur de paroi.

Ce résultat vient conforter l'influence de la couche limite turbulente sur le FF qui provoque des plissements dans la partie basse ($x_W < 140$ mm), comme visualisés sur les tomographies. De plus, la comparaison qualitative avec l'interaction *front de flamme/paroi* a suggéré la prédominance des effets aérodynamiques devant celui de variation de richesse, alors que le cas contraire se produirait au voisinage du poreux ($x_W \gtrsim 140$ mm). Les mesures de LIF obtenues seraient conformes à cette analyse qualitative, si les valeurs moyennes du S_f et ses fluctuations correspondent à une faible évolution de richesse Φ_G au niveau du FF ($\overline{d}' =$ 9,6 mm à $x_W = 120$ mm). Les résultats ont montré que les forts signaux de fluorescence et les fluctuations importantes se situent à des distances de paroi plus faibles ($y_W < 5$ mm). Ces résultats pourraient expliquer que l'influence des inhomogénéités de richesse intervient sur la combustion essentiellement en aval de l'écoulement de gaz frais, au voisinage du poreux, lorsque le FF évolue dans la couche limite qui a poursuivi son développement (son épaisseur a augmenté). Des mesures quantitatives de concentration permettraient de confirmer (ou d'infirmer) ce scénario.

En conclusion, l'étude des champs scalaires a montré que les caractéristiques de la couche limite sont modifiées en présence de l'écoulement réactif. Une analogie des profils a été montrée expérimentalement, ce qui a notamment permis d'estimer l'épaisseur de couche limite (aérodynamique et massique) et de situer le FF principal, dans le cas $d = 15$ mm, au sein des inhomogénéités de richesse et de vitesse. Dans cette zone amont du poreux, l'influence de la variation de richesse sur le FF est supposée limitée devant celle de l'aérodynamique qui serait essentiellement responsable de l'apparition des plissements.

L'analyse phénoménologique de l'interaction à partir des visualisations directes, des tomographies et des champs scalaires a révélé plusieurs informations sur sa topologie spécifique par rapport à l'interaction *front de flamme/paroi*, notamment au voisinage du poreux : le développement de structures fortement plissées et l'apparition d'interfaces secondaires. Grâce aux premiers éléments de compréhension obtenus, il est possible de préciser les modes de

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

combustion rencontrés dans cette interaction.

5.4.2.4 Les modes de combustion susceptibles d'intervenir et les scénarii de l'interaction

D'après les premières analyses phénoménologiques réalisées, la topologie de l'interaction peut résulter du développement de différents modes de combustion successifs ou simultanés.

FH : Un FF Homogène (de droite), qui se propage dans une zone où l'écoulement présente des caractéristiques de vitesse et de richesse initialement homogènes dans les gaz frais.

FD : Une Flamme de Diffusion à proximité de l'émission jaune, caractéristique des suies à haute température. Les suies se forment nécessairement dans une zone riche en combustible, alimentée dans notre cas par l'évaporation du liquide sur la partie haute de la paroi. La possibilité d'une FD est par conséquent envisageable et dépend de l'intensité des transferts thermiques menant à l'évaporation du combustible. D'un point de vue géométrique, cette FD se rapprocherait du problème d'Emmons [114], relatif à la combustion d'un combustible en évaporation au dessus d'une plaque plane horizontale, soumise à un écoulement oxydant parallèle à sa surface [115]. Cette hypothèse est importante à considérer, car Zhao et al. [4] affirment que le film liquide restant sur les surfaces de la chambre de combustion, après allumage provoque une flamme de diffusion responsable d'émissions polluantes. De même, les travaux numériques de Desoutter [5] ont montré la formation d'une flamme de diffusion. Cette configuration où flammes de prémélange et de diffusion co-existeraient serait donc compatible avec les prédictions numériques.

CPP : Une alternative relevant de la Combustion Partiellement Prémélangée est également envisageable au niveau des structures fortement plissées et des interfaces secondaires observées au voisinage du poreux lors de l'analyse des tomographies (lorsque $x_W \gtrsim$ 140 mm), dans une zone qui assurerait la transition entre la flamme de prémélange et celle de diffusion. Le caractère instationnaire et tridimensionnel de l'écoulement réactif reste important et la richesse du mélange ne peut qu'augmenter au niveau du poreux qui s'évapore continuellement.

FP : Un Front Principal quasi-parallèle à la paroi qui interagit avec le système *paroi/liquide*. Nous avons vu, lors de la comparaison qualitative avec et sans présence d'évaporation, que lorsque $x_W < 140$ mm, ce front reste plutôt de type prémélangé. Néanmoins, à partir d'une certaine hauteur x_W, un front localement stratifié, qui est un cas particulier de la CPP, peut être envisagé. En effet, d'après la caractérisation de la couche limite, les fluctuations de vitesse et de concentration existent, mais restent faibles à $x_W = 120$ mm lorsque $y_W > 5$ mm. Il apparaît donc raisonnable de considérer que la combustion reste toujours dans le domaine des flammelettes se propageant dans un milieu localement stratifié. Le front subirait alors des déformations géométriques provoquées par un effet combiné des zones inhomogènes en richesse et en vitesse. Sur ce dernier point, il est important de noter que l'échelle intégrale $L^{(t)}$ au sein de la couche limite obtenue avec le dispositif expérimental dans le cas réactif est inconnue. Il est donc impossible d'estimer les temps caractéristiques de la turbulence qui jouent à la fois sur l'écoulement réactif et sur le temps de mélange des vapeurs d'heptane avec le prémélange initial air/méthane. Leur connaissance nous aurait permis de tirer de nouveaux éléments de compréhension, notamment par la comparaison des temps caractéristiques des phénomènes.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Les informations recueillies jusqu'à présent ne permettent pas de comprendre les mécanismes physiques en lien avec la FD et la CPP.

Pour expliquer la façon dont la FD peut s'initier, lors d'une forte évaporation au niveau du poreux, il peut exister une frontière entre une zone contenant des vapeurs combustibles (riche), et une seconde, contenant des gaz brûlés issus de la réaction du FF principal, avec de l'oxygène toujours présent (pauvre). Les caractéristiques spatiales de l'interaction, et plus particulièrement la position des gaz à haute température, influencent les transferts thermiques et l'évaporation du combustible. Cette FD a certainement un lien avec le taux d'évaporation qui doit évoluer pour les différentes distances d. Pour le vérifier, une analyse statistique des tomographies devrait permettre de préciser les positions caractéristiques de l'interaction et d'expliquer l'augmentation de la taille d'observation des suies mise en évidence sur les visualisations directes.

Concernant la CPP, la première difficulté relève de sa localisation, car elle évolue dans une zone fortement instationnaire. De plus, les premières analyses ont montré la forte diversité des structures, tant sur le plan des échelles impliquées, que de leur topologie (Figure 5.26). Il est néanmoins possible de distinguer trois types de topologie différents pour une hauteur donnée au voisinage du poreux, ce qui nous amène à proposer 3 scénarii d'interaction :

Cas (a) qui correspondrait au FP qui reste globalement frontal au système *paroi/liquide*, illustré par la tomographie 5.26(b) ;

Cas (b) qui considérerait une structure se développant jusqu'au voisinage du poreux (Figure 5.26(c)) malgré une richesse a priori importante ;

Cas (c) qui correspondrait à l'existence d'une interface secondaire le long de la paroi (Figure 5.26(e)) qui semble avoir un fort effet rétroactif sur le positionnement du FF principal.

La probabilité de rencontre de ces cas évolue en fonction de la hauteur de paroi. Par exemple, la probabilité de se trouver dans le cas (a) est plus importante sur la partie basse de la paroi. Pour préciser ces schémas d'interaction différents, il est également nécessaire de déterminer un critère spatial représentatif de l'interaction. Après cette étape, une analyse de l'aérodynamique de l'écoulement permettra de mieux comprendre les différentes configurations et leurs conséquences sur l'interaction.

L'analyse statistique a donc pour objectif de préciser les caractéristiques spatiales de l'interaction pour apporter des éléments de réponse aux scénarii et d'intégrer l'ensemble des comportements observés.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

5.4.3 Description statistique de l'interaction

Cette approche statistique, réalisée à partir des tomographies encens qui ont montré une forte instationnarité dans certaines zones, a essentiellement pour objectif de décrire la dispersion des positions des lignes d'interface gaz frais/gaz brûlés (ou chauds). Les positions obtenues vont apporter des informations quantitatives sur les caractéristiques spatiales de l'interaction et sur l'évolution des comportements pour les différentes distances entre le barreau accroche-flamme et la paroi. Pour que cette étude statistique soit fiable, la modification de topologie du film doit conserver une faible influence sur ces positions et nécessitera une vérification préalable.

La démarche générale a consisté à générer une image moyenne à partir des tomographies dans chacun des cas sélectionnés (d = 20, 17, 15 et 13 mm). Pour des questions de représentativité, il a été décidé de mettre en place cette approche sur la totalité des 400 images acquises. L'analyse directe des images moyennes (en niveau de gris) étant délicate, des iso-contours ont été extraits. La valeur 0 correspond aux gaz brûlés (ou chauds) et 1 aux gaz frais. La position des lignes d'interface proches de la position moyenne du front dans le cas d'un front prémélangé classique (0,5), est accentuée sur les graphiques.

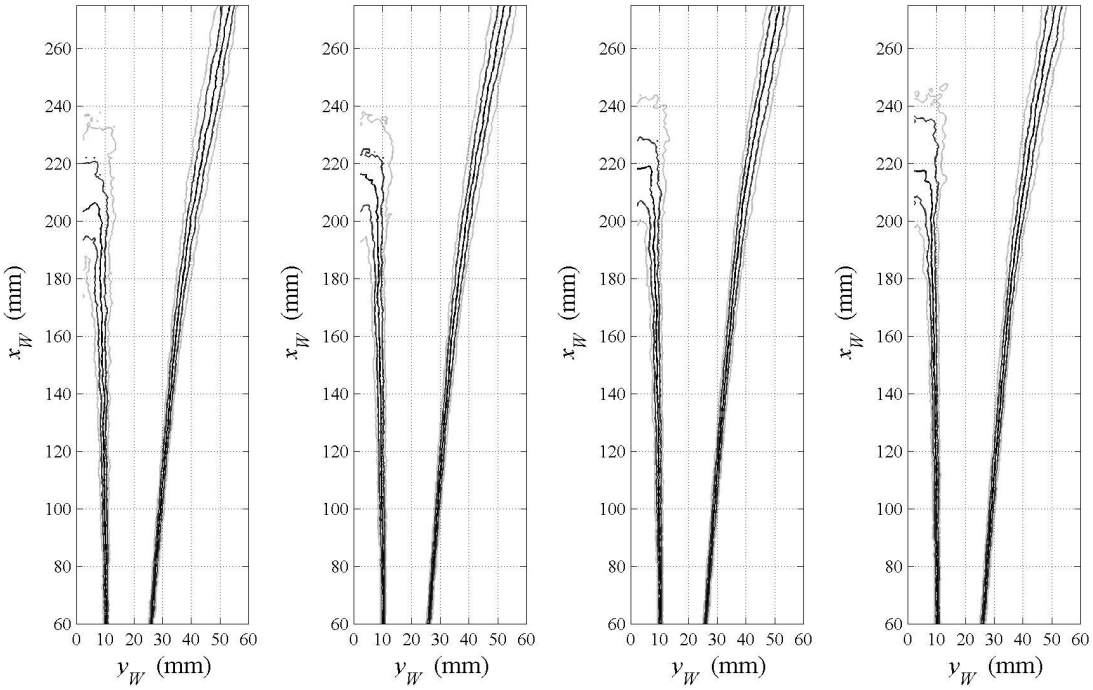
Avant de poursuivre l'étude de l'interaction, ce procédé a permis de tester la répétabilité de la procédure expérimentale, et surtout, de vérifier la sensibilité de l'interaction à une modification de topologie du film (cf. section 5.4.1.2). L'effet de l'évolution des conditions d'évaporation et aérodynamiques peut être testé en évaluant la variation de la position des lignes d'interface. Si la dérive temporelle induite sur l'interaction reste modérée, cet effet indésirable pourra être négligé.

Pour vérifier cet effet sur l'interaction, une moyenne glissante sur 100 images a été réalisée en fonction du temps. Dans le cas d = 15 mm, l'ordre de grandeur du temps de rupture du film est de l'ordre de 1 minute (déterminé par IFC) et les images sont acquises à une fréquence de 5 Hz. Une minute correspond donc à 300 images. La Figure 5.33 montre les iso-contours (10%, 25%, **50%**, 75% 90%) des images moyennées sur une gamme de 100 images, soit une gamme temporelle de 20 secondes sur la totalité des 80 secondes d'acquisition. Pour mieux juger de l'évolution, quelques paramètres relatifs aux lignes d'interface au voisinage de la paroi ont été retenus et sont synthétisés dans le Tableau 5.2. Parmi eux, une épaisseur apparente δ_T permet de mesurer une dispersion de positions des lignes d'interface selon une direction et en fonction des iso-contours considérés. Pour donner un exemple, $\delta_T(80\%, y_W)$ mesure l'épaisseur selon la direction y_W entre l'iso-contour 10% et 90%. Les iso-contours considérés par cette grandeur peuvent évoluer, car il est parfois difficile de réaliser une mesure.

Tableau 5.2 – Évolution de paramètres décrivant la position des lignes d'interface de la Figure 5.33 au cours du temps et pour d = 15 mm

Paramètre	Unité	(a)	(b)	(c)	(d)
Angle du FP pour $x_W \in [60; 140]$ mm	°	0,5	0,6	0,7	0,6
$\delta_T(80\%, y_W)$ du FP à $x_W = 140$ mm	mm	4,4	4,2	3,5	3,3
Hauteur (x_W) de $\vec{d}'$ quand $y_W \to 0$	mm	205	215	218	217
$\delta_T(50\%, x_W)$ quand $y_W \to 0$	mm	25	18	21	27

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés



(a) 0 à 100 (b) 101 à 200 (c) 201 à 300 (d) 301 à 400

FIGURE 5.33 – Visualisation de l'évolution des contours de la probabilité de présence des lignes d'interface gaz frais/gaz chauds au cours d'une acquisition pour le cas $d = 15$ mm

L'angle du FP évolue très peu au cours du temps, mais son épaisseur apparente diminue légèrement à $x_W = 140$ mm. La zone de fluctuations axiales de position, quand $y_W \to 0$, reste de l'ordre de 20 mm dans les quatre cas. Il existe néanmoins une variation non négligeable de la hauteur (x_W) de la ligne d'interface moyenne $\overline{d}'$ quand $y_W \to 0$. En effet, entre les deux premiers cas (a, b), elle augmente de 10 mm. Ces résultats, spécifiques au cas $d = 15$ mm, montrent que les lignes d'interface présentent une légère dérive dans le sens des x_W croissants qui est probablement liée à celle des conditions aérodynamiques et d'évaporation (cf. section 5.4.1.2). Cependant, la rupture du film liquide influence l'interaction de manière limitée et va essentiellement entraîner, lors de l'application de l'approche statistique sur l'ensemble de la série d'images, une surestimation des fluctuations de position axiale dans la zone instationnaire au voisinage du poreux.

Cette forte instationnarité rend délicate la localisation d'une position représentative des évolutions de modes de combustion. L'examen du comportement moyen devrait permettre de sélectionner un critère plus représentatif que la hauteur ($x_W = 140$ mm), correspondant à la position basse du poreux, qui a été utilisée pour distinguer deux zones lors de l'analyse des visualisations directes et des tomographies. La position des lignes d'interface moyenne (0,5) est tracée pour différentes distances d sur la FIGURE 5.34.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

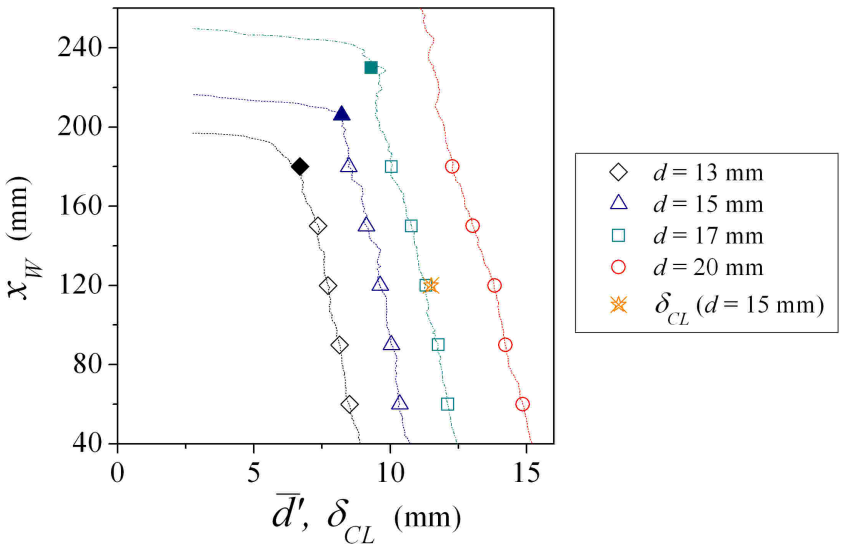


FIGURE 5.34 – Comparaison des échelles caractéristiques de l'interaction

Les courbes de résultats montrent une modification significative de la topologie de l'interaction. Un point a été positionné au niveau de la hauteur $x_W^{\mathrm{i}}(d)$ marquant une déflection importante des lignes d'interface moyenne. Globalement, et en lien avec les précédentes analyses des visualisations, on retrouve bien :

- lorsque $d \gtrsim 20$ mm, un cas où il n'existe pas de point correspondant à x_W^{i} sur l'ensemble de la hauteur de la paroi. Les visualisations directes de l'interaction (FIGURE 5.23) ont montré que peu de suies peuvent être observées dans cette configuration. Le cas $d = 20$ mm se situerait donc à proximité de la limite entre les interactions lointaine et proche ;
- dans une configuration d'interaction proche, la possibilité de situer un point à la hauteur x_W^{i} au voisinage du poreux. La coordonnée selon y_W de ce point évolue dans le même sens que d, ce qui indiquerait que les conditions aérothermochimiques évoluent avec la proximité du FP et modifient en retour l'interaction. De même, la hauteur $x_W^{\mathrm{i}}(d)$ diminue lorsque le FP se rapproche de la paroi, ce qui serait cohérent avec la modification de comportement observée sur les visualisations directes. En effet, la position basse d'observation de l'émission des suies a également tendance à se décaler en amont de l'écoulement de gaz frais. x_W^{i} semble donc être liée à un mécanisme physique et être caractéristique d'un état d'interaction.

Un point correspondant à l'estimation de l'épaisseur de couche limite, dans le cas $d = 15$ mm, est également indiqué sur la FIGURE 5.34. D'après les données expérimentales, dès la hauteur $x_W = 120$ mm, la position moyenne de la ligne d'interface se situe au sein de la couche limite. Or, la modification significative de la topologie intervient bien en aval de cette position. Ce résultat, particulier au cas $d = 15$ mm, montre que la topologie est peu affectée lorsque $x_W \in [120; x_W^{\mathrm{i}}]$ mm, où les effets aérodynamiques seraient prépondérants. Au-delà, conformément aux analyses des tomographies qui ont montré l'importance de l'évaporation sur la partie haute de la paroi au voisinage du poreux, la forte évolution de topologie serait

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

essentiellement provoquée par les inhomogénéités de richesse.

Il est difficile d'associer cette hauteur $x_W^{\mathrm{i}}(d)$ à un mécanisme physique, car elle se situe au voisinage de la zone fortement instationnaire où se produirait la CPP. Pour tenir compte des fluctuations de position des lignes d'interface, la FIGURE 5.35 montre les iso-contours (1%, 10%, 25%, **50%**, 75% 90% 99%), l'emplacement du poreux, indiqué par un rectangle hachuré, et le point à la hauteur $x_W^{\mathrm{i}}(d)$. Ce comportement caractérisé statistiquement n'est bien évidemment pas représentatif de la singularité des structures instationnaires observées sur les tomographies. Cette représentation a en revanche le mérite de décrire la zone de dispersion des positions pour une distance de paroi fixée et de montrer son évolution lorsque cette distance diminue.

TABLEAU 5.3 – Évolution de paramètres décrivant la position des lignes d'interface de la FIGURE 5.35 pour différentes distances $d = 20$ (a), 17 (b), 15 (c) et 13 mm (d)

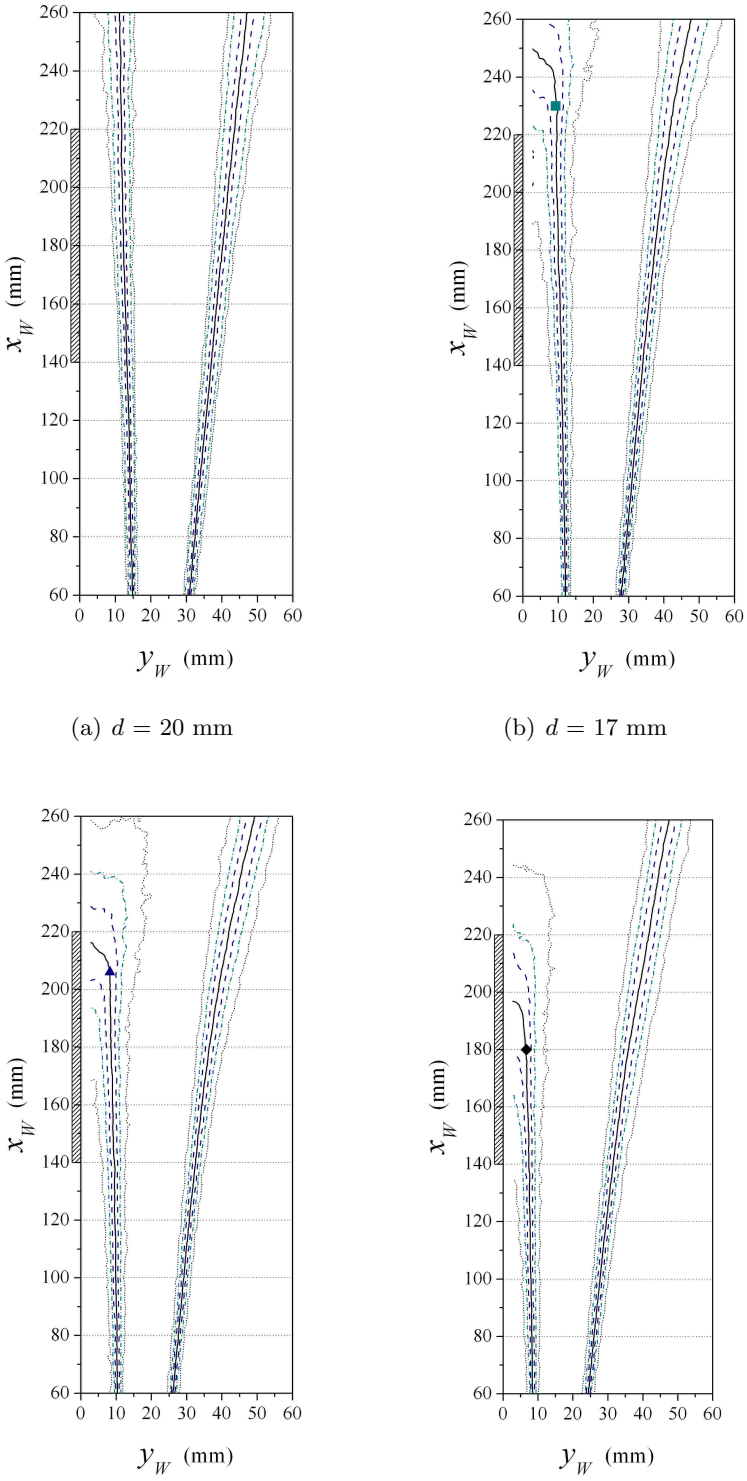
Paramètre	Unité	(a)	(b)	(c)	(d)
Angle du FP pour $x_W \in [60; 140]$ mm	°	1,2	0,9	0,6	0,8
Angle du FH pour $x_W \in [60; 140]$ mm	°	4,4	4,4	4,7	5,1
Angle du FH pour $x_W \in [x_W^{\mathrm{i}}; 260]$ mm	°		9,4	9,8	8,3
$\delta_T(80\%, y_W)$ du FP à $x_W = 140$ mm	mm	3,2	3,0	3,6	3,5
Hauteur (x_W) de $\overline{d}'$ quand $y_W \to 0$ mm	mm		250	216	197
$\delta_T(50\%, x_W)$ quand $y_W \to 0$ mm	mm		26	26	34

Quand $x_W^{\mathrm{i}}(d)$ existe, deux zones, qui dépendent de d, peuvent être particulièrement distinguées. Dans la première, les fluctuations de position sont limitées, et dans la deuxième, elles deviennent importantes, ce qui traduit un comportement plus instable, où la forte diversité de comportements et de structures dans l'espace a été observée. Quelques paramètres relatifs à la position des lignes d'interface sont présentés dans le TABLEAU 5.3 afin de comparer les évolutions en fonction de d et quantifier les niveaux de fluctuations dans ces deux zones.

1/ L'angle et l'épaisseur apparente du FP restent proches respectivement de 1° et de 3 mm. Concernant le FH, son angle a tendance à augmenter lorsque d diminue dans la zone basse. Ceci pourrait être le résultat d'une expansion de la zone des gaz brûlés induite par une augmentation de leur température sous l'influence d'une évolution de richesse au niveau du FP lorsque celui-ci se rapproche de la paroi.

2/ Quand $y_W \to 0$, la hauteur (x_W) de $\overline{d}'$ évolue dans le même sens que d (comme x_W^{i}). Compte tenu de l'erreur liée à la dérive des conditions aérodynamiques et d'évaporation (TABLEAU 5.2), la variation de $\delta_T(50\%, x_W)$ ne peut pas être qualifiée de significative. La surface du poreux, incluse dans la zone des fluctuations de position des lignes d'interface gaz frais/gaz chauds, augmente lorsque d diminue. Ainsi, les gaz chauds, responsables de forts transferts thermiques, se rapprochent plus souvent d'une surface d'évaporation supérieure, ce qui conduirait à une augmentation du taux d'évaporation et pourrait expliquer l'expansion (selon x_W) de la zone d'observation des suies présentée sur les visualisations directes lorsque d diminue (FIGURE 5.23).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés



(a) $d = 20$ mm

(b) $d = 17$ mm

(c) $d = 15$ mm

(d) $d = 13$ mm

FIGURE 5.35 – Contours des probabilités de présence des lignes d'interface gaz frais/gaz chauds en fonction de d

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Toujours concernant cette seconde zone, plusieurs données permettent de présenter deux points particuliers. Comme évoqué dans les scénarii, il est probable que les interfaces secondaires aient un effet rétroactif sur le positionnement du FP en induisant sa déflection dans la direction opposée à la paroi. Il apparaît donc possible d'évaluer la probabilité d'apparition de ce phénomène en déterminant l'iso-contour pour lequel la déviation dans la direction opposée à la paroi devient nulle. Pour $d = 17$, 15 et 13 mm, elles sont respectivement de l'ordre de 25%, 25% et 10%.

Le deuxième point concerne la position du FH, car celui-ci peut apporter des informations sur le côté interagissant. Il présente une déviation supérieure sur la partie haute en comparaison à celle basse dont l'angle est d'environ 5° par rapport à la verticale. Au-delà de $x_W^{\mathrm{i}}(d)$, son angle devient 9,4° pour $d = 17$, 9,8° pour $d = 15$ mm et 8,3° pour $d = 13$ mm (Tableau 5.3). Dans le dernier cas, une déviation en moyenne plus faible du FH pourrait être liée à celle également réduite du FP en direction opposée à la paroi. Cette observation serait en accord avec la probabilité d'apparition de l'effet rétroactif sur le FP, évaluée plus haut, qui est plus faible pour ce cas $d = 13$ mm.

Pour conclure, conformément à l'analyse phénoménologique de l'interaction, qui a dévoilé quelques comportements particuliers, l'approche statistique a permis de mieux la localiser dans l'espace et d'identifier des points caractéristiques des états d'interaction proche au voisinage d'une zone qui assurerait la transition entre le FP et la FD. Une étude détaillée des conditions aérodynamiques dans les gaz frais dans cette zone instationnaire, c'est-à-dire à proximité de $x_W^{\mathrm{i}}(d)$, devrait permettre de mieux comprendre les phénomènes impliqués dans les trois scénarii d'interaction proposés préalablement à l'analyse statistique.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

5.4.4 Analyse du champ aérodynamique dans la zone instationnaire de l'interaction

L'analyse des champs de vitesse au voisinage de la position caractéristique des états d'interaction proche (x_W^{i}), et dans les 3 cas identifiés à partir des visualisations (cf. section 5.4.2.4), est maintenant nécessaire pour mieux comprendre le mécanisme d'interaction et apporter des éléments de réponse aux scénarii proposés. Ils interviennent dans la zone indiquée par un rectangle en pointillés au voisinage du poreux sur la FIGURE 5.36, qui présente un zoom de la FIGURE 5.28, relative au cas $d = 15$ mm.

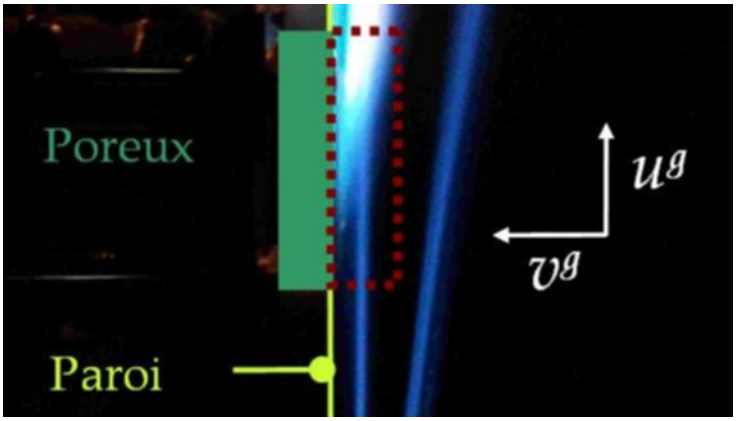


FIGURE 5.36 – Zoom de la FIGURE 5.28

Du fait de ses avantages (obtention de champs "instantanés"), la Vélocimétrie par Images de Particules a été utilisée pour analyser cette zone d'interaction fortement instationnaire. Comme pour les tomographies, le traceur utilisé est l'encens et seules les données dans les gaz frais sont accessibles. Afin de vérifier la précision des mesures au sein de la couche limite, les résultats obtenus par PIV, avec la démarche présentée dans l'annexe A.2.2, ont été confrontés aux mesures par LDA (FIGURE 5.32(a)) et ont montré une bonne concordance. On notera toutefois que la zone de très proche paroi ($y_W \in [0, 2]$ mm) reste également inaccessible aux mesures.

En vue d'apporter une vision aérodynamique complémentaire des résultats déjà obtenus, la moyenne des composantes de la vitesse a été calculée pour chacun des trois cas. Ils ont été sélectionnés en considérant une zone de 10×10 mm^2 au niveau de la station x_W^{i}. Le traitement statistique a été réalisé même si le nombre d'échantillons était faible (induit par les contraintes expérimentales liées à la modification de topologie du film liquide), ce qui peut limiter la représentativité des mesures. C'est pourquoi les fluctuations rms associées aux mesures de vitesse n'ont pas été considérées dans cette analyse. Cette limitation concerne essentiellement le cas (c), ce qui est cohérent avec sa faible probabilité d'apparition évaluée lors de l'analyse statistique de l'interaction (de l'ordre de 10% à 25% selon la distance d). Il faut également noter que, lors de la sélection des champs de vitesse associés à chaque cas (a-c), la forte instationnarité au voisinage du poreux engendre également une autre situation non étudiée, impliquant exclusivement des gaz chauds au niveau de la station $x_W^{\mathrm{i}}(d)$.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Pour pouvoir comparer les résultats obtenus pour différentes distances d entre le barreau de stabilisation et la paroi, les profils ont été tracés en fonction de la direction perpendiculaire à la paroi y_W adimensionnalisée par la distance $\overline{d}'$ situant la position du FP.

Pour mieux juger des mécanismes physiques impliqués et de leur évolution, nous avons choisi de présenter également les valeurs obtenues pour une station amont $x_W^{\mathrm{a}}(d)$ ($= x_W^{\mathrm{i}}(d)$ - 30 mm) qui facilite l'analyse de la modification des caractéristiques moyennes de l'écoulement.

La FIGURE 5.37 présente la moyenne temporelle de la composante axiale de la vitesse $\overline{u}^g$ en fonction de $y_W/\overline{d}'$ pour chacun des schémas retenus, les différentes distances d et les deux stations x_W^{a} et x_W^{i}.

- ↦ Au niveau de x_W^{a}, les profils sont comparables pour les trois cas et il n'y a pas de tendance significative particulière avec l'évolution de d. Il existerait donc un comportement équivalent, ce qui participerait à montrer la pertinence des points caractéristiques de l'interaction. De plus, d'après l'étude de l'état d'interaction (d = 15 mm), le FP se situerait au sein de la couche limite dès la station $x_W = 120$ mm et le serait alors également au niveau des deux stations x_W^{a} et x_W^{i}, ce qui expliquerait la tendance générale à une variation spatiale de la vitesse selon $y_W/\overline{d}'$.
- ↦ Au niveau de x_W^{i}, les courbes de résultats montrent globalement une bonne correspondance, toujours sans tendance spécifique, pour les différentes distances d. Les vitesses moyennes axiales augmentent toujours généralement avec $y_W/\overline{d}'$, mais on voit nettement un comportement différent intervenir dans les trois cas. En effet, dans le sens des cas croissants (a → c), les valeurs de vitesse ont tendance à diminuer et des points de mesure apparaissent à des distances $y_W/\overline{d}'$ qui peuvent atteindre et dépasser 1,5.
- ↦ En matière de comparaison entre les deux stations, pour une même position $y_W/\overline{d}'$, la plupart des vitesses moyennes axiales deviennent plus faibles au niveau de x_W^{i}.

Parmi les causes possibles à cette diminution de vitesse axiale et à l'expansion de la zone des gaz frais vers des distances $y_W/\overline{d}'$ supérieures, il y a celle d'une déflection de l'écoulement.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

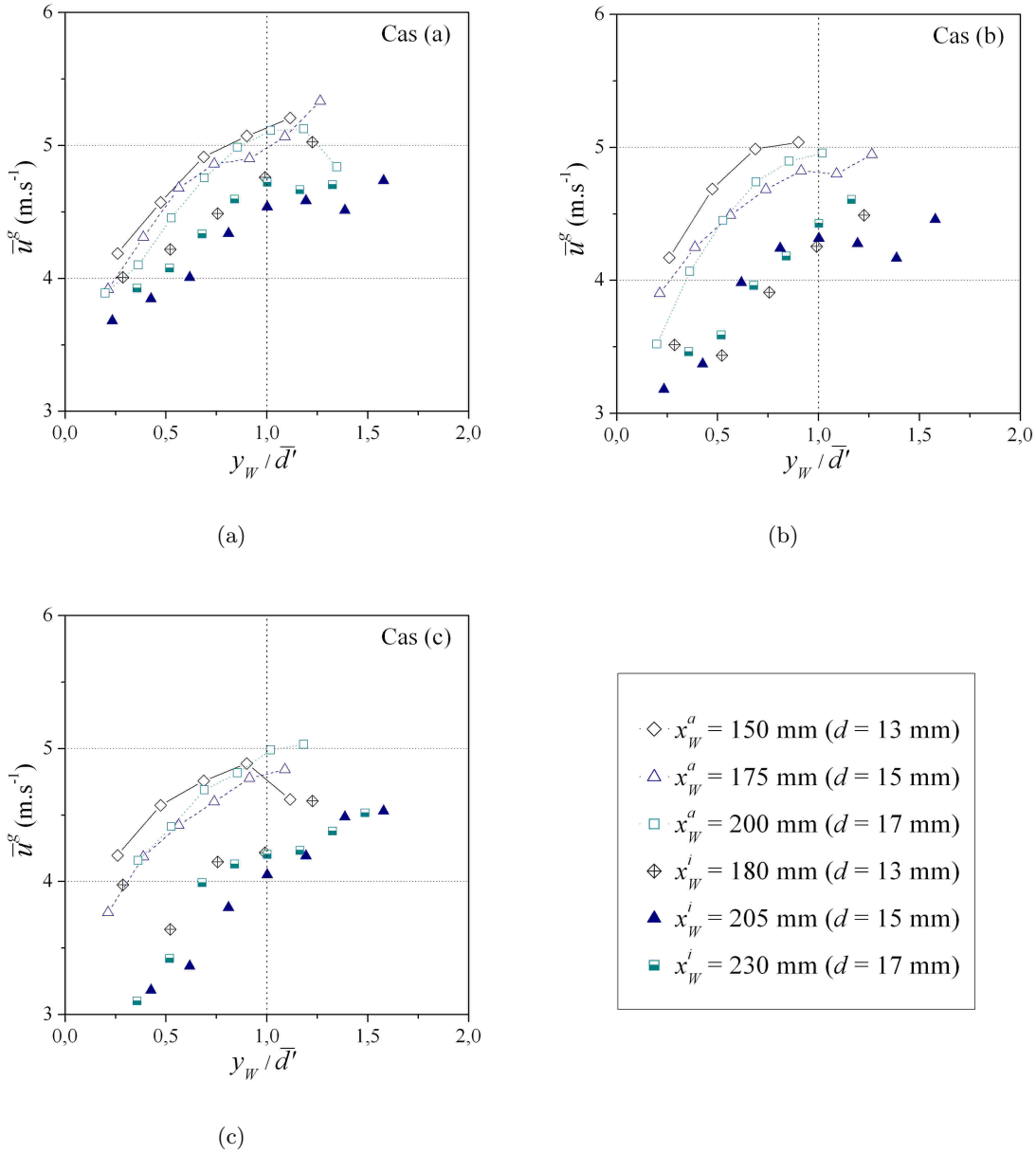


FIGURE 5.37 – Vitesses axiales moyennes pour les trois scénarii (a, b et c)

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Pour le vérifier, la FIGURE 5.38 présente la composante transversale de la vitesse $\overline{v}^g$ (avec un même formalisme). Rappelons qu'à une valeur négative de la vitesse transverse correspond une déviation du fluide dans le sens d'un éloignement de la paroi, donc dirigée vers le FP.

- ↦ Au niveau de x_W^{a}, on observe à nouveau des profils comparables dans les différents cas, sans tendance apparente avec d, comme pour la composante moyenne axiale $\overline{u}^g$, ce qui ne permet pas d'identifier une cause aérodynamique menant préférentiellement vers un cas ou un autre. La vitesse transversale est proche de 0 m.s^{-1} à la paroi, puis a généralement tendance à diminuer au fur et à mesure que $y_W/\overline{d}'$ se rapproche de 1, ce qui correspond à une augmentation de la déviation des filets fluides dirigée vers le FP. Pourtant, ce dernier, dans le cas homogène libre (cf. section 5.2.2), provoque une déviation des filets fluides dans les gaz frais dans le sens d'un éloignement de la zone réactionnelle, et par conséquent dans la direction opposée à celle mesurée expérimentalement. Les résultats obtenus dans la configuration d'interaction *front de flamme/paroi* [108], géométriquement proche de la nôtre, montrent une vitesse transversale qui tend vers 0 m.s^{-1} au sein de la couche limite. Ce comportement semblerait donc provoqué par l'interaction *front de flamme/film*. Un effet aérodynamique en aval de l'écoulement au niveau de x_W^{i}, où la déviation serait supérieure, pourrait être responsable de celle-ci qui, dans certains cas, n'est pas négligeable.
- ↦ Au niveau de x_W^{i}, les cas (a) et (b) montrent à nouveau des déviations de l'écoulement dans le sens opposé à la paroi. Celles-ci augmentent lorsque $y_W/\overline{d}'$ croit, avec des tendances comparables dans chaque état d'interaction considéré, et sont globalement plus importantes dans le cas (b). La bonne correspondance générale entre les mesures de vitesse pour les différentes distances d montre la pertinence des points caractéristiques de l'interaction évalués statistiquement. La troisième configuration (c) fait quant à elle apparaître une grande dispersion des valeurs obtenues, mais avec cependant une tendance plus importante à la déviation transversale des filets fluides dans les gaz frais. Ce résultat semble corroborer les analyses précédentes et l'existence préférentielle d'une interaction pilotée par la présence simultanée de deux fronts dont l'un se développe après la zone de CPP. Il est fort probable que cette déviation soit provoquée par l'interface secondaire qui se développe au sein de la couche limite. Sa position, qui varie au cours de l'interaction, et le trop faible échantillonnage expliquent une distribution très dispersée des points de mesure. L'étude des images instantanées des champs de vitesse montre que la vitesse transversale peut atteindre localement 2 m.s^{-1}, ce qui influence probablement en retour le FP de façon significative.
- ↦ En matière de comparaison entre les deux stations, pour une même position adimensionnalisée $y_W/\overline{d}'$, les déviations sont généralement plus importantes au niveau de x_W^{i}.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

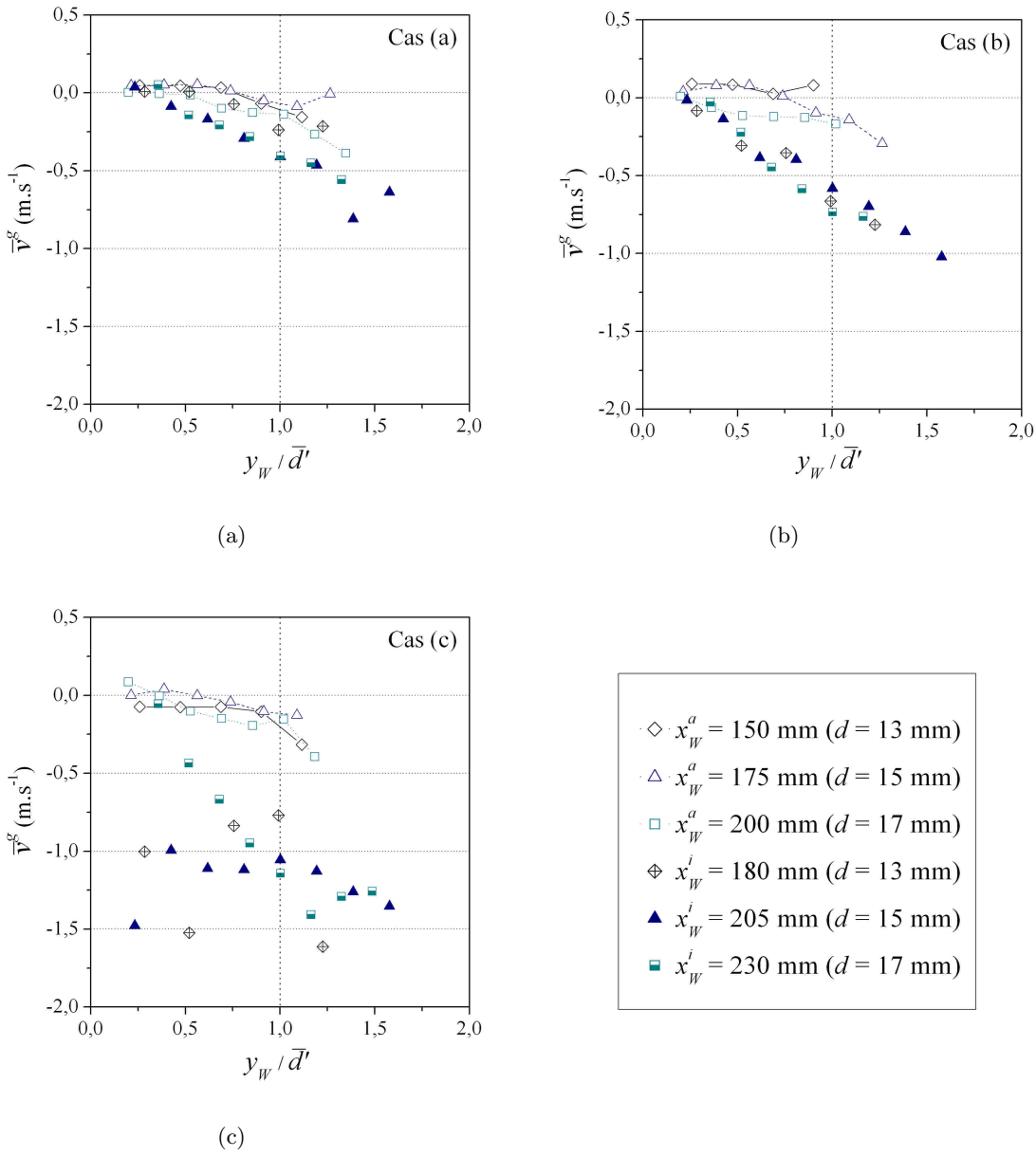


FIGURE 5.38 – Vitesses transversales moyennes pour les trois scénarii (a, b et c)

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Les vitesses transversales peuvent atteindre des valeurs bien supérieures à celle du front de flamme libre homogène de prémélange de richesse 0,6 (0,25 m.s^{-1}) : environ 0,5 m.s^{-1} dans le cas (a), 1 m.s^{-1} dans le (b) et 1,5 m.s^{-1} dans le dernier (c). En comparaison avec le cas de la flamme oblique laminaire homogène libre se propageant dans un prémélange pauvre, les fortes déviations mises en évidence suggèrent donc une zone de réaction de richesse plus proche de la stœchiométrie ($\Phi_G \approx 1$), comme l'indiquerait la zone bleue identifiée au voisinage du poreux dans les visualisations directes, suivie probablement d'une zone de richesse supérieure très proche du poreux. De plus, les différences de vitesse transversale maximale, obtenues dans les cas (a-c), sont aussi probablement liées à la topologie spécifique des zones réactionnelles relatives aux trois schémas d'interaction considérés.

Les principaux scénarii proposés à partir de l'analyse des résultats, sont synthétisés sur la FIGURE 5.39 qui présente un schéma de principe de l'interaction. Celui-ci illustre la topologie qui peut résulter du développement de différents modes de combustion successifs ou simultanés : un Front Homogène (FH), un Front de Diffusion (FD), une Combustion Partiellement Prémélangée (CPP) et un Front Principal (FP) qui interagit avec le système *paroi/liquide*.

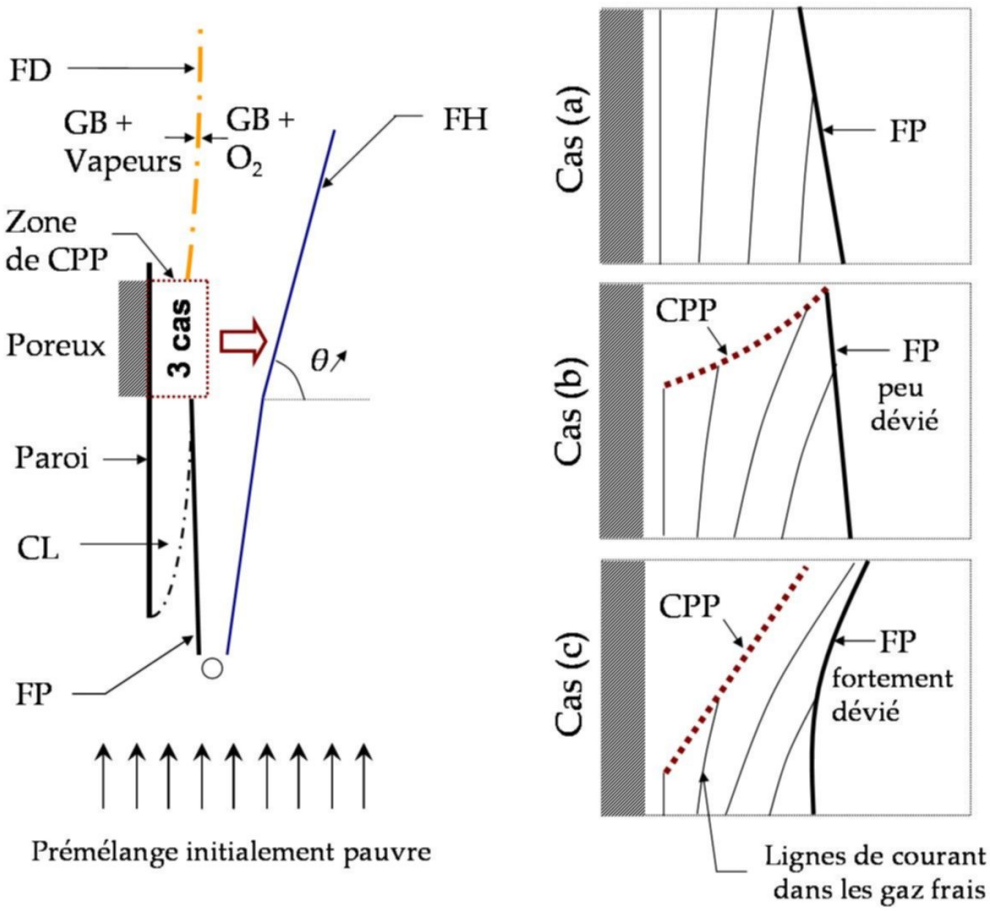


FIGURE 5.39 – Schéma de principe de l'interaction, scénarii, modes de combustion et tendances de l'écoulement de gaz frais dans la zone fortement instationnaire (pour une distance d fixée et $13 \leq d \lesssim 20$ mm)

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

De façon globale, deux phases caractérisent le développement du front selon la hauteur de paroi. Dans la première, le front principal est essentiellement perturbé par les effets aérodynamiques, provoqués par la Couche Limite (CL) turbulente, qui génèrent des plissements (non représentés sur le schéma de principe). La deuxième concerne la partie haute de la paroi, où l'influence de l'évaporation intervient particulièrement au voisinage du poreux, dans une zone fortement instationnaire qui a montré l'existence de zones réactives tridimensionnelles.

Dans cette région, délimitée par un rectangle en pointillés, l'interaction se présente comme une transition entre un front de prémélange oblique et une zone réactive de diffusion. Elle conduirait principalement dans les cas (b) et (c) à une plus grande production de suies.

Trois cas d'interaction sont identifiés et représentés schématiquement dans une zone locale de 10×10 mm^2 au niveau de la station x_W^{i} en lien avec chaque scénario.

Cas (a) Le premier schéma correspond à celui où le FP reste globalement frontal au système *paroi/liquide* et évolue dans un écoulement gazeux présentant des inhomogénéités de richesse et de vitesse. La propagation dans un milieu stratifié dans lequel la richesse est croissante, même si elle engendre un taux d'évaporation plus élevé, permet d'abord d'atteindre probablement une combustion complète dans une zone proche de la stœchiométrie. Dans ce cas, une flamme de diffusion ne pourrait plus se développer à proximité de la paroi faute de comburant, ce qui semble se produire sur la tomographie 5.26(b).

Cas (b) Le second schéma prend en compte l'existence d'un nouveau front sur la partie haute de la zone d'étude. Ce cas semble résulter d'une compétition entre le développement principal de deux types de combustion :
- une flamme de diffusion à proximité de la paroi et de la couche limite massique ;
- un front prémélangé pauvre qui se propage dans un milieu stratifié de richesse croissante.

La zone réactive résultant de la CPP serait responsable d'une plus forte évaporation de liquide combustible. Les vapeurs en excès conduiraient au positionnement d'une flamme de type diffusion qui brûle l'oxygène (O_2) restant dans les gaz brûlés (GB) de la flamme prémélangée oblique légèrement déviée (donc se propageant dans une zone où la richesse reste encore inférieure à la stœchiométrie) au voisinage de la CPP (Figure 5.26(c)).

Cas (c) Le troisième schéma correspond à un scénario d'interaction dans lequel la compétition évoquée précédemment est dominée par le positionnement "stable" d'une flamme de diffusion sur la paroi. Dans ce cas, de façon rétroactive, les forts taux de dégagement de chaleur engendrent à leur tour de forts taux d'évaporation, une déviation significative de l'écoulement de gaz frais et la déflection du FP en direction opposée à la paroi (Figure 5.26(e)). Le couplage entre le développement de la flamme de diffusion et la déviation du front prémélangé pauvre, assure l'arrivée de gaz frais entre les deux zones réactives, qui consolide cette configuration. Comme dans le cas (b), cette configuration s'accompagne d'une production plus importante de suies.

Sur le schéma de principe de l'interaction, ces trois cas sont représentés dans une configuration bidimensionnelle. Cependant, l'aspect tridimensionnel des structures observées sur la Figure 5.25 suggère qu'il existe également une composante de la vitesse $\overline{w}^g$ selon z_W. La comparaison des profils des deux composantes de la vitesse au niveau des deux stations montre que, dans le sens de l'écoulement de gaz frais, $|\overline{v}^g|$ augmente et $|\overline{u}^g|$ diminue, ce qui jouerait en faveur d'une hypothèse de bidimensionnalité. Pour la vérifier, la conservation du débit massique doit être évaluée dans le plan. Si on considère, la zone d'écoulement de gaz frais contenue entre les deux stations, il y a deux entrées (gaz frais entrant et évaporation) et

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

deux sorties (gaz frais sortant et consommés par le FP). Cette hypothèse est donc délicate à vérifier d'autant plus que la dimension des frontières évolue. Néanmoins, si on considère que la masse volumique varie peu, que le taux d'évaporation est faible et que le débit de gaz frais consommés par la fraction du FP à la frontière de la zone d'étude l'est également (on suppose que S_L reste faible par rapport à la vitesse de l'écoulement de gaz frais), on peut réaliser une estimation. L'intégration selon y_W de la norme des deux composantes de la vitesse connues permet de calculer un débit volumique de gaz frais pas unité de largeur au niveau de x_W^{a} et x_W^{i}. La valeur absolue des écarts relatifs entre les résultats obtenus reste inférieure à 25%, pour les cas (a) et (b) et pour les différentes distances d, sans tendance particulière. Pour le cas (c), elle dépasse 25% pour une distance d. Compte tenu de ces résultats, il est difficile de conclure sur l'hypothèse de bidimensionnalité. En effet, la forte dispersion des estimations obtenue peut également être due à la faible résolution spatiale des mesures de vitesse ($\approx 1,5$ mm).

L'analyse quantitative des champs scalaires dans cette zone instationnaire de l'interaction, incluant celle en très proche paroi, avec une résolution temporelle et spatiale plus importante et de manière synchronisée, permettrait d'obtenir de nouveaux éléments de réponse.

Il est important de préciser que chacun des scénarii proposés doit être considéré avec prudence. Cette première analyse, non exhaustive, si elle constitue les premiers résultats de notre travail sur une configuration inédite, n'est cependant qu'une première étape qui devra se poursuivre dans le cadre d'une autre thèse.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

5.5 Conclusion

Une étude expérimentale inédite de l'interaction *front de flamme/film* a été réalisée dans ce dernier chapitre.

Avant d'y parvenir, la première étape a consisté à mieux cerner l'influence des paramètres aérothermochimiques sur le front de flamme air/méthane, initialement de type prémélangé, au cours de l'interaction. Une configuration d'interaction monodimensionnelle a permis de présenter l'évolution des mécanismes en trois phases. Un bilan a ensuite montré que les principaux effets sur la vitesse de propagation du front, relevaient des effets aérodynamiques et des inhomogénéités de richesse au sein de la couche limite turbulente en présence de l'évaporation du film liquide combustible d'heptane.

Dans une seconde étape, plusieurs caractéristiques de la flamme oblique laminaire de prémélange ont été présentées. En fonction de la proximité du front de flamme par rapport à la paroi, deux types d'état d'interaction (lointaine et proche) ont fait l'objet des deux dernières parties.

En interaction lointaine, l'influence de la présence du front de flamme sur le comportement et l'évaporation du film liquide a été étudiée par une comparaison avec le cas non réactif. Les résultats ont mis en évidence deux comportements de film liquide très différents en fonction de la proximité du front de flamme principalement lié à son impact sur la température de paroi. Lorsque le front de flamme se rapproche de la plaque, une modification de topologie du film liquide intervient avec l'apparition de ruptures.

Dans la dernière partie, la démarche engagée a permis de définir et de caractériser plusieurs états d'interaction proches visant à évaluer l'influence du comportement et de l'évaporation du film sur le front de flamme. Une fois les conditions expérimentales et les hypothèses posées, l'analyse phénoménologique de l'interaction *front de flamme/film*, menée à partir de l'étude de visualisations directes, de tomographies et de champs scalaires, a révélé plusieurs comportements particuliers. Conformément à cette analyse phénoménologique, l'approche statistique de l'interaction a permis de préciser ses caractéristiques spatiales, d'expliquer certaines tendances et de quantifier plusieurs grandeurs relatives à l'instationnarité de l'écoulement réactif.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Conclusion et perspectives

Cette étude a porté sur l'analyse expérimentale du comportement et de l'évaporation d'un film liquide combustible en présence d'une flamme. La problématique de l'interaction entre un écoulement réactif et un dépôt de carburant sur une paroi est notamment apparue avec les nouvelles stratégies d'injection dans les chambres de combustion, mais dépasse largement le cadre des moteurs automobiles. Avant ce travail, elle avait essentiellement été explorée par une approche numérique.

Afin de contribuer à la compréhension des mécanismes qui interviennent dans cette interaction *front de flamme/film*, la première étape de ce travail était de mettre en place une démarche expérimentale graduelle qui a nécessité le développement d'une configuration académique et des diagnostics de caractérisation associés. L'approche retenue consiste à réaliser un dépôt de liquide combustible sur une paroi verticale positionnée dans un écoulement ascendant de prémélange à proximité d'une flamme oblique stabilisée sur un barreau. L'analyse phénoménologique des premiers résultats expérimentaux a abouti à des scénarii décrivant quelques mécanismes de l'interaction obtenue dans cette configuration expérimentale particulière.

Les dispositifs expérimentaux

Plusieurs dispositifs expérimentaux ont été élaborés puis testés. Le premier est dédié au dépôt d'un film liquide d'heptane sur une paroi verticale. Ce dispositif a ensuite été adapté à une soufflerie qui permet de générer deux fronts de flamme obliques se propageant dans un écoulement laminaire ascendant de prémélange air/méthane.

Un dispositif de mesure d'épaisseur par interférométrie à faible cohérence a été développé. Il a permis de mesurer, localement et simultanément, l'épaisseur du film liquide évoluant le long de la paroi verticale et la température de l'interface *paroi/liquide*. Le cas du film liquide s'écoulant librement, largement étudié dans la littérature, a permis de préciser les limites d'utilisation de ce dispositif de mesure et de contrôler les caractéristiques du dépôt d'heptane, ce qui a également constitué des données de référence en l'absence d'écoulement gazeux à contre-courant.

Cas non réactif

Ces dispositifs, accompagnés d'autres diagnostics laser tels que la Vélocimétrie par Images de Particules, l'Anémométrie Doppler Laser et la Fluorescence Induite par Laser, ont permis d'étudier le comportement et l'évaporation du film liquide d'heptane dans un cas non réactif, où les gradients thermiques restent modérés, s'inscrivant ainsi dans le cadre de la démarche graduelle. Cette configuration d'écoulement gazeux à contre-courant offre de nouvelles données expérimentales pour améliorer la compréhension de cette interaction *film liquide/gaz* encore mal connue.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Dans le cas des vitesses d'écoulement gazeux considérées, les résultats ont montré que le comportement moyen du film pouvait être prédit convenablement par un modèle théorique (écart relatif de 10 %) sans tenir compte des effets aérodynamiques. Néanmoins, les amplitudes des ondes à l'interface *liquide/gaz* sont bien plus importantes que celles du film liquide s'écoulant librement sur la paroi verticale. Les paramètres à ajuster pour générer un film dont la surface d'évaporation reste proche d'un plan, ont toutefois pu être identifiés, simplifiant la compréhension des mécanismes de transfert.

Une analyse locale de la phase gazeuse à proximité de l'interface *liquide/gaz* a mis en évidence une analogie entre les caractéristiques aérodynamiques de la couche limite turbulente et celles des inhomogénéités de concentration de vapeur d'heptane dans une zone où la vitesse d'évaporation reste faible. L'ordre de grandeur obtenu pour cette vitesse est cohérent avec les mesures de taux d'évaporation par approches globales.

Ces résultats expérimentaux relatifs au cas non réactif ont par conséquent fourni un moyen de mieux cerner l'influence de la présence de la flamme et de sa proximité sur le système *paroi/liquide* et les couches limites aérodynamique et massique.

Cas réactifs

L'interaction a tout d'abord été décrite à l'aide de trois phases définies par l'analyse des paramètres aérothermochimiques influençant la vitesse de propagation du front de flamme prémélangé dans un cas simplifié, monodimensionnel et laminaire. Un bilan a montré que les effets aérodynamiques et d'inhomogénéités de richesse affectent principalement l'écoulement réactif au cours de l'interaction.

Dans le cas homogène, la topologie de la flamme oblique libre et sa rétroaction sur l'écoulement de gaz frais ont été précisées. Les interactions lointaine et proche, qu'il est possible d'obtenir par ajustement de la position du barreau accroche-flamme à la sortie de la soufflerie, ont été étudiées expérimentalement.

En interaction lointaine, les résultats ont essentiellement mis en évidence deux comportements de film liquide très différents en fonction de la proximité du front de flamme. Le flux radiatif provenant de l'écoulement réactif et absorbé par la paroi quasi-adiabatique, a tout d'abord un impact sur sa température. La densité de flux thermique pariétale dirigée vers le film liquide qui en résulte, provoque une augmentation de sa température responsable d'une modification de son comportement et d'un taux d'évaporation supérieur en comparaison avec le cas non réactif. Ce transfert thermique par convection croît lorsque le front de flamme se rapproche de la paroi et conduit à l'apparition de ruptures du film (zones d'assèchement), à partir d'une valeur de densité de flux seuil évaluée expérimentalement et cohérente avec la prédiction d'une corrélation de la littérature.

En interaction proche, l'influence du comportement et de l'évaporation du film sur la combustion, liée à la proximité du front de flamme, a été évaluée à l'aide de quatre configurations réactives. L'analyse phénoménologique de l'interaction *front de flamme/film*, menée à partir de l'étude de visualisations directes, de tomographies et de champs scalaires, a révélé plusieurs comportements particuliers, notamment par rapport à celle *front de flamme/paroi*. Elle a mis en évidence un effet rétroactif du front de flamme sur le mélange des vapeurs, tout en conservant l'analogie des couches limites évoquée dans le cas non réactif, et une forte diversité de zones réactionnelles induite par les inhomogénéités de richesse, tant sur le plan des échelles impliquées, que de leur topologie et de leur position dans l'espace, ainsi que des modes de combustion. Quelques scénarii décrivant l'interaction ont été proposés, notamment à partir de l'analyse des champs de vitesse dans une zone instationnaire qui a permis de

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

distinguer trois types d'interaction singuliers. Une approche statistique a également permis d'intégrer l'ensemble des comportements et d'obtenir des données quantitatives, offrant un moyen de tester, à terme, les résultats fournis par des outils numériques.

Perspectives de l'étude

La pertinence de la démarche expérimentale académique pour atteindre les objectifs a été démontrée, même s'il reste des développements techniques à fournir pour affiner la compréhension de l'interaction. Ils portent essentiellement sur deux points.

Le premier concerne l'évolution de topologie du film liquide sous l'influence des transferts thermiques. Supprimer ce phénomène permettrait de mieux maîtriser les conditions de l'interaction. Pour cela, les pistes envisageables sont l'utilisation d'un additif pour limiter la variation de la tension de surface avec la température, ou encore une paroi micro structurée, etc.

Le second point concerne les diagnostics visant à mieux comprendre la combustion. Une modification des propriétés optiques de la paroi, principalement au niveau de la face visualisée par les caméras des différents diagnostics, devrait permettre d'améliorer la qualité des images à proximité de la plaque. Ensuite, l'exploitation de données quantitatives obtenues par Fluorescence Induite par Laser donnerait accès à la richesse locale du mélange des vapeurs du film dans le prémélange initial, permettant de confirmer ou d'infirmer plusieurs analyses. Enfin, des mesures avec une résolution temporelle et spatiale plus importante, acquises de manière synchronisée à celles obtenues par Vélocimétrie par Images de Particules, offriraient de nouveaux éléments de réponse à l'interaction, en particulier dans la zone présentant une forte instationnarité.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Annexe A

Outils de diagnostic utilisés pour caractériser l'écoulement réactif

Cette annexe présente les outils de diagnostic utilisés pour étudier l'écoulement réactif. Elle se décompose en trois parties. La première décrit une technique de visualisation pour analyser la topologie du front de flamme. La deuxième concerne les diagnostics pour accéder au champ de vitesse. La dernière est dédiée aux champs de concentration.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

A.1 Une technique de visualisation, la tomographie

La tomographie laser offre une visualisation d'une "coupe" de l'écoulement réactif. Basé sur la théorie de diffusion de Mie, son principe consiste à éclairer l'écoulement ensemencé par des particules d'un traceur de taille micronique au moyen d'une nappe laser. En présence d'un front de flamme, la tranche lumineuse traverse des zones qui présentent des gradients de température. Les propriétés des particules, et plus particulièrement de leur isotherme de changement de phase (ou de disparition), permet alors d'observer des discontinuités d'ensemencement. Sous certaines hypothèses qui sont précisées ultérieurement, la tomographie laser permet de visualiser la forme d'un front de flamme (sa topologie) qui correspond à l'interface entre les zones lumineuses (présence du traceur) et les zones sombres (absence du traceur). Si l'acquisition est réalisée pendant un temps très court devant le temps caractéristique de la flamme ($\tau_C = \delta_L/S_L$), le caractère instantané du diagnostic pourra être considéré.

La mise en œuvre de cette technique passe par le choix de la source lumineuse, du traceur ainsi que du système d'acquisition d'images. La première étape consiste à choisir le plan de visualisation et à l'éclairer avec une nappe laser. Elle peut être générée soit par l'utilisation d'un miroir tournant, soit au moyen d'un jeu de lentilles. L'utilisation d'un miroir tournant permet de générer des nappes laser de forte intensité, offrant de forts contrastes sur les visualisations, mais engendre aussi la perte du caractère instantané de la mesure. Cet inconvénient a rendu leur utilisation moins fréquente comparativement aux systèmes afocaux de lentilles (Figure A.1). Le choix du système de lentilles est alors conditionné par l'étendue de la zone à analyser.

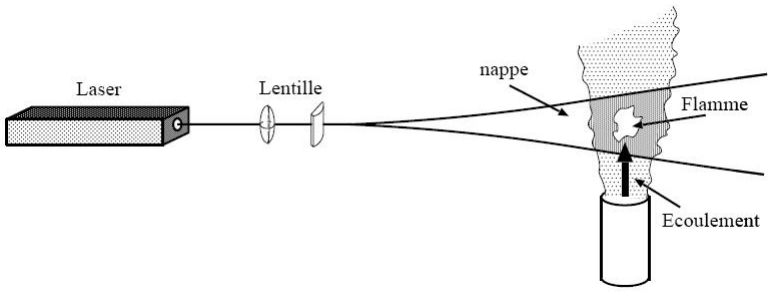


Figure A.1 – Principe de la tomographie laser, d'après Lecordier [116]

La deuxième technique a été appliquée dans cette étude, et a utilisé comme source, un laser pulsé Nd-Yag de la société New Wave Research (Gemini 120) qui délivre des impulsions lumineuses dans la raie verte ($\lambda_{\text{Nd-Yag}} = 532{,}5$ nm) à une cadence pouvant atteindre 15 Hz. Chaque impulsion fournit une énergie de 120 mJ sur une durée d'environ 3 ns. Le faisceau laser, de 7 mm de diamètre, est transformé en une nappe d'environ 320 mm de hauteur, à partir de la combinaison de 3 lentilles. La première est une lentille cylindrique de plan concave d'une distance focale de (-90 mm). La deuxième est une lentille sphérique biconvexe de 108 mm de focale, et la troisième, une lentille cylindrique plan concave de focale de -10 mm, ou -20 selon la divergence souhaitée.

Les particules utilisées pour l'ensemencement doivent suivre parfaitement l'écoulement et ne pas altérer le processus de combustion. Les traceurs les plus couramment utilisés sont les gouttelettes d'huile [116] et la fumée d'encens [47, 105]. Dans cette étude, l'encens a été mélangé à de l'air provenant d'une dérivation du débit principal au sein d'une boîte

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

étanche. L'écoulement ensemencé est finalement réinjecté dans l'écoulement principal par l'intermédiaire du troisième étage de tube (indiqué par 4. sur la FIGURE 2.1). Ces particules de petite taille (de l'ordre du micron) brûlent à une température proche de 250 °C. Après être parvenu à obtenir une concentration homogène en particules, les gaz frais apparaissent comme des zones claires sur les images alors que les gaz brûlés, où ces particules ont disparu, apparaissent sombres. L'interface entre ces deux zones, qui correspond à l'isotherme de changement de phase des particules d'encens, est supposée suivre la position du front de flamme. Néanmoins, cette hypothèse nécessite certaines conditions. La première est que l'épaisseur thermique du front de flamme reste faible, et la seconde, que l'action de la turbulence se réduit à un plissement géométrique sans altération de la structure interne du front (régime de flammes plissées).

L'acquisition des images a été réalisée avec une caméra CCD (sensicam Q.E - PCO) d'une résolution de 1376×1040 pixels^2 à une fréquence de 5 Hz, munie d'un objectif de distance focal 50 mm et d'une ouverture maximale de 1,4. La FIGURE A.2 montre les caractéristiques du filtre interférentiel utilisé pour collecter la lumière du laser diffusée par les particules. Cet élément permet de supprimer l'effet du rayonnement de la flamme qui peut jouer sur le contraste des images, du fait notamment de l'intégration de son émission sur toute la largeur de veine (115 mm).

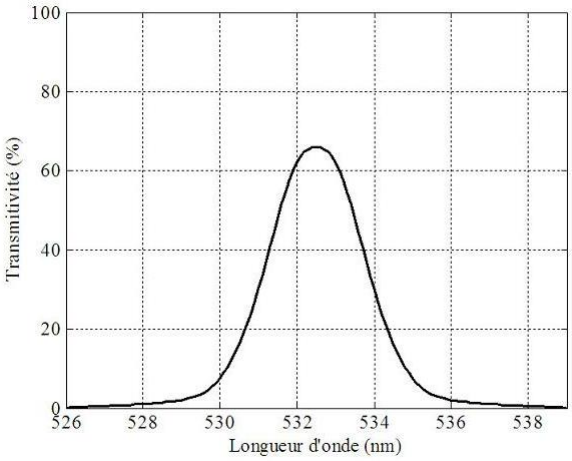
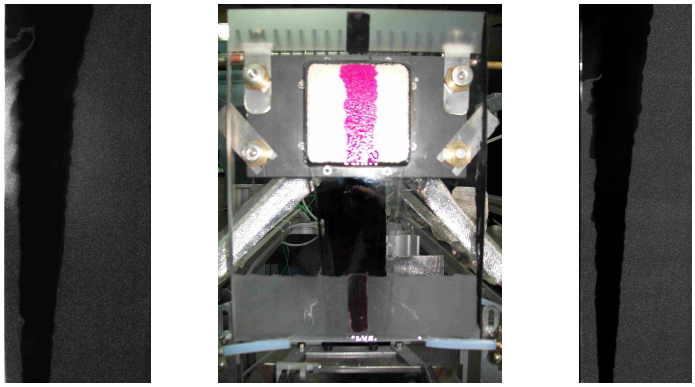


FIGURE A.2 – Courbe de transmission du filtre interférentiel

Contrairement à certaines méthodes optiques qui intègrent l'information le long du chemin optique, la résolution spatiale de la tomographie se réduit à l'épaisseur de la tranche lumineuse (inférieure à 1 mm) ainsi qu'à la taille des pixels. La résolution temporelle dépend du temps d'exposition des images définit par la durée des pulses laser ($\approx$ 3 ns).

Lorsqu'on applique ce diagnostic en présence de parois, d'autres problématiques interviennent. Par exemple, la transparence de la paroi dans le visible peut induire un flux lumineux en direction de la caméra, provoquant un bruit de mesure. De plus, la présence du poreux est responsable de réflexions diffuses parasites en proche paroi qui provoquent un bruit (zones claires sur la FIGURE A.3(a)) rendant l'exploitation des images impossible. La FIGURE A.3(b) montre les adaptations apportées au dispositif à l'issue d'une batterie de tests. La rhodamine 6G a été appliquée avec précaution sur le poreux, et une peinture noire mélangée à ce même composant, a été déposée sur les parties non polies à l'arrière de la paroi afin d'absorber (et de réémettre à une autre longueur d'onde) une partie de l'énergie de la

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés



(a) Avant (b) Adaptations (c) Après

FIGURE A.3 – Adaptations réalisées pour améliorer la qualité des images acquises

nappe laser. Ceci a permis de supprimer la problématique d'identification de la position du front au voisinage du poreux. Enfin, le côté de la paroi a également été peint. Cette action a permis de limiter la propagation du rayonnement vers la caméra, responsable de la pollution des images. Suite aux modifications réalisées, la FIGURE A.3(c) montre une image exploitable. Malheureusement, la présence d'un petit biseau au niveau des arrêtes de la plaque conserve une influence en très proche paroi. La distance maximale d'influence (celle-ci est alors modérée) a été évaluée à 2 mm. Enfin, une perturbation de la mesure propre à l'interaction, est apparue lorsque le rayonnement engendré par les suies devenait important et se propageait au travers de ces biseaux (en haut à gauche de la FIGURE A.3(c)).

La dernière étape consiste à appliquer une technique de traitement d'images spécifique. Elle permet une analyse qualitative du processus d'interaction et peut fournir également des grandeurs quantitatives. Les grandes lignes de l'algorithme (pour plus de détails, se reporter aux travaux de Galizzi [47]) peuvent être séparées en trois étapes.

1) Le filtrage : les images initiales obtenues après l'application de la procédure d'un traitement préliminaire, contiennent des zones inhomogènes au sens des niveaux de gris. L'utilisation de deux filtres permet de diminuer cette hétérogénéité. Dans la première phase, un filtre passe-bas (gaussien) est appliqué pour diminuer les hautes fréquences spatiales introduites par le bruit. Dans un deuxième temps, l'utilisation d'un filtre médian de taille 3×3 pixels^2 permet d'attribuer à chaque pixel un niveau de gris égal à la moyenne arithmétique des 9 pixels voisins. Cette procédure permet d'éviter de retrouver des pixels isolés, noirs ou blancs, après l'opération de seuillage.

2) Le seuillage : il s'agit d'une étape essentielle de la procédure. Elle permet de passer d'une image en niveaux de gris (256 nuances) à une image binaire, en appliquant un seuil pour séparer les zones claires des zones sombres. Le contraste entre les zones avec et sans particule est donc primordial.

3) La détection du contour : sa qualité conditionne la position spatiale de la frontière gaz frais/gaz brûlés déterminée et la fiabilité des analyses.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

A.2 Description du champ aérodynamique

A.2.1 Anémométrie Doppler Laser (ADL ou LDA)

L'Anémométrie Doppler Laser est une méthode optique performante pour réaliser des mesures de vitesse d'écoulement, notamment en présence de milieux réactifs. Elle permet une mesure non intrusive et locale d'une ou plusieurs composantes de vitesse d'un fluide. Le principe fondamental de cette technique repose sur la fréquence Doppler de la lumière diffusée par des particules. La vitesse de ces particules, supposées suivre parfaitement l'écoulement, se déduit du décalage Doppler [117].

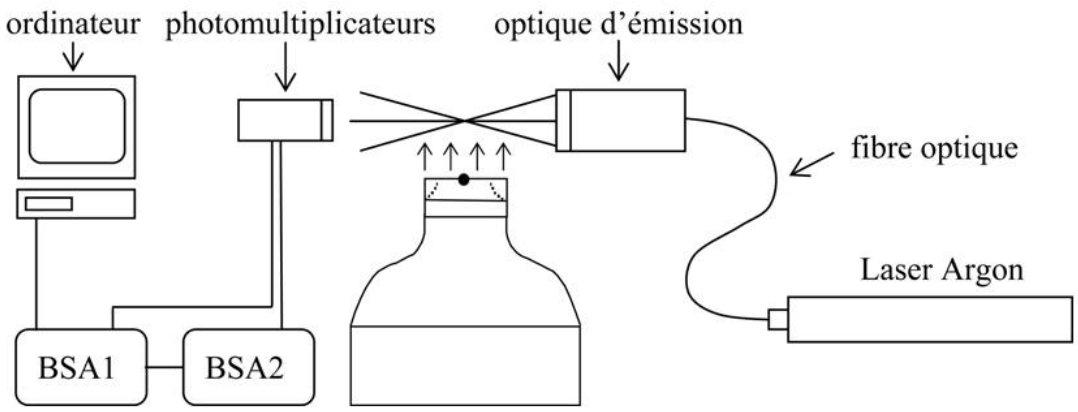


FIGURE A.4 – Schéma de principe du dispositif de mesure LDA, extrait de Galizzi [47]

Une chaîne de mesure commerciale de marque DANTEC (FIGURE A.4) a été utilisée. Celle-ci permet une mesure simultanée de deux composantes orthogonales de la vitesse par l'utilisation de deux champs d'interférence perpendiculaires. Ces deux réseaux de franges sont créés en utilisant trois faisceaux laser issus d'une même source, un laser Argon d'une puissance maximale de 5 Watts, reliée à une optique d'émission par fibre optique. Les trois faisceaux obtenus grâce à ce module sont focalisés au moyen d'une lentille de distance focale de 310 mm. Une optique de réception, placée en diffusion avant, permet de collecter la lumière diffusée par les particules contenues dans le volume de mesure. Celle-ci est ensuite acheminée vers un photomultiplicateur où elle est convertie en signal électrique. Deux analyseurs de spectre (Burst Spectrum Analyser, BSA) traitent les signaux recueillis et restituent les fréquences Doppler. Les données sont alors transférées à un PC et analysées par un logiciel (Bust 3_21, DANTEC).

Le caractère non intrusif de cette technique la rend largement utilisée pour les mesures de vitesse, mais certains biais peuvent dégrader la précision des mesures. Le traceur choisi dans le cadre de cette étude est la fumée d'encens. Plusieurs travaux antérieurs [47, 102, 105] ont montré que ce traceur répond à toutes les exigences d'ensemencement des gaz frais à proximité d'une flamme. En faisant abstraction des incertitudes liées à l'ensemencement, qui se résument par le bon suivi de l'écoulement par les particules, les erreurs de mesure sont essentiellement de trois types.

1) Le biais statistique : le traitement des données est effectué sur la base d'un nombre de "burst" égal à 5000. La fréquence d'arrivée des particules dépend de la vitesse instantanée du fluide et de la densité d'ensemencement. Concrètement, les particules lentes

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

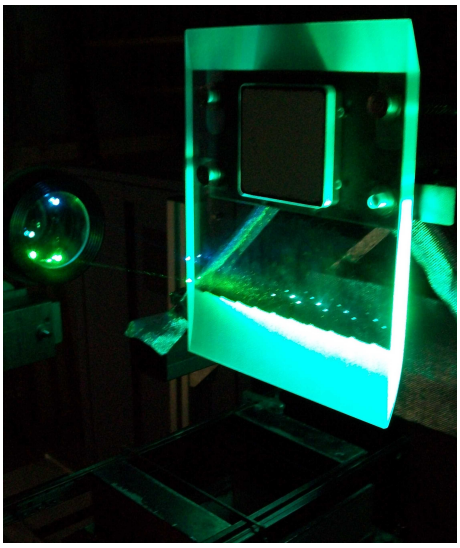


FIGURE A.5 – Visualisation de la configuration des faisceaux et des multi-réflexions provoquées par la paroi

sont moins représentées à cause de leur fréquence de passage plus faible, ce qui mène a une surestimation de la vitesse. D'après les résultats obtenus dans une configuration géométrique comparable [108], ce biais est négligeable.

2) Le désalignement angulaire : les vitesses mesurées représentent la vitesse de déplacement des particules fluides dans un repère fixe du laboratoire. De ce fait, une très bonne stabilité mécanique des composants du système est indispensable afin d'assurer la précision des mesures LDA. Pour ce faire, les parties optiques du système sont montées sur un support mécanique rigide, ce qui permet de limiter les vibrations et les mouvements relatifs entre le système LDA et l'écoulement en sortie de veine. De plus, la paroi a démontré une bonne stabilité (cf. FIGURE 5.14, page 105) en présence de gradients thermiques. En outre, elle présente une surface polie, ce qui limite les réflexions diffuses parasites en direction du détecteur positionné en dehors des zones d'influence des multi-réflexions spéculaires entre les faces avant et arrière de la paroi (FIGURE A.5).

3) Le biais lié à la taille du volume de mesure : il a été montré dans le cadre de l'étude évoquée plus haut [108] que cet effet reste négligeable pour l'estimation des vitesses moyennes, mais peut provoquer une surestimation des fluctuations en proche paroi.

En vue de faciliter l'exploration de l'écoulement réactif, un système de déplacement, monté sur le support mécanique rigide qui n'est pas solidaire de la source laser, supporte les optiques d'émission et de réception. Les déplacements peuvent s'opérer à partir du logiciel d'acquisition DANTEC dans les directions $\vec{x_V}$ et $\vec{y_V}$ avec une précision d'un centième de millimètre. Ce système présente l'avantage de réaliser un traitement statistique temporel sur un grand nombre d'échantillons dans une zone locale, mais pour étudier un champ de vitesse, le balayage du dispositif nécessite un temps d'acquisition important, ce qui n'est pas le cas de la Vélocimétrie par Images de Particules.

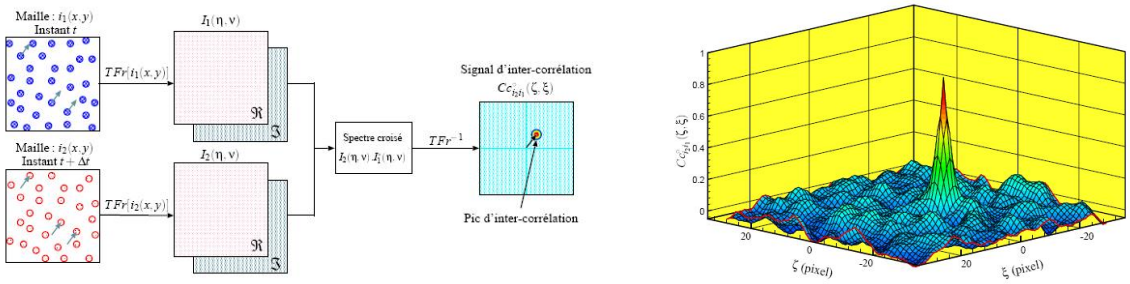
Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

A.2.2 Vélocimétrie par Images de Particules (VIP ou PIV)

La Vélocimétrie par Images de Particules (plus connue sous la dénomination anglophone ; Particle Image Velocimetry (PIV)) ainsi que ses développements récents sont à l'heure actuelle les seules techniques qui rendent une mesure du champ de vitesse possible dans un plan et de manière "non intrusive". Elle utilise la technique de la tomographie laser (cf. annexe A.1) et son principe [118] consiste ensuite à déduire le mouvement instantané de l'écoulement à partir de deux images, enregistrées à des instants t et $t + \Delta t$. La détermination du déplacement des particules $\Delta\vec{\mathbf{x}}$ entre les deux images permet de définir la vitesse $\vec{\mathcal{V}}$ par :

$$\vec{\mathcal{V}}(\mathbf{x}, t) = \frac{\Delta\vec{\mathbf{x}}(\mathbf{x}, t)}{\Delta t} \tag{A.1}$$

La généralisation des caméras CCD à permis le développement d'un traitement par inter-corrélation, dont les avantages par rapport à l'auto-corrélation, ont été détaillés par Lecordier [116]. Le traitement consiste à calculer le déplacement sur des groupes de particules. Chaque image est découpée en mailles carrées (FIGURE A.6(a)) et le déplacement est obtenu par l'application de corrélation croisée, en utilisant la transformée de Fourier rapide (FFT). Une fonction d'inter-corrélation est alors obtenue (FIGURE A.6(b)) en évaluant la transformée de Fourier du produit de la transformée de la première image par le complexe conjugué de la transformée de la seconde. Le déplacement de ce pic de corrélation par rapport au centre de la maille correspond au déplacement en pixel du groupe de particules contenu dans la maille, appelée aussi fenêtre d'interrogation. Le calcul de l'inter-corrélation sur l'ensemble des fenêtres d'interrogations de l'image permet de reconstruire le mouvement instantané de l'écoulement.



(a) Calcul de l'inter-corrélation (b) Fonction d'inter-corrélation

FIGURE A.6 – Principe de l'inter-corrélation [116]

La chaîne de mesure utilisée dans le cadre de l'étude est un système "Flow Master HS" (LaVision), piloté par un logiciel Davis 7.2. Les détails du laser ainsi que ceux de la caméra utilisée sont donnés dans l'annexe A.1. La fréquence d'acquisition du doublé d'images est de 2,5 Hz. Au cours des campagnes de mesures, l'intensité de la source laser a été choisie pour obtenir un bon compromis entre détection des particules et limitation de la taille de la zone bruitée au voisinage de la paroi.

La présence de la paroi peut en effet jouer sur l'erreur de mesure, comme évoqué lors de la présentation de la technique de tomographie laser (annexe A.1). Essentiellement trois contributions peuvent intervenir.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

1) L'incertitude générée par le bruit de mesure, est liée à une faible résolution de l'image, une faible luminosité et au bruit de fond. Dans notre cas, les images initiales sont entachées d'un bruit de fond sur une zone de 2 mm à proximité de la paroi (FIGURE A.3(c)).
2) La perte du couple de particules intervient lorsqu'elles quittent la cellule d'analyse entre deux expositions successives ou par translation perpendiculairement à la nappe laser (déplacement dans la troisième dimension). Pour réduire cet effet, une technique consiste à limiter le déplacement des particules en diminuant Δt (la durée entre deux pulses du laser). Néanmoins, dans une configuration d'interaction tridimensionnelle comme dans celle traitée dans la section 5.4, il reste difficile de se prononcer sur la réelle influence de cette contribution.
3) Un fort gradient de vitesse entre des particules contenues dans la même cellule d'analyse provoque une diminution du rapport signal sur bruit. Ces gradients apparaissent dans des zones inhomogènes en vitesse, comme les couches limites, dans des écoulements à forte intensité de turbulence, etc.

Il est difficile de conclure sur les deux dernières contributions à l'erreur de mesure. Toutefois, elles sont influencées par les paramètres de post-traitement du doublé d'images qui ont fait l'objet de tests dans le cadre d'une étude antérieure [108] dans une configuration géométrique comparable.

Une étude comparative entre des mesures obtenues par PIV avec différents paramètres de post-traitement, et celles issues de la LDA, appliquée au cas d'une couche limite laminaire et turbulente, a permis de choisir une taille finale de cellule d'analyse. Celle-ci doit être suffisamment petite pour minimiser l'écart de vitesse entre les différentes particules, tout en conservant un nombre de particules suffisant. Les fenêtres d'interrogations de géométrie ellipsoïdale d'une taille de 16×16 pixels^2, orientées parallèlement à la paroi, ont permis de minimiser l'écart entre les données expérimentales obtenues avec les deux techniques (PIV et LDA).

Pour compléter ces résultats, la FIGURE 5.32(a) (cf. page 127) présente des données obtenues dans la configuration expérimentale impliquant le dépôt de liquide combustible, avec ces mêmes fenêtres d'interrogations. Elles corroborent les précédentes conclusions pour une distance à la paroi $y_W > 2$ mm, avec et sans écoulement réactif dans une zone proche d'une configuration bidimensionnelle.

Enfin, en présence de l'écoulement réactif, un masque dynamique a été utilisé lors de la phase de post-traitement pour éviter que les zones sans particule aient une influence.

A.3 Description du champ de concentration

A.3.1 Sonde de prélèvement pour caractériser le prémélange

La composition du prémélange fait partie des conditions aux limites à maîtriser. La Fluorescence Induite par Laser (cf. annexe A.3.2) est une technique optique qui permet de réaliser une mesure de concentration. D'autres diagnostics optiques existent, mais restent à l'heure actuelle coûteux et lourds à mettre en œuvre.

La technique choisie pour mesurer la concentration volumique de méthane, plus ancienne

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

et plus simple à mettre en place, est l'analyse de gaz par prélèvement. Cette méthode, dont les deux principales limitations sont le caractère intrusif et l'intégration temporelle des mesures, permet d'obtenir des profils de concentration d'une très bonne précision en régime stationnaire. Elle reste donc largement utilisée pour les écoulements isothermes, mais aussi réactifs.

Ce dispositif est essentiellement composé d'une sonde de prélèvement et d'un analyseur de gaz. Ses caractéristiques sont détaillées dans le mémoire de Galizzi [47]. La sonde de prélèvement a été conçue afin de présenter des caractéristiques géométriques réduites, pour limiter les sources de perturbations aérodynamiques et avoir une bonne résolution spatiale (0,5 mm). La mise en mouvement du fluide est assurée par une pompe à membrane qui provoque une dépression en aval de la sonde et permet ainsi de vaincre les pertes de charge dans la ligne d'acquisition. Le prélèvement de l'échantillon gazeux doit toutefois être réalisé de manière isocinétique pour limiter les incertitudes de mesure, ce qui nécessite le contrôle du débit. L'analyse du mélange prélevé est ensuite réalisée par spectrométrie d'absorption. Cette technique est principalement basée sur la mesure des effets générés par l'interaction d'un rayonnement électromagnétique avec les états d'énergie des molécules. Ces méthodes utilisent la loi de Beer-Lambert qui permet d'estimer la concentration de l'espèce recherchée. L'incertitude de l'analyseur de gaz fournie par le constructeur est de 0,05 %.

A.3.2 Fluorescence Induite par Laser (FIL ou LIF) pour étudier la couche limite massique

La technique de Fluorescence Induite par Laser permet d'obtenir des informations sur un écoulement contenant un dopant. Ce diagnostic nécessite de s'intéresser aux différentes transitions électroniques impliquées lors de l'excitation d'une molécule ainsi que les principaux mécanismes de désactivation (dont la fluorescence) et leurs cinétiques, mais aussi l'influence de paramètres thermodynamiques (pression, température, longueur d'onde d'excitation) sur les grandeurs caractéristiques de la fluorescence (domaine spectral, rendement quantique, durée de vie) [119]. Le signal de fluorescence S_f dépend donc de nombreux paramètres.

Dans un environnement où la température et la pression sont fixes, l'analyse quantitative des signaux de fluorescence du dopant est simplifiée et l'intensité LIF obtenue, fournit directement des informations sur la concentration. En effet, à iso condition d'énergie incidente et de rendement optique, S_f ne dépend alors que des variations de densité moléculaire du dopant $S_f \propto n_{dop}$, qui est liée à sa fraction molaire.

Dans les autres cas, il est nécessaire de connaître les influences respectives de la température et de la pression. Pour cela, Fujikawa et al. [120] ont expérimenté la fluorescence de plusieurs traceurs au moyen d'une enceinte chauffée et pressurisée pour étudier l'influence de différentes conditions expérimentales (longueurs d'onde, pression et température) sur le signal LIF. Cette étude permet alors de choisir les composés dont la fluorescence est la moins dépendante de tous ces facteurs. Pour une longueur d'onde d'excitation de 266 nm, Fujikawa et al. [120] ont noté une décroissance de l'intensité LIF de 11 % / 100 K entre 373 - 523 K pour le 3-pentanone dans l'air à 1 MPa, ce qui correspond à la tendance observée (10 % / 100 K) dans les travaux de Modica [119]. L'acétone présente une sensibilité à la température inférieure à celle du 3-pentanone [120], mais ses propriétés physiques sont aussi très différentes de celle de l'heptane en terme d'évaporation. Par exemple, sa température d'ébullition à P_{atm} est de l'ordre de 56 °C contre 102 °C pour le 3-pentanone qui tend vers celle de l'heptane (98 °C). L'hypothèse d'un comportement proche, en termes d'écoulement

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

et d'évaporation entre le 3-pentanone et l'heptane, a donc été posée dans cette étude.

Il existe aussi un effet lié à la concentration même du dopant sur S_f, lorsqu'elle devient importante. Si sa concentration dépasse une certaine valeur, le taux de collision entre les molécules est alors suffisamment élevé pour que les processus de réabsorption de la fluorescence et d'auto quenching (collisions avec des molécules du dopant à l'état fondamental) deviennent prépondérants et fassent décroître l'intensité LIF. Ce seuil est de l'ordre de 21 % (fraction molaire) pour le 3-pentanone dans l'azote à 0,1 MPa et à des températures de 423 K et 523 K [119].

Le dispositif expérimental et la procédure mis au point dans le cadre de la présente étude sont synthétisés sur la Figure A.7. Le matériel utilisé (Figure A.7(a)) pour réaliser cette mesure de S_f, est principalement constitué d'un laser New wave délivrant une énergie de 25 mJ sur une durée d'environ 3 ns pour une longueur d'onde λ_{UV} de 266 nm et d'une Caméra ICCD Roper Scientific munie d'un objectif olympus avec un filtre Schott BG4 (pour couper λ_{UV}). Un Trigger, ou générateur de délais, Stanford research DG535, permet de synchroniser l'ensemble des instruments et la fréquence d'acquisition des images est de 5 Hz. Le Générateur de la nappe laser à bord parallèle d'une hauteur de l'ordre de 3 cm, est composé de 3 lentilles, et une partie de l'énergie de la nappe est prélevée afin de l'envoyer en direction d'une cellule de référence contenant un mélange dilué en 3-pentanone. Ce montage est utile pour avoir une information sur la quantité de fluorescence émise au cours de chaque tir laser. On peut aussi corriger le défaut d'homogénéité dans la répartition d'énergie de la nappe laser. Du fait de l'évaporation constante au niveau du poreux par effet capillaire, la concentration du dopant ne peut être garantie. C'est pourquoi, cette étude s'est limitée à une analyse qualitative. Néanmoins, le liquide combustible a été initialement ensemencé à hauteur de 15 % (fraction volumique) pour maximiser S_f, tout en évitant d'atteindre la valeur seuil évoquée plus haut.

Une fois les images acquises, leur traitement (Figure A.7(b)) a tout d'abord consisté à réaliser pour chacun des cas considérés, une moyenne temporelle $\overline{S}_f$ sur chaque pixel par l'application de :

$$\overline{S}_f = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} S_{f_i} \tag{A.2}$$

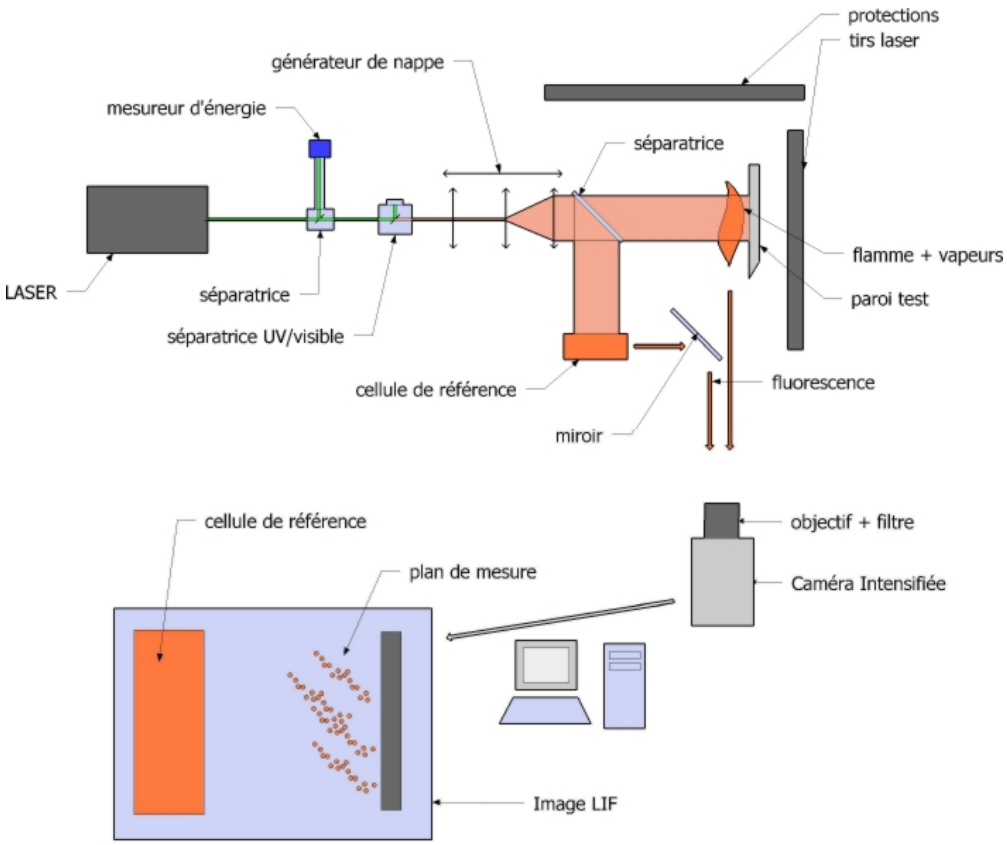
puis à soustraire le signal moyen du bruit de fond.

Le profil de fluorescence moyen au niveau de la cellule est ensuite utilisé afin de corriger les images. Une moyenne ligne par ligne est réalisée et un profil selon la hauteur est évalué puis lissé. Ce profil permet notamment de corriger les images instantanées afin de pouvoir observer la distribution spatiale des vapeurs sur l'ensemble de la hauteur de l'image.

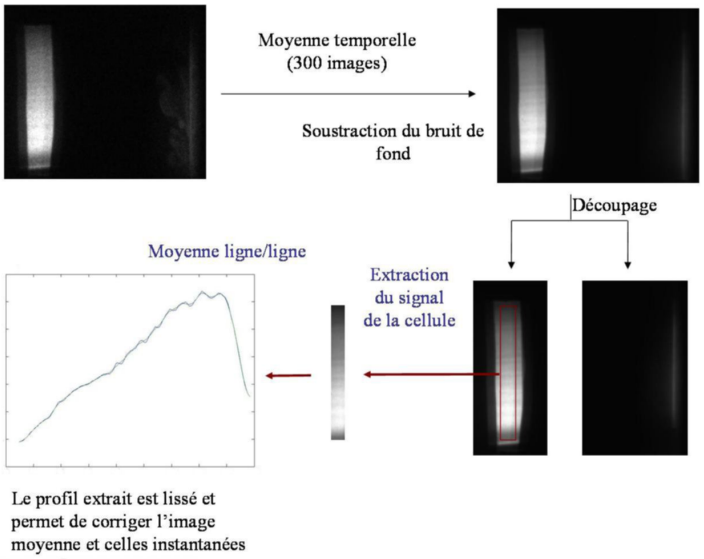
Enfin, les fluctuations du signal de fluorescence S'_f (en unité arbitraire u.a.) sont estimées en calculant son écart-type (valeur rms) sur chaque pixel :

$$S'_f = \sqrt{\frac{1}{n-1}\sum_{i=1}^{n}(S_{f_i} - \overline{S_f})^2} \tag{A.3}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés



(a) Ligne expérimentale



(b) Procédure de traitement

FIGURE A.7 – Ligne expérimentale et procédure de traitement des images développés pour étudier la couche limite massique

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Annexe B

Détails de certaines caractéristiques du dispositif expérimental

Cette annexe donne quelques précisions sur le dispositif expérimental et sur certaines caractéristiques des écoulements.

Concernant le liquide combustible, certaines précautions ont été prises et ont guidé le développement de la ligne expérimentale. Parmi celles-ci, le film est extrêmement sensible aux perturbations extérieures et particulièrement aux vibrations. C'est pourquoi, la pompe de précision qui permet la distribution du liquide, a été isolée du bâti du dispositif de dépôt et de celui de l'Interférométrie à Faible Cohérence (IFC). La distribution est réalisée par une tête à engrenages Micropump® (0,092 mL.rotation^{-1}) entraînée par un moteur Ismatec®, avec une gamme de fonctionnement comprise entre 50 à 5000 rotation.min^{-1}. L'ensemble peut fonctionner jusqu'à une pression d'environ 5 bars en sortie de pompe et permet de générer des films de faible épaisseur. Dans le cas d'un transfert de liquide suffisant, elle offre une distribution stable, sans pulsation et faiblement dépendante des variations de pressions. Ensuite et de manière générale, l'ensemble de la ligne fluide nécessite une bonne tenue aux alcanes (acier inoxydable, joints en teflon® ou viton®). Avant de parvenir à l'intérieur de l'injection, le liquide passe dans un clapet anti-retour pour améliorer les performances de la distribution. Enfin, la taille du cylindre interne du dispositif de dépôt (Figure 2.3) a été choisie volontairement importante afin de lisser les éventuelles fluctuations de pression et augmenter la surface de l'échangeur thermique.

Dans la suite de cette annexe, les caractéristiques initiales du prémélange gazeux sont présentées. Quelques données sur la couche limite aérodynamique se développant le long de la paroi en silice sont ensuite renseignées. Les caractéristiques du contrôle de la position du barreau de stabilisation sont introduites avant de terminer avec la stratégie utilisée pour éviter la stabilisation d'une flamme en haut de la paroi du dispositif de dépôt.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

B.1 Caractéristiques du prémélange en sortie de la soufflerie

B.1.1 Concentration en méthane

La richesse du prémélange à la sortie de la veine d'essais est un paramètre fondamental pour la configuration retenue. Des mesures de concentration volumique de méthane ont été effectuées au moyen d'un dispositif composé d'une sonde de prélèvement et d'un analyseur de gaz (pour plus de détails, se reporter à l'annexe A.3.1). Une série de mesures a été réalisée à différentes positions dans le plan de sortie du brûleur (O ; $\vec{y_V}$, $\vec{z_V}$). La FIGURE B.1 montre que la concentration volumique en méthane est homogène, avec un écart maximal entre sa valeur moyenne et sa valeur maximale (ou minimale) inférieur à 0,1 % (en volume) sur l'ensemble de la section de sortie de la veine. En tenant compte de l'incertitude de l'appareil, représentée par des barres d'erreur, les variations de concentration peuvent être considérées comme limitées. Enfin, le caractère bidimensionnel du prémélange en sortie du brûleur est vérifié.

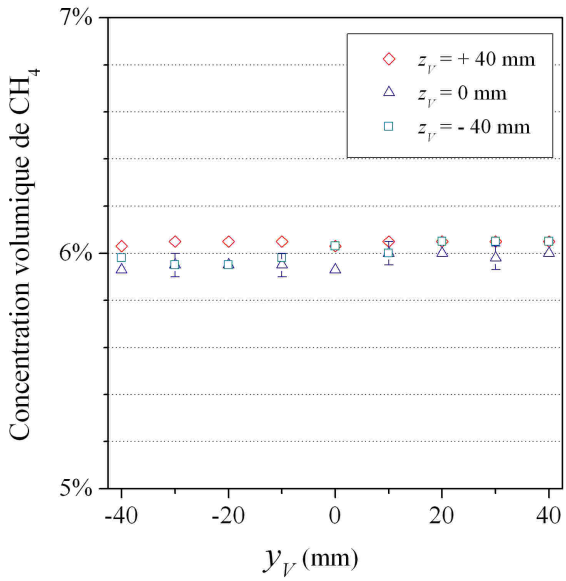


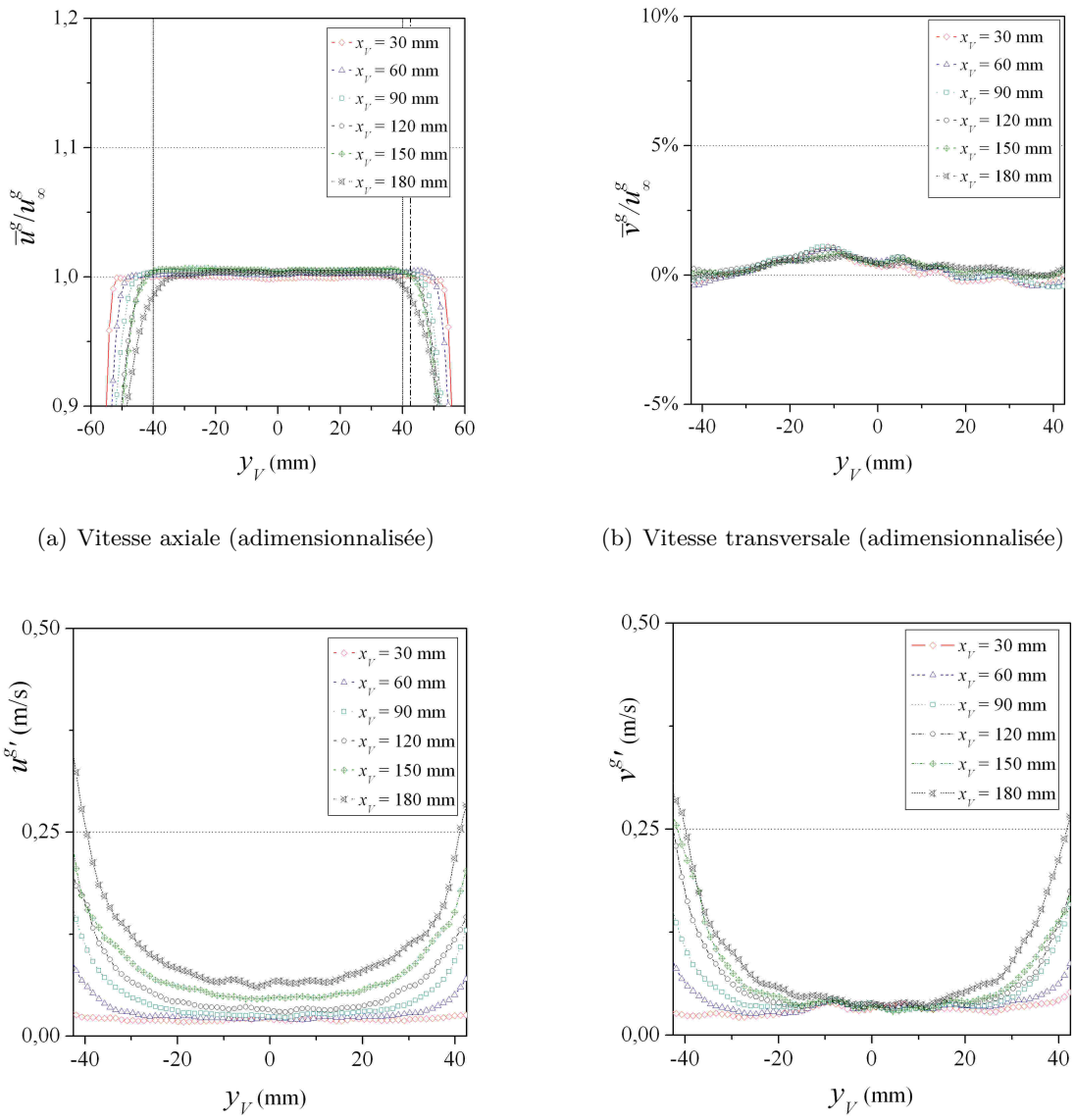
FIGURE B.1 – Profils de concentration volumique de CH_4 en sortie du brûleur

B.1.2 Caractéristiques aérodynamiques du cône de potentiel

Les caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement formé à la sortie de la soufflerie, ont également été importantes à connaître pour sélectionner celles du dispositif de dépôt. L'écoulement laminaire obtenu a fait l'objet d'une caractérisation à l'aide de la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV, pour plus de détails, se reporter à l'annexe A.2.2). Les résultats ont été moyennés sur 200 images. Les profils des composantes de la vitesse moyenne temporelle axiale $\overline{u}^g$ (selon $\vec{x_V}$), transversale $\overline{v}^g$ (selon $\vec{y_V}$) et les fluctuations associées $u^{g\prime}$ et $v^{g\prime}$ (valeurs rms respectives des composantes u^g et v^g) à plusieurs positions (ou stations) du repère $\mathcal{R}_V$ lié à la veine (FIGURE 2.2) sont présentées sur la FIGURE B.2.

Les FIGURES B.2(a) et B.2(b) renseignent les composantes moyennes adimensionnalisées par la vitesse moyenne temporelle et spatiale au niveau de l'écoulement homogène

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés



(a) Vitesse axiale (adimensionnalisée)

(b) Vitesse transversale (adimensionnalisée)

(c) Fluctuations axiales

(d) Fluctuations transversales

FIGURE B.2 – Profils des composantes de la vitesse moyenne et des fluctuations de l'écoulement isotherme en sortie de la soufflerie

u^g_∞ (= 5 m.s^{-1}). Elles montrent que l'écoulement reste homogène dans l'intervalle y_V = [-40 ; 40] mm, jusqu'à une hauteur de 180 mm environ. En outre, $\overline{u}^g$ reste proche u^g_∞ à une hauteur de x_V = 90 mm et une position de y_V = 42,5 mm (positionnée sur la FIGURE B.2(a) par une ligne verticale discontinue). La caractérisation des fluctuations associées (FIGURES B.2(c) et B.2(d)) indiquent qu'elles restent inférieures à 0,25 m.s^{-1} pour y_V = [-40 ; 40] mm jusqu'à une hauteur de 180 mm, ce qui représente 5 % de la vitesse moyenne dans le sens de l'écoulement.

Ces résultats permettent d'évaluer les caractéristiques du cône de potentiel (zone où l'écoulement présente des conditions aérodynamiques homogènes) afin de choisir les principales

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

propriétés géométriques du dispositif de dépôt (cf. section 2.2).

B.2 Couche limite aérodynamique avec la paroi en silice

Essentiellement pour évaluer la contrainte de frottement interfacial, la couche limite aérodynamique se développant le long de la face avant de la paroi en silice (sans dépôt de liquide) a été caractérisée par Anémométrie Laser Doppler (LDA, pour plus de détails, se reporter à l'annexe A.2.1). La FIGURE B.3 montre que le profil des vitesses axiales adimensionnalisées $\overline{u}^g/u^g_\infty$ en fonction de la variable η $(= y_W/2\sqrt{u^g_\infty/(\nu^g x_W)})$ se rapproche d'un profil de Blasius [59] qui fait référence à une couche limite laminaire, où δ_{CLL} représente son épaisseur.

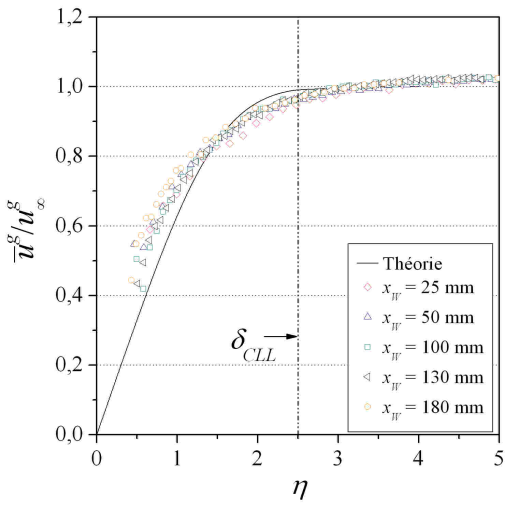


FIGURE B.3 – Profils de la vitesse moyenne axiale dans la couche limite

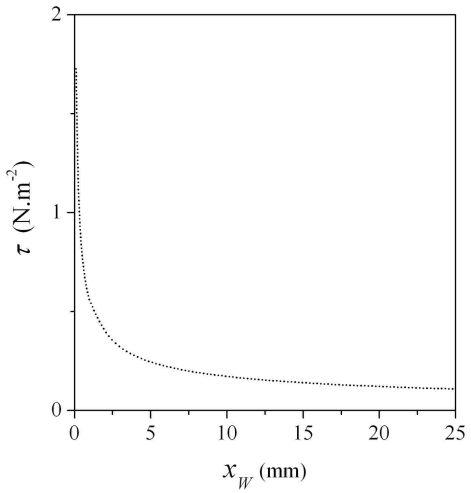


FIGURE B.4 – Cisaillement interfacial estimé en fonction de la position

Dans ce cas, il est possible d'estimer la contrainte de cisaillement provoquée par l'écoulement gazeux le long de la paroi qui est alors fonction de la distance au bord d'attaque $x_W^{-1/2}$ [59] dans le repère $\mathcal{R}_W$:

$$\tau(x_W) = 0,332\ \mu^g\ u^g_\infty\ \sqrt{\frac{u^g_\infty}{\nu^g\ x_W}} \tag{B.1}$$

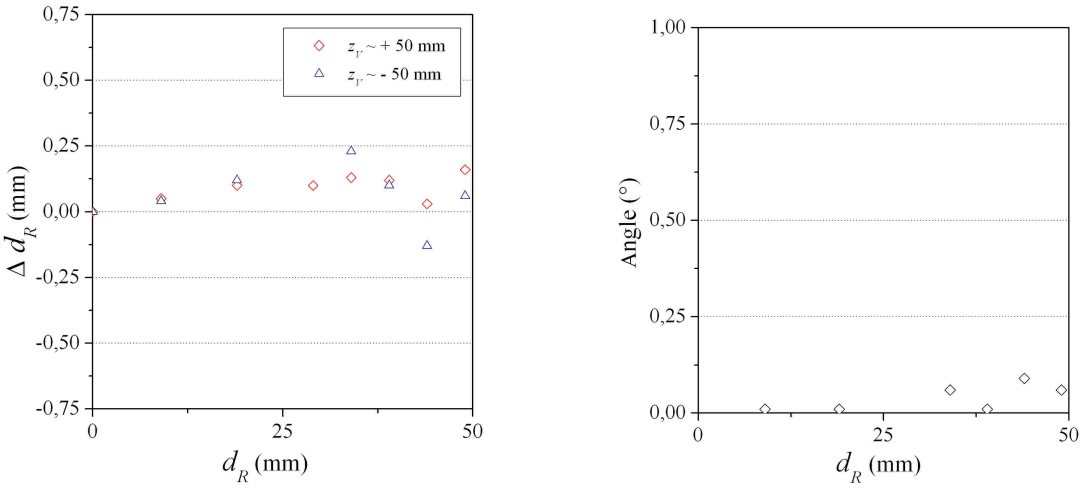
où u^g_∞ représente la vitesse de l'écoulement gazeux homogène hors de la couche limite. μ^g et ν^g sont respectivement les viscosités dynamique et cinématique du gaz. La fonction $\tau(x_W)$ évolue peu à partir d'une certaine distance du bord d'attaque (FIGURE B.4) et tend vers l'infini quand x_W tend vers 0. Ces propriétés sont utilisées dans les chapitres 2 et 4.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

B.3 Positionnement du barreau de stabilisation

L'effet de la proximité du front de flamme sur le film déposé sur la paroi, et par conséquent sur l'interaction, est important à considérer dans l'étude. Ceci est réalisé par l'ajustement de la position du barreau de stabilisation en sortie du brûleur.

Le paramètre d représente la distance entre le centre du barreau et la paroi. Grâce à une platine de translation, d est maîtrisée au 1/10 de mm près, si on fixe une référence (R) proche de la zone d'étude comme le montre la FIGURE B.5(a). En terme d'orientation, le barreau reste raisonnablement parallèle au bord de veine (FIGURE B.5(b)).



(a) Écart de positionnement

(b) Orientation du barreau

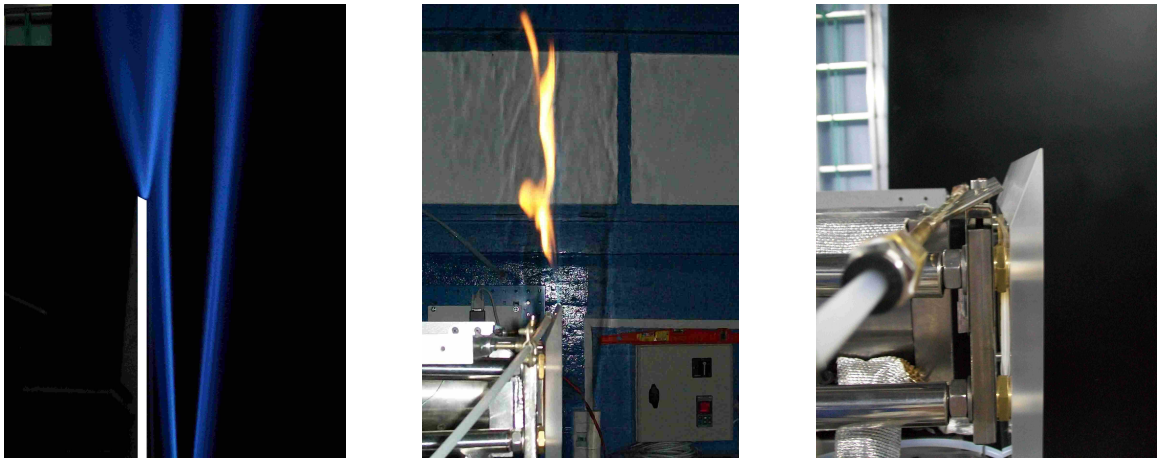
FIGURE B.5 – Écart de positionnement (a) et orientation (b) du barreau à partir d'une position de référence

B.4 Stratégie utilisée pour éviter la stabilisation d'une flamme non souhaitée

La stabilisation d'une flamme sur la partie haute de la paroi perturbe en retour l'écoulement réactif étudié. Pour illustrer cet effet indésirable, la FIGURE B.6(a) montre une déviation du front principal, résultat de l'interaction entre deux fronts de flamme. En présence de vapeur de film liquide combustible (FIGURE B.6(b)), une source de perturbation apparaît également.

La FIGURE B.6(c) présente un système de peigne (à l'arrière de la paroi) qui distribue de l'azote à faible débit. Son effet de type aérochimique permet d'éviter qu'une flamme se stabilise dans le sillage de la paroi.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés



(a) flamme sans film (b) flamme avec film (c) Vue du peigne

FIGURE B.6 – Visualisation de flammes stabilisées sur le haut de la paroi (a, b) et du peigne (c) pour supprimer cet effet

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Annexe C

Étapes de la démarche analytique pour obtenir l'interférogramme d'un milieu bicouche

La démarche suivante permet d'aboutir à l'interférogramme théorique d'un milieu bicouche qui donne un moyen de valider l'outil numérique (cf. section 3.2.3) élaboré préalablement au développement du dispositif (cf. section 3.4.2). Le départ de la démarche est l'équation (3.12) :

$$\begin{aligned} I(\delta) = k\ \frac{1}{4}\int_0^{+\infty} \left|E_\sigma^0\right|^2 \big[C &+ C_1\cos(2\pi\sigma\delta) \\ &+ C_2\cos(2\pi\sigma[2d_1n_1-\delta]) \\ &+ C_3\cos(2\pi\sigma[2(d_2n_2+d_1n_1)-\delta])\big]\, d\sigma \end{aligned} \tag{C.1}$$

avec,
- k une constante ;
- C la composante continue de l'interférogramme, fonction des coefficients de réflexion et de transmission ;
- $C_1 = 2\ r_{\mathrm{MM}}\ r_{01}$;
- $C_2 = 2\ r_{\mathrm{MM}}\ t_{01}\ r_{12}\ t_{10}$;
- $C_3 = 2\ r_{\mathrm{MM}}\ t_{01}\ t_{12}\ r_{23}\ t_{21}\ t_{10}$;
- $\delta = 2\delta'$ (m) ;
- σ le nombre d'onde (cm^{-1}), qui est l'inverse de la longueur d'onde.

1/ Il faut intégrer cette équation, et donc considérer dans une première étape, une fonction explicite et représentative de la technique d'Interférométrie à Faible Cohérence (IFC) pour la source, soit une répartition spectrale d'intensité donnée par une gaussienne :

$$J(\sigma) = J_0 \exp\left[-\pi\left(\frac{\sigma-\sigma_0}{\Delta\sigma}\right)^2\right] = k\ \left|E_\sigma^0\right|^2 \tag{C.2}$$

avec,
- J_0 l'intensité maximale de la gaussienne (W.cm) ;
- σ_0 le nombre d'onde moyen de la source (cm^{-1}) ;
- $\Delta\sigma$ l'ecart type de la gaussienne (cm^{-1}).

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

On note $J_p(\sigma)$ le spectre symétrisé sur tout l'axe des réels qui s'écrit :

$$J_p(\sigma) = \frac{J(\sigma) + J(-\sigma)}{2} \tag{C.3}$$

En intégrant sur le spectre, on a :

$$\begin{aligned}
\int_{-\infty}^{+\infty} J_p(\sigma)\, d\sigma &= \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{J(\sigma) + J(-\sigma)}{2}\right] d\sigma \\
&= \frac{1}{2}\left[\underbrace{\int_{-\infty}^{0} J(\sigma)\, d\sigma}_{=0} + \int_{0}^{+\infty} J(\sigma)\, d\sigma + \underbrace{\int_{-\infty}^{0} J(-\sigma)\, d\sigma}_{=\int_0^{+\infty} J(\sigma)\, d\sigma} + \underbrace{\int_{0}^{+\infty} J(-\sigma)\, d\sigma}_{=0}\right] \\
&= \int_{0}^{+\infty} J(\sigma)\, d\sigma
\end{aligned} \tag{C.4}$$

On peut réitérer ce même cheminement avec la gaussienne multipliée par le cosinus qui est également symétrique :

$$\int_{0}^{+\infty} J(\sigma)\cos(2\pi\sigma\delta)\, d\sigma = \int_{-\infty}^{+\infty} J_p(\sigma)\cos(2\pi\sigma\delta)\, d\sigma \tag{C.5}$$

2/ Après avoir établi ces égalités, on considère dans une seconde étape, un nouveau spectre symétrisé $f_p(\sigma)$ et sa transformée de Fourier :

$$F[f_p(\sigma)](\delta) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_p(\sigma) e^{i2\pi\sigma\delta}\, d\sigma = \int_{-\infty}^{+\infty} f_p(\sigma)\cos(2\pi\sigma\delta)\, d\sigma \tag{C.6}$$

où la dernière égalité est justifiée par le fait que $F(\delta)$ est réelle :

$$\begin{aligned}
F[f_p(\sigma)](\delta) = \sqrt{\pi}\exp\left[-\frac{(2\pi\delta)^2}{4}\right] \quad &\text{avec} \quad f_p(\sigma) = \frac{f(\sigma) + f(-\sigma)}{2} \\
&\text{où} \quad f(\sigma) = exp\Big[-\sigma^2\Big]
\end{aligned} \tag{C.7}$$

Grâce à l'application du théorème de translation, puis celui de changement d'échelle des transformées de Fourier, on peut retrouver la transformée de $J_p(\sigma)$.

$$\begin{aligned}
F[f_p(\sigma - \sigma_0)](\delta) &= \frac{1}{2}\{F[f(\sigma - \sigma_0)](\delta) + F[f(-(\sigma - \sigma_0))](\delta)\} \\
&= \frac{1}{2}(e^{-i2\pi\sigma_0\delta} + e^{+i2\pi\sigma_0\delta})\sqrt{\pi}\exp\left[-\frac{(2\pi\delta)^2}{4}\right] \\
&= \cos(2\pi\sigma_0\delta)\sqrt{\pi}\exp\left[-\frac{(2\pi\delta)^2}{4}\right]
\end{aligned} \tag{C.8}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

$$F[f_p(\sqrt{\frac{\pi}{\Delta\sigma^2}}(\sigma-\sigma_0))](\delta) = \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{\frac{\pi}{\Delta\sigma^2}}}\cos(2\pi\sigma_0\delta)\exp\left[-\frac{\left(\frac{2\pi\delta}{\sqrt{\frac{\pi}{\Delta\sigma^2}}}\right)^2}{4}\right] \\ = \Delta\sigma\cos(2\pi\delta\sigma_0)\exp\left[-\pi(\delta\Delta\sigma)^2\right] \tag{C.9}$$

On reconnaît $J_p(\sigma) = J_0 f_p(\sqrt{\frac{\pi}{\Delta\sigma^2}}(\sigma-\sigma_0))$ et sa transformée de Fourier peut être calculée par l'application de :

$$F[J_p(\sigma)](\delta) = J_0\Delta\sigma\cos(2\pi\delta\sigma_0)\exp\left[-\pi(\delta\Delta\sigma)^2\right] \tag{C.10}$$

3/ Dans une troisième étape, il est possible d'écrire le profil de l'intensité reçue au niveau du détecteur en fonction de la position du miroir mobile δ' de manière explicite. Pour cela, il faut tout d'abord réécrire l'équation (C.1) en utilisant les égalités de la première étape de la démarche :

$$\begin{aligned} I(\delta) = \frac{1}{4}\Big[C\int_{-\infty}^{+\infty} J_p(\sigma)\,d\sigma + C_1\int_{-\infty}^{+\infty} J_p(\sigma)\cos(2\pi\sigma\delta)\,d\sigma \\ + C_2\int_{-\infty}^{+\infty} J_p(\sigma)\cos(2\pi\sigma[2d_1n_1-\delta])\,d\sigma \\ + C_3\int_{-\infty}^{+\infty} J_p(\sigma)\cos(2\pi\sigma[2(d_2n_2+d_1n_1)-\delta])\,d\sigma\Big] \end{aligned} \tag{C.11}$$

Puis, par identification, on réécrit les intégrales avec la transformation de Fourier donnée par l'équation (C.6) pour la fonction $J_p(\sigma)$, avec $\int_{-\infty}^{+\infty} J_p(\sigma)\,d\sigma = J_0\Delta\sigma$ positionné en facteur :

$$\begin{aligned} I(\delta) = \frac{1}{4}\,J_0\Delta\sigma\Big[C + \frac{1}{J_0\Delta\sigma}\,\Big(C_1F[J_p(\sigma)](\delta) + C_2F[J_p(\sigma)](2d_1n_1-\delta) \\ + C_3F[J_p(\sigma)](2(d_2n_2+d_1n_1)-\delta)\Big)\Big] \end{aligned} \tag{C.12}$$

Finalement, en utilisant l'équation (C.10), en posant $d_2'n_2' = d_1n_1 + d_2n_2$ et en remplaçant $\delta = 2\delta'$, on obtient l'interférogramme recherché du milieu bicouche :

$$\begin{aligned} I(\delta') = \frac{1}{4}J_0\Delta\sigma\Big(C + C_1\cos(4\pi\delta'\sigma_0)\exp\left[-4\pi(\delta'\Delta\sigma)^2\right] \\ + C_2\cos(4\pi\left\{d_1n_1-\delta'\right\}\sigma_0)\exp\left[-4\pi(\left\{d_1n_1-\delta'\right\}\Delta\sigma)^2\right] \\ + C_3\cos(4\pi\left\{d_2'n_2'-\delta'\right\}\sigma_0)\exp\left[-4\pi(\left\{d_2'n_2'-\delta'\right\}\Delta\sigma)^2\right]\Big) \end{aligned} \tag{C.13}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Annexe D

Évaluation de l'erreur de mesure par IFC dans des conditions isothermes

Cette annexe propose d'estimer l'erreur de mesure réalisée lors de l'application de l'Interférométrie à Faible Cohérence (IFC) dans des conditions isothermes. L'erreur globale est considérée être la somme de plusieurs contributions :

1. liées aux effets des paramètres optiques, comme l'influence des milieux traversés, dont l'impact est estimé dans la section 3.3.2 ;
2. liées au matériel, qui est examiné dans cette annexe.

L'objectif est de déterminer les contributions à cette source d'erreur lors de l'analyse numérique des interférogrammes par un programme spécifique (cf. section 3.3.1). La démarche a essentiellement consisté à générer des interférogrammes numériques basés sur le modèle développé (cf. section 3.2.3), puis de les analyser avec le programme. La comparaison entre les Longueurs de Chemin Optique (LCO) imposées en entrée d'une part, et celles mesurées en sortie par le programme d'autre part, permet d'estimer pour chaque effet testé, $\Delta LCO_{\text{effet}} = |LCO_{\text{entrée}} - LCO_{\text{sortie}}|$. En relation avec le développement du dispositif expérimental, la silice a été sélectionnée pour la paroi avec une épaisseur de 13 mm. Concernant le liquide (heptane), l'épaisseur est fixée à 100 µm dans la simulation.

Les écarts considérés pour chaque effet de second type, sont listés, discutés et évalués (voir Tableau D.1).

1) ΔLCO_{ACQ} représente l'effet de la fréquence d'acquisition. Lorsque ce dernier paramètre est supérieur ou égal à 5 fois la fréquence de défilement des franges (théorème d'échantillonnage respecté), qui est lié à la longueur d'onde moyenne de la source (λ_0) et à la vitesse du miroir mobile [121], l'impact sur l'erreur de mesure est négligeable. Cette fréquence d'acquisition spécifique a été considérée pour générer les interférogrammes numériques en entrée afin de limiter le temps de calcul.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

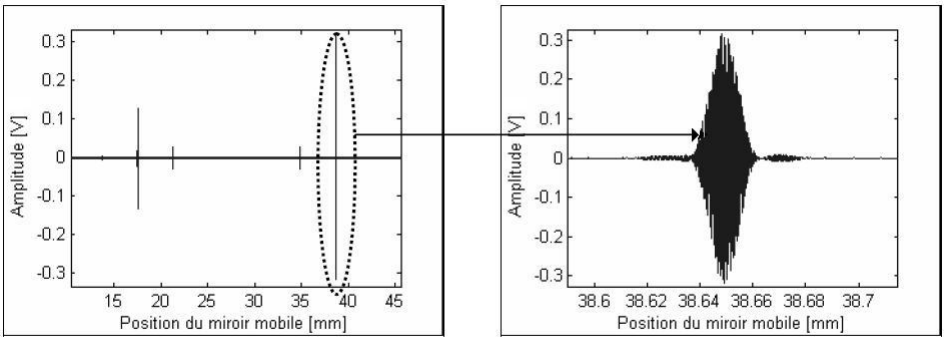
2) $\Delta LCO_{\Delta\lambda}$ est engendré par l'incertitude sur la longueur d'onde moyenne de la source. Pour estimer cet effet, la démarche a consisté à simuler plusieurs sources gaussiennes en entrée, avec une longueur d'onde moyenne variable, en lien avec les données du constructeur, puis à retenir la valeur maximale de $\Delta LCO_{\Delta\lambda}$, qui reste faible.
3) ΔLCO_{MM} est induit par l'erreur de positionnement de la platine. Le constructeur renseigne une erreur maximale de positionnement de 1 µm sur la course de la platine. Or, la soustraction de la position de deux pics d'interférences est nécessaire pour estimer LCO. C'est pourquoi, cette valeur a été doublée, rendant cette source d'erreur importante.
4) $\Delta LCO_{\mathrm{STAT}}$ représente l'influence de l'erreur statistique, qui peut être décomposée en deux contributions ; les impacts du bruit de mesure ($\Delta LCO_{\mathrm{STAT}+}$) et de l'erreur relative du détecteur ($\Delta LCO_{\mathrm{STAT}\times}$).

Pour évaluer $\Delta LCO_{\mathrm{STAT}}$, il a été nécessaire de considérer une approche statistique. Un nombre "aléatoire" a été utilisé pour créer un bruit gaussien ξ [122], puis calculer l'intensité du détecteur pour chaque position lors de la génération de l'interférogramme numérique. Dans chaque cas, 50 interférogrammes échantillons ont été considérés dans l'analyse.

Pour estimer $\Delta LCO_{\mathrm{STAT}\times}$, l'intensité reçue par le détecteur I est calculée pour chaque δ' de la manière suivante :

$$I(\delta') \leftarrow I(\delta') \times (1 + \xi \times 2\ \%) \tag{D.1}$$

où 2 % représente une erreur relative de répétabilité du détecteur (données constructeur).



(a) (b)

FIGURE D.1 – Exemple d'un interférogramme (a) et détail d'un pic (b)

Pour estimer la contribution $\Delta LCO_{\mathrm{STAT}+}$, une approche similaire a été menée en considérant cette fois-ci, un Rapport Signal sur Bruit (RSB). La FIGURE D.1 donne un exemple d'interférogramme expérimental qui permet de montrer que les pics n'ont pas tous la même intensité. C'est pourquoi, une référence du RSB a été définie par la comparaison de l'intensité maximale du pic de l'interférogramme (FIGURE D.2) et l'amplitude du bruit de mesure A_{bruit} :

$$RSB = \frac{|I(\delta')_{max}|}{A_{bruit}} \tag{D.2}$$

et l'intensité reçue au niveau du détecteur est alors :

$$I(\delta') \leftarrow I(\delta') + \xi \times A_{bruit} \quad \text{avec,} \quad A_{bruit} = \frac{|I(\delta')_{max}|}{RSB} \tag{D.3}$$

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

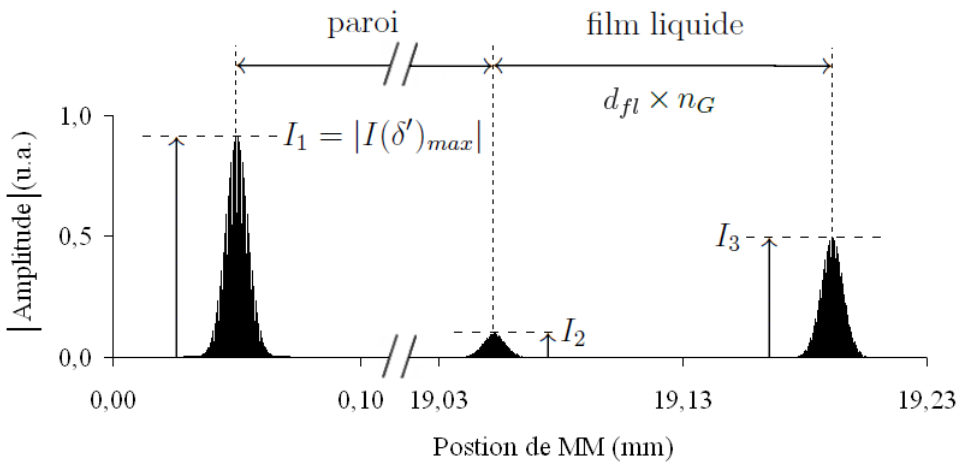


FIGURE D.2 – Illustration de l'amplitude des pics I_j

La FIGURE D.2 illustre la norme d'un interférogramme théorique du cas de l'étude et montre bien l'effet des paramètres optiques sur l'amplitude des pics I_j, avec l'évolution du RSB_j associé par rapport à celui de référence $I_1 = |I(\delta')_{max}|$. Il y a effectivement un rapport RSB_j/RSB de l'ordre de (1/10) pour le second pic I_2 et (1/2) pour le troisième I_3. Cette source d'erreur est donc essentiellement liée aux deux derniers pics, et particulièrement à I_2.

La FIGURE D.3 montre les fonctions de densité de probabilité obtenues dans le cas de 50 échantillons en fonction de $\Delta LCO_{\text{STAT+}}$ pour différents RSB. Si on se place dans le cas d'un faible $RSB = 20$ avec la définition considérée, $RSB_2 \approx 2$ pour I_2 et $RSB_3 \approx 10$ pour I_3, ce qui correspond alors à un cas proche de la limite de détection du pic I_2. La FIGURE D.3 montre dans cet exemple ($RSB = 20$) que la dispersion de $\Delta LCO_{\text{STAT+}}$ est de l'ordre de 1 µm.

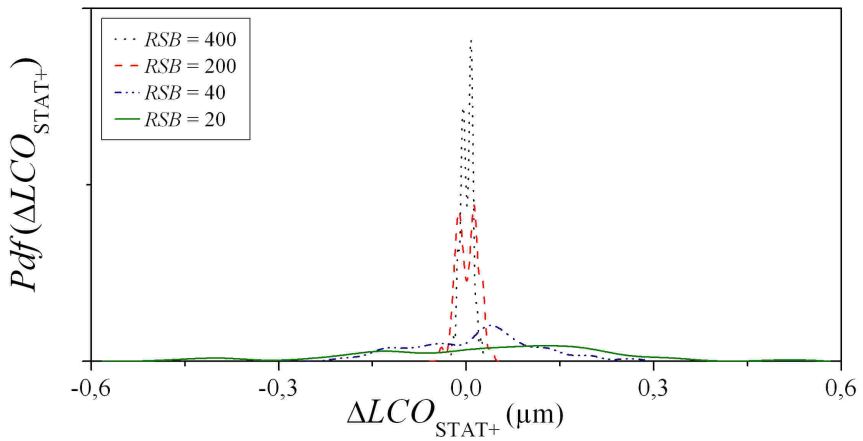


FIGURE D.3 – Impact du Rapport "Signal sur Bruit" (RSB) de référence

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

L'estimation de chaque contribution considérée est donnée dans le Tableau D.1, incluant celles de premier type $\Delta LCO_{\partial^2 n/\partial\lambda^2}$ et $\Delta LCO_{\text{Source}}$ (cf. section 3.3.2).

Pour conclure, la somme des contributions retenues dans les conditions les plus contraignantes, indique une erreur globale de $\Delta LCO < 4$ µm, sans l'effet des gradients thermiques (cf. section 3.3.3).

Tableau D.1 – Bilan des effets sur l'écart de Longueur de Chemin Optique ΔLCO

	Effet	Estimation (µm)	Désignation de l'effet
$\Delta LCO =$	$\Delta LCO_{\partial^2 n/\partial\lambda^2}$	$< 1.10^{-1}$	impact de $\partial^2 n/\partial\lambda^2$
$+$	$\Delta LCO_{\text{Source}}$	$< 1.10^{-1}$	impact du spectre de la source
$+$	$\Delta LCO_{\Delta\lambda}$	$< 1.10^{-1}$	incertitude sur λ_0
$+$	ΔLCO_{MM}	≈ 2	erreur de positionnement de MM
$+$	$\Delta LCO_{\text{STAT}\times}$	$\approx 1.10^{-1}$	erreur relative du détecteur
$+$	$\Delta LCO_{\text{STAT}+}$	≈ 1	impact du rapport *signal/bruit*

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Liste des figures

1.1 Principe de la préparation du mélange air-carburant dans un moteur conventionnel (a) et un moteur à injection directe (b), d'après Jeanne [3] 6

1.2 Schéma de la chambre de combustion du moteur IDE "Mitsubishi" pour illustrer la formation du film liquide combustible, d'après Desoutter [5] 7

1.3 Configurations d'interaction flamme/paroi dans un MAC (adapté d'Angelberger [11]) . 8

1.4 Synthèse des mécanismes principaux impliqués dans la combustion prémélangée 9

1.5 Mécanismes additionnels lors de la combustion prémélangée à proximité d'une paroi . 10

1.6 Description des principaux phénomènes intervenant lorsqu'un film est déposé sur une paroi, inspiré d'Habchi et al. [6] 11

1.7 Illustration des phénomènes intervenant dans une LPP [22] (sans combustion) 12

1.8 Modification des mécanismes lors de l'existence d'un film liquide combustible sur les parois 13

1.9 Bilan des principaux mécanismes intervenant dans l'interaction *front de flamme/film* . 15

1.10 Configuration d'interaction frontale 18

1.11 Définition des cas et phases d'interactions 18

1.12 Principe de la configuration académique retenue 21

2.1 Image du dispositif expérimental avec les modifications apportées 27

2.2 Illustration de la stabilisation de la flamme en "V" et introduction du repère associé au centre de la sortie de la veine $\mathcal{R}_V = (\mathrm{O}\,;\, \vec{x_V},\, \vec{y_V},\, \vec{z_V})$ 27

2.3 Présentation du système d'alimentation du film liquide et introduction du repère associé à la paroi $\mathcal{R}_W = (\mathrm{O}\,;\, \vec{x_W},\, \vec{y_W},\, \vec{z_W})$ 29

2.4 Principales cotations du système d'alimentation du film liquide et mise en évidence de l'emplacement du poreux 29

2.5 Illustration du comportement de l'heptane à la surface du poreux 31

2.6 Vue du système d'alimentation du film liquide et de la sortie de la soufflerie 32

3.1 Schéma de principe de l'interféromètre de Michelson utilisé avec une source à faible cohérence dans le cas d'un échantillon bicouche - les angles sont exagérés afin de suivre l'évolution des faisceaux. 40

3.2 Ondes réfléchies et transmises successives (tiré de [74]) 42

3.3 Principe général du calcul d'un interférogramme selon la longueur d'onde λ $(= 1/\sigma)$. 43

3.4 Confrontation des interférogrammes théorique et numérique 46

3.5 Spectre d'émission d'une source candidate et forme du pic de l'interférogramme associé 47

3.6 Spectre d'émission de la source candidate fournie par DenseLight (DL-CS3159A) et forme du pic de l'interférogramme associé 48

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

3.7 Transmittance $T(d_{\mathrm{Si}})$ évaluée pour différentes épaisseurs en fonction de la longueur d'onde à partir des données de Touloukian et Dewitt [77] 48

3.8 Illustration de la problématique du film liquide s'écoulant sur une paroi verticale [18] ; λ est la longueur d'onde ; c est la vitesse de propagation des perturbations, h est l'épaisseur du film liquide - la norme de $\vec{x}$ représente la distance entre la zone de mesure et l'entrée du film liquide initialement lisse 52

3.9 Prédiction de la partie réelle de la vitesse de phase $c^* = c/u_0$ confrontée à des résultats expérimentaux, d'après Alekseenko et al. [18] 53

3.10 Dispositif optique développé pour mesurer $d_{fl} = LCO/n_G(T)$ 54

3.11 Visualisation d'une fraction de l'interface libre du film liquide 56

3.12 Épaisseur moyenne mesurée $\overline{d}_{fl}$ en fonction de l'épaisseur calculée h_0 à partir de la formulation de Nusselt et du débit de liquide 57

3.13 Paramètre χ en fonction de l'écart-type de mesures d'épaisseur $\sigma_{d_{fl}}$ 57

3.14 χ en fonction de l'épaisseur moyenne du liquide pour deux températures ; $\diamond$ pour $T \approx 20$ °C ; $\triangle$ pour $T \approx 15$ °C 58

3.15 χ en fonction du paramètre δ^* 58

3.16 Température fournie par la méthode optique $\overline{T}_{IFC}$ en fonction de la température estimée par le thermocouple $\overline{T}_{TH}$; ($\diamond$) correspond à δ_1^*, ($\triangle$) à δ_2^* et ($\square$) à δ_3^*, où $(\delta_j^*)_{j=1,2,3}$ ont été définis dans la section 3.4.4 60

4.1 Illustration des effets aérodynamiques et thermiques sur le film liquide, d'après Rosskamp et al. [21] 64

4.2 Valeurs maximales (lignes 1a-1e) et minimales (lignes 3a-3e) adimensionnalisées par l'épaisseur moyenne du film liquide h_0 et la vitesse de phase (lignes 2a-2e ; définie c ici au lieu de c^* dans les sections précédentes) du régime non linaire stationnaire en fonction de la vitesse superficielle du gaz U_{GS}. Les lettres a-e représentent des résultats de calcul pour différentes longueurs d'onde du film. Les Figures (a) et (c) correspondent à $Re = 5$; (b) et (d) à $Re = 20$ [37] 66

4.3 Taux de croissance spatial des ondes α (a) et vitesse de phase c (b) pour un Reynolds de film de 40 en fonction de la vitesse de l'écoulement gazeux pour différents nombres d'onde de film défini ici par $k = \frac{2\pi h_0}{\lambda}$, d'après Alekseenko et al. [40] 66

4.4 Température estimée pour chaque balayage du miroir mobile de l'IFC en fonction du temps ($u_\infty^g = 5$ m.s^{-1}, $\overline{d}_{fl} = 80$ µm) 67

4.5 Vue de face du film liquide s'écoulant verticalement - sans (a) et avec (b) écoulement gazeux 69

4.6 Écart de températures entre l'écoulement gazeux T_∞^g et celle de la paroi estimée ($\overline{T}_W$) en fonction de $\overline{d}_{fl}$ 69

4.7 Épaisseur moyenne mesurée $\overline{d}_{fl}$ en fonction de l'épaisseur calculée h_0 à partir de la formulation de Nusselt et du débit de liquide pour trois vitesses d'écoulement gazeux . 70

4.8 Débits volumiques par unité de largeur q_0 (ligne) et q_c (ligne en pointillés) pour une vitesse u_∞^g de 5 m.s^{-1}, en fonction de l'épaisseur moyenne mesurée $\overline{d}_{fl}$ 71

4.9 χ en fonction de $Re/Fi^{1/11}$ 71

4.10 Écart-type des mesures d'épaisseur en fonction du rapport de nombres sans dimension $Re/Fi^{1/11}$ 71

4.11 Positionnement du problème, d'après Bird et al. [23] 75

4.12 Π en fonction de η, dans l'ouvrage de Bird et al. [23] 77

4.13 $\dot{m}_{vap}$ en fonction de $\overline{d}_{fl}$ - la ligne horizontale représente $\dot{m}_{vap}^{pr}$ 79

4.14 $Ev = \dot{m}_{vap}$ / $\dot{m}_{in}$ en fonction de $\overline{d}_{fl}$ 79

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

4.15 Température moyenne de paroi $\overline{T}_W$ estimée par IFC en fonction de l'épaisseur moyenne mesurée $\overline{d}_{fl}$ pour une vitesse u^g_∞ de 5 m.s^{-1} et $T^g_\infty \approx 15$ °C 80

4.16 n_{A0} en fonction de $\overline{d}_{fl}$; ◇ hypothèse du film rectangulaire ; △ hypothèse du film trapezoïdal - (ligne horizontale) cas du poreux - (courbe) théorie en régime laminaire [23] 80

4.17 Présentation des principales zones d'étude en lien avec les différents diagnostics de mesure 82

4.18 Estimation de l'épaisseur de couche limite aérodynamique δ_{CL} 83

4.19 Vue du filet de liquide 83

4.20 Profils des composantes de la vitesse moyenne et des fluctuations de l'écoulement gazeux en fonction de la position y_W/δ_{CL} pour différentes stations (x_W) 84

4.21 Visualisation des images de fluorescence traitées - le bord gauche correspond à la face avant de la paroi (le point central est situé à $x_W = 90$ mm) 85

4.22 Profil des grandeurs moyennes adimensionnalisées (vitesses axiales $\overline{\Pi}_v = \overline{u}^g/u^g_\infty$ et signal de fluorescence $\overline{\Pi}_{S_f} = \frac{\overline{S}_f - S_f(y_W \approx 0)}{S_f(\infty) - S_f(y_W \approx 0)}$) (a) suivi de l'évolution de leurs fluctuations rms associées (b) à $x_W = 90$ mm et 120 mm 86

5.1 Structure d'une flamme laminaire de prémélange [14] 90

5.2 Influence de la richesse du mélange sur la vitesse de propagation laminaire d'une flamme air/méthane, d'après Gu et al. [52] - (a) résultats expérimentaux - (b) confrontation de modèles aux résultats expérimentaux 92

5.3 Vitesse de propagation laminaire S_L et température adiabatique de flamme T_{ad} en fonction de la richesse Φ, d'après les données de la littérature 92

5.4 Illustration d'une interaction de type frontale, monodimensionnelle et laminaire avec une richesse initiale ($\Phi_0 < 1$) qui présente une évolution inconnue, mais augmente régulièrement jusqu'à Φ_{Gint} à l'interface *liquide/gaz* 93

5.5 Diagramme classique de combustion prémélangée en termes de longueurs ($L^{(t)}/\delta_L$) et vitesses ($u^{g\prime}/S_L$) en échelle log-log 95

5.6 Visualisation directe, tomographie encens et image moyenne après seuillage de la flamme oblique homogène 97

5.7 Profils des composantes de la vitesse moyenne de l'écoulement dans les gaz frais en présence de la flamme libre 98

5.8 Illustration de la déviation de l'écoulement ascendant à l'approche du front de flamme et de son effet sur le calcul de la vitesse de propagation 99

5.9 Illustration des deux types d'état d'interaction (I-L) et (I-P) obtenus avec le dispositif en présence du film liquide qui s'écoule le long de la paroi à partir du poreux - configuration d'évaporation (C-1) 100

5.10 Les transferts thermiques induits par l'interaction entre la flamme et le système *paroi/liquide* 101

5.11 Exemple d'émission de gaz à haute température (incluant CO_2 et H_2O) et d'un corps noir acquis avec une résolution de 0,02 cm^{-1} [109] 102

5.12 Spectre en transmittance de l'heptane (phase liquide et gazeuse dont la pression partielle est de 30 mm Hg pour une pression totale de 600 mm Hg après l'ajout de N_2) en fonction du nombre d'onde (données compilées par Coblentz Society ©) 102

5.13 Densités de flux de masse et thermique en fonction de d 104

5.14 Indication sur l'évolution temporelle de positionnement de la paroi grâce à la mesure de l'amplitude des pics liés aux deux interfaces *paroi/air* par IFC ; (◇ − △) sans tissu réfléchissant et avec (◁ − □) 105

5.15 Débit volumique par unité de largeur q en fonction de l'épaisseur moyenne mesurée $\overline{d}_{fl}$, avec et sans flamme - confrontation aux modèles (q_0 et q_c) pour deux températures (10 °C et 40 °C) 106

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

5.16 χ en fonction de $Re/Fi^{1/11}$ . . . 107

5.17 $\sigma_{d_{fl}}$ en fonction de $Re/Fi^{1/11}$ . . . 107

5.18 Effet de la fraction massique estimée $Y_{A0}(\overline{T}_{int})$ sur $\dot{m}_{vap}$ . . . 108

5.19 $\dot{m}_{vap}$ en fonction de $\overline{d}_{fl}$ . . . 108

5.20 Visualisation de l'évolution temporelle du liquide sur une fraction de la surface de paroi en présence d'un front de flamme ($d' < 70$ mm) . . . 109

5.21 Évolution de la structure de l'écoulement du film s'écoulant librement sur la paroi avec une augmentation du flux thermique pariétal [61] . . . 110

5.22 Illustration d'un front de flamme principal au sein d'une couche limite présentant des caractéristiques aérodynamiques fluctuantes en présence d'évaporation . . . 113

5.23 Visualisations directes des cas $d = 20$, 17, 15 et 13 mm (vues de face) . . . 116

5.24 Visualisations directes des cas $d = 20$, 17, 15 et 13 mm (vues de côté) . . . 117

5.25 Visualisation des structures tridimensionnelles au voisinage du poreux pour $d = 15$ mm (vues de face de dimensions 90 x 80 mm^2) . . . 119

5.26 Tomographies ($x_W \in [10, 280]$ mm et $y_W \in [0, 80]$ mm) pour illustrer la diversité des comportements ($d = 15$ mm) . . . 120

5.27 Comparaison de tomographies ($x_W \in [10, 220]$ mm et $y_W \in [0, 80]$ mm) obtenues dans les deux configurations d'interaction, avec et sans évaporation de liquide combustible . 122

5.28 Positionnement de la zone d'étude par LIF et de la hauteur (x_W ou station) considérée pour les mesures de LDA et PIV . . . 124

5.29 Images (15 x 30 mm^2) corrigées de fluorescence centrées sur $x_W = 120$ mm . . . 124

5.30 $\overline{S}_f$ en fonction de y_W, à $x_W = 120$ mm, sans FF (a) et avec $d = 20$ mm (b), $d = 13$ mm (c) . . . 125

5.31 Profils de $\overline{S}_f$ adimensionnalisé $\overline{\Pi}_{S_f} = \frac{\overline{S}_f - \overline{S}_f(y_W \approx 0)}{\overline{S}_f(\infty) - \overline{S}_f(y_W \approx 0)}$ (a) et fluctuations rms associées (b), à $x_W = 120$ mm, dans les cas réactif (avec FF, $d = 15$ mm) et non réactif . 127

5.32 Profils des grandeurs moyennes adimensionnalisées à $x_W = 120$ mm (vitesses axiales $\overline{u}^g/(\overline{u}^g_\infty)_{\text{isotherme}}$ et signal de fluorescence $\overline{\Pi}_{S_f}$) (a) et fluctuations rms associées (b) dans les cas réactif (avec FF, $d = 15$ mm) et non réactif . . . 127

5.33 Visualisation de l'évolution des contours de la probabilité de présence des lignes d'interface gaz frais/gaz chauds au cours d'une acquisition pour le cas $d = 15$ mm . . . 132

5.34 Comparaison des échelles caractéristiques de l'interaction . . . 133

5.35 Contours des probabilités de présence des lignes d'interface gaz frais/gaz chauds en fonction de d . . . 135

5.36 Zoom de la FIGURE 5.28 . . . 137

5.37 Vitesses axiales moyennes pour les trois scénarii (a, b et c) . . . 139

5.38 Vitesses transversales moyennes pour les trois scénarii (a, b et c) . . . 141

5.39 Schéma de principe de l'interaction, scénarii, modes de combustion et tendances de l'écoulement de gaz frais dans la zone fortement instationnaire (pour une distance d fixée et $13 \leq d \lesssim 20$ mm) . . . 142

A.1 Principe de la tomographie laser, d'après Lecordier [116] . . . 154

A.2 Courbe de transmission du filtre interférentiel . . . 155

A.3 Adaptations réalisées pour améliorer la qualité des images acquises . . . 156

A.4 Schéma de principe du dispositif de mesure LDA, extrait de Galizzi [47] . . . 157

A.5 Visualisation de la configuration des faisceaux et des multi-réflexions provoquées par la paroi . . . 158

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

A.6 Principe de l'inter-corrélation [116] 159
A.7 Ligne expérimentale et procédure de traitement des images développés pour étudier la couche limite massique 163

B.1 Profils de concentration volumique de CH_4 en sortie du brûleur 166
B.2 Profils des composantes de la vitesse moyenne et des fluctuations de l'écoulement isotherme en sortie de la soufflerie 167
B.3 Profils de la vitesse moyenne axiale dans la couche limite 168
B.4 Cisaillement interfacial estimé en fonction de la position 168
B.5 Écart de positionnement (a) et orientation (b) du barreau à partir d'une position de référence 169
B.6 Visualisation de flammes stabilisées sur le haut de la paroi (a, b) et du peigne (c) pour supprimer cet effet 170

D.1 Exemple d'un interférogramme (a) et détail d'un pic (b) 176
D.2 Illustration de l'amplitude des pics I_j 177
D.3 Impact du Rapport "Signal sur Bruit" (RSB) de référence 177

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Liste des tableaux

2.1 Quelques caractéristiques de la silice sélectionnée à $T = 22$ °C 30
2.2 Bilan des paramètres pour l'étude de l'interaction avec le nouveau dispositif 34

3.1 Synthèse des techniques de mesure d'épaisseur accompagnée de quelques avantages et inconvénients par rapport à la configuration d'étude 39
3.2 Caractéristiques du bicouche sélectionné pour le cas de validation 45

5.1 Ordre de grandeur du temps de rupture du film 115
5.2 Évolution de paramètres décrivant la position des lignes d'interface de la FIGURE 5.33 au cours du temps et pour $d = 15$ mm 131
5.3 Évolution de paramètres décrivant la position des lignes d'interface de la FIGURE 5.35 pour différentes distances $d = 20$ (a), 17 (b), 15 (c) et 13 mm (d) 134

D.1 Bilan des effets sur l'écart de Longueur de Chemin Optique ΔLCO 178

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Références bibliographiques

[1] CITEPA, "Emissions dans l'air en France : substances relatives à l'accroissement de l'effet de serre," 2010.

[2] Mesopti-CO2, "Moteurs à essence à hauts rendements," 2006.

[3] B. Jeanne, *Étude par diagnostics optiques de l'impact d'une très haute pression d'injection sur le fonctionnement d'un moteur à injection directe essence.* PhD thesis, Université de Rouen, 2004.

[4] F. Zhao, M. Lai, and D. Harrington, "Automotive spark-ignited direct-injection gasoline engines," *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 25, pp. 437–562, 1999.

[5] G. Desoutter, *Étude numérique de la propagation d'une flamme sous l'influence d'un film liquide de carburant sur la paroi.* PhD thesis, Université de Toulouse, 2007.

[6] C. Habchi, H. Foucart, and T. Baritaud, "Influence of the wall temperature on the mixture preparation in DI gasoline engines," *Oil & Gas Science and Technology*, vol. 54, pp. 211–222, 1999.

[7] R. B. Karlsson and J. B. Heywood, *Piston fuel film observations in an optical access GDI engine.* SAE Paper 2001-01-2022, 2001.

[8] J. Li, R. D. Matthews, R. H. Stanglmaier, C. E. Roberts, and R. W. Anderson, *Further experiments on the effects of in-cylinder wall wetting on HC emissions from direct injection gasoline engines.* SAE Paper 1999-01-3661, 1999.

[9] R. H. Stanglmaier, J. Li, and R. D. Matthews, *The effect of in-cylinder wall wetting location on the HC emissions from SI engines.* SAE Paper 1999-01-0502, 1999.

[10] R. Borghi and M. Destriau, *La combustion et les flammes.* Editions Technip, 1995.

[11] C. Angelberger, *Contributions à la modélisation de l'interaction flamme-paroi et des flux pariétaux dans les moteurs à allumage commandé.* PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 1997.

[12] R. Borghi and M. Champion, *Modélisation et théorie des flammes.* Editions Technip, 2000.

[13] T. A. Albahri, "Flammability characteristics of pure hydrocarbons," *Chemical Engineering Science*, vol. 58, no. 16, pp. 3629–3641, 2003.

[14] K. K. Kuo, *Principles of Combustion.* A Wiley-Interscience publication, 1986.

[15] B. Boust, *Étude expérimentale et modélisation des pertes thermiques pariétales lors de l'interaction flamme-paroi instationnaire.* PhD thesis, Université de Poitiers, 2006.

[16] K. T. Kim, D. H. Lee, and S. Kwon, "Effects of thermal and chemical surface-flame interaction on flame quenching," *Combustion and Flame*, vol. 146, no. 1-2, pp. 19–28, 2006.

[17] C. S. Yih, "Stability of liquid flow down an inclined plane," *Physics of Fluids*, vol. 6, pp. 321–334, 1963.

[18] S. V. Alekseenko, V. E. Nakoryakov, and B. G. Pokusaev, "Wave formation in liquid film flow on a vertical wall," *Prikladnoi Mekhaniki i Tekhnicheskoi Fiziki*, vol. 6, pp. 77–87, 1978.

[19] C. Ruyer-Quil and P. Manneville, "Improved modeling of flows down inclined planes," *The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems*, vol. 15, pp. 357–369, 2000.

[20] V. Carey, *Liquid-vapor phase-change phenomena ; an introduction to the thermophysics of vaporization and condensation processes in heat transfer equipment.* California : Hemisphere Publishing corporation, 1992.

[21] H. Rosskamp, M. Willmann, and S. Wittig, "Heat up and evaporation of shear driven liquid wall films in hot turbulent air flow," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 19, pp. 167–172, 1998.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

[22] R. Schmehl, H. Rosskamp, M. Willmann, and S. Wittig, "CFD analysis of spray propagation and evaporation including wall film formation and spray/film interactions," *Heat and Fluid Flow*, vol. 20, pp. 520–529, 1999.

[23] R. B. Bird, W. E. Stewart, and E. N. Lightfoot, *Transport Phenomena.* John Wiley & Sons, 1960.

[24] G. Bruneaux, *Étude asymptotique, simulation numérique directe et modélisation de l'interaction flamme turbulente prémélangée - paroi.* PhD thesis, Ecole centrale Paris, 1996.

[25] E. F. Crafton and W. Z. Black, "Heat transfer and evaporation rates of small liquid droplets on heated horizontal surfaces," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 47, no. 6-7, pp. 1187–1200, 2004.

[26] D. Segawa, T. Kadota, S. Nakaya, K. Takemura, and T. Sasaki, "A liquid film or droplet of miscible binary fuel burning on a heated surface at elevated pressures," *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 32, no. 2, pp. 2187–2194, 2009.

[27] C.-f. F. Lee, W. L. Cheng, and D. Wang, "Finite diffusion wall film evaporation model for engine simulations using continuous thermodynamics," *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 32, no. 2, pp. 2801–2808, 2009.

[28] W. A. Sirignano and G. Wu, "Multicomponent-liquid-fuel vaporization with complex configuration," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 51, no. 19-20, pp. 4759–4774, 2008.

[29] G. Desoutter, B. Cuenot, C. Habchi, and T. Poinsot, "Interaction of a premixed flame with a liquid fuel film on a wall," *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 30, pp. 259–266, 2005.

[30] F. Chauvet, *Effet des films liquides en évaporation.* PhD thesis, Université de Toulouse, 2009.

[31] K. Stephan, L.-C. Zhong, and P. Stephan, "Influence of capillary pressure on the evaporation of thin liquid films," *Heat and Mass Transfer*, vol. 30, pp. 467–472, 1995.

[32] M. E. H. Assad and M. J. Lampinen, "Mathematical modeling of falling liquid film evaporation process," *International Journal of Refrigeration*, vol. 25, no. 7, pp. 985–991, 2002.

[33] R. Mansour, X. Chesneau, and B. Zeghmati, "Étude numérique de l'évaporation en convection naturelle d'un film liquide ruisselant sur une paroi inclinée," in *12èmes Journées Internationales de Thermique*, 2005.

[34] N. Laaroussi, G. Lauriat, and G. Desrayaud, "Effects of variable density for film evaporation on laminar mixed convection in a vertical channel," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 52, pp. 151–164, 2009.

[35] K. J. Beverley, J. H. Clint, and P. D. I. Fletcher, "Evaporation rates of pure liquids measured using a gravimetric technique," *Physical Chemistry Chemical Physics*, vol. 1, pp. 149–153, 1999.

[36] N. Tijani, *Instabilités d'interfaces dans un écoulement gaz-liquide à contre-courant.* PhD thesis, Institut National Polytechnique de Lorraine, 1996.

[37] Y. Y. Trifonov, "Counter-current gas-liquid wavy film flow between the vertical plates analyzed using the navier-stokes equations," *AIChE Journal*, vol. 56, pp. 1975–1987, 2010.

[38] B. Uma and R. Usha, "Weakly nonlinear stability analysis of a falling film with countercurrent gas flow," *Nonlinear Dynamics*, vol. 52, pp. 115–128, 2007.

[39] S. Wittig, J. Himmelsbach, B. Noll, H. J. Feld, and W. Samenfink, "Motion and evaporation of shear-driven liquid films in turbulent gases," *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, vol. 114, no. 2, pp. 395–400, 1992.

[40] S. V. Alekseenko, D. M. Markovich, S. M. Kharlamov, and A. V. Cherdanstsev, "Experimental study of the linear stability of a falling liquid film in the presence of a turbulent gas stream," *Fluid Dynamics*, vol. 39, pp. 612–620, 2004.

[41] C. Ruyer-Quil, "Dossier scientifique en vue de la créaction d'un GdR "ruissellement et films en écoulements cisaillés"," 2009.

[42] C. Galizzi and D. Escudié, "Experimental analysis of an oblique laminar flame front propagating in a stratified flow," *Combustion and Flame*, vol. 145, no. 3, pp. 621–634, 2006.

[43] T. Kang and D. C. Kyritsis, "Departure from quasi-homogeneity during laminar flame propagation in lean, compositionally stratified methane-air mixtures," *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 31, no. 1, pp. 1075–1083, 2007.

[44] T. Kang and D. C. Kyritsis, "Phenomenology of methane flame propagation into compositionally stratified, gradually richer mixtures," *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 32, no. 1, pp. 979–985, 2009.

[45] P. Anselmo-Filho, S. Hochgreb, R. Barlow, and R. Cant, "Experimental measurements of geometric properties of turbulent stratified flames," *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 32, no. 2, pp. 1763–1770, 2009.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

[46] R. Barlow, G.-H. Wang, P. Anselmo-Filho, M. Sweeney, and S. Hochgreb, "Application of Raman/Rayleigh/LIF diagnostics in turbulent stratified flames," *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 32, no. 1, pp. 945–953, 2009.

[47] C. Galizzi, *Étude expérimentale du développement d'une flamme oblique prémélangée dans un écoulement stratifié.* PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2003.

[48] A. Pirez Da Cruz, A. Dean, and J. Grenda, "A numerical study of the laminar flame speed of stratified methane/air flames," *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 28, no. 2, pp. 1925–1932, 2000.

[49] A. Van Tiggelen, *Oxydations et combustions.* Tome 1, 1968.

[50] T. Poinsot and D. Veynante, *Theorical and numerical combustion.* Edwards, 2001.

[51] N. Borgetto, C. Galizzi, F. André, and D. Escudié, "Liquid fuel film at a wall : effect of flame front vicinity on the vaporization and combustion processes," in *Thirty-Second Symposium (International) on Combustion (Work in Progress Session)*, 2008.

[52] X. J. Gu, M. Z. Haq, M. Lawes, and R. Woolley, "Laminar burning velocity and markstein lengths of methane-air mixtures," *Combustion and Flame*, vol. 121, no. 1-2, pp. 41–58, 2000.

[53] S. Davis and C. Law, "Laminar flame speeds and oxidation kinetics of iso-octane-air and n-heptane-air flames," in *Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion*, pp. 521–527, The Combustion Institute, 1998.

[54] A. Kelley, A. Smallbone, D. Zhu, and C. Law, "Laminar flame speeds of C5 to C8 n-alkanes at elevated pressures : Experimental determination, fuel similarity, and stretch sensitivity," *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 33, no. 1, pp. 963–970, 2011.

[55] P. G. De Gennes, F. Brochard-Wyart, and D. Quéré, *Gouttes, bulles, perles et ondes.* Paris : Belin, 2005.

[56] G. Comte-Bellot and S. Corrsin, "The use of contraction to improve the isotropy of grid-generated turbulence," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 25, pp. 657–682, 1966.

[57] K. Angele, *Experimental studies of turbulent boundary layer separation and control.* PhD thesis, Royal Institute of Technology of Stockholm, Sweden, 2003.

[58] B. Le Neindre and Y. Garrabos, "Scaled equations for the coexistence curve, the capillary constant and the surface tension of n-alkanes," *Fluid Phase Equilibria*, vol. 198, pp. 165–183, 2002.

[59] H. Schlichting and K. Gersten, *Boundary-layer theory.* McGraw Hill, New York, 8th ed., 2000.

[60] O. A. Kabov, "Interfacial thermal fluid phenomena in thin liquid films," in *Proceedings of the International Heat Transfer Conference IHTC14*, 2010.

[61] D. Zaitsev, A. Semenov, and O. Kabov, "Viscosity effect on thermocapillary rupture of falling liquid films," in *Proceedings of the International Heat Transfer Conference IHTC14*, 2010.

[62] C. B. Tibiriçá, F. J. do Nascimento, and G. Ribatski, "Film thickness measurement techniques applied to micro-scale two-phase flow systems," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 34, no. 4, pp. 463–473, 2010.

[63] B. L. Danielson and C. D. Whittenberg, "Guided-wave reflectometry with micrometer resolution," *Appl. Opt.*, vol. 26, no. 14, pp. 2836–2842, 1987.

[64] C. Lupi, *Réalisation et mise au point d'un banc de réflectométrie optique à faible cohérence : Etude de fiabilité et caractérisation de fibres optiques passives et actives et de divers composants.* PhD thesis, Université de Nantes, 2001.

[65] C. Lupi, E. Tanguy, C. Boisrobert, and F. Fornel, "Interférométrie et réflectométrie haute résolution en lumière incohérente : modélisation d'interférogrammes," *Can. J. Phys.*, vol. 77, pp. 685–692, 1999.

[66] N. Borgetto, C. Galizzi, F. André, and D. Escudié, "A thickness measurement technique based on low-coherence interferometry applied to a liquid film with thermal gradient," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 34, pp. 1242–1246, 2010.

[67] M. Fukuda, "Optical semiconductor device reliability," *Microelectronics Reliability*, vol. 42, no. 4-5, pp. 679–683, 2002.

[68] O. C. Mullins, N. B. Joshi, H. Groenzin, T. Daigle, C. Crowell, M. T. Joseph, and A. Jamaluddin, "Linearity of near-infrared spectra of alkanes," *Applied Spectroscopy*, vol. 54, no. 4, pp. 624–629, 2000.

[69] R. Zhang, J. Teipel, X. Zhang, D. Nau, and H. Giessen, "Group velocity dispersion of tapered fibers immersed in different liquids," *Optics Express*, vol. 12, pp. 1700–1707, 2004.

[70] D. Schubring, R. E. Foster, D. J. Rodriguez, and T. A. Shedd, "Two-zone analysis of wavy two-phase flow using micro-particle image velocimetry (micro-PIV)," *Measurement Science and Technology*, vol. 20, no. 6, p. 065401, 2009.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

[71] P. Adomeit and U. Renz, "Hydrodynamics of three-dimensional waves in laminar falling films," *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 26, no. 7, pp. 1183–1208, 2000.

[72] F. Moisy, M. Rabaud, and K. Salsac, "A synthetic schlieren method for the measurement of the topography of a liquid interface," *Experiments in Fluids*, vol. 46, pp. 1021–1036, 2009.

[73] V. Lombardo, T. Marzulli, C. Pappalettere, and P. Sforza, "A time-of-scan laser triangulation technique for distance measurements," *Optics and Lasers in Engineering*, vol. 39, no. 2, pp. 247–254, 2003.

[74] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics : Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light.* Cambridge University Press, 7th ed., 1999.

[75] R. Azzam and N. Bashara, *Ellipsometry and polarized light.* Elsevier Science Publishers, 1989.

[76] F. Cottet, *LabVIEW - Programmation et applications.* Dunod, 2001.

[77] Y. S. Touloukian and D. P. Dewitt, *Thermal radiative properties - non-metallic solids, Thermophysical properties of matter.* IFI Plenum, NewYork - Washington, 1972.

[78] D. F. Murphy and D. A. Flavin, "Dispersion-insensitive measurement of thickness and group refractive index by low-coherence interferometry," *Appl. Opt.*, vol. 39, no. 25, pp. 4607–4615, 2000.

[79] J. H. Jaffe and U. Oppenheim, "Infrared dispersion of liquids by critical angle refractometry," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 47, no. 9, pp. 782–783, 1957.

[80] S. V. Alekseenko, V. E. Nakoryakov, and B. G. Pokusaev, "Wave formation on vertical falling liquid films," *Journal of Multiphase Flow*, vol. 11, pp. 607–627, 1985.

[81] O. Takeshi, "Surface equation of falling film flows with moderate Reynolds number and large but finite Weber number," *Phys. Fluids*, vol. 11, pp. 3247–3269, 1999.

[82] K. Kerl and H. Varchmin, "Refractive index dispersion (RID) of some liquids in the UV/VIS between 20 °C and 60 °C," *Journal of Molecular Structure*, vol. 349, pp. 257–260, 1995.

[83] R. Span and W. Wagner, "Equations of state for technical applications. II. results for nonpolar fluids," *Int. J. Thermophys.*, vol. 24, no. 1, pp. 41–109, 2003.

[84] N. Borgetto, C. Galizzi, F. André, and D. Escudié, "L'interférométrie à faible cohérence : application à la mesure d'épaisseur de film liquide combustible en présence de gradients thermiques," in *12ème Congrès Francophone de Techniques Laser*, 2010.

[85] C.-B. Kim and C. B. Su, "Measurement of the refractive index of liquids at 1.3 and 1.5 micron using a fibre optic fresnel ratio meter," *Measurement Science and Technology*, vol. 15, no. 9, pp. 1683–1686, 2004.

[86] P. E. Ciddor, "Refractive index of air : new equations for the visible and near infrared," *Appl. Opt.*, vol. 35, no. 9, pp. 1566–1573, 1996.

[87] J. Himmelsbach, B. Noll, and S. Wittig, "Experimental and numerical studies of evaporating wavy fuel films in turbulent air flow," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 37, no. 8, pp. 1217–1226, 1994.

[88] B. Abramzon and S. Sazhin, "Convective vaporization of a fuel droplet with thermal radiation absorption," *Fuel*, vol. 85, no. 1, pp. 32–46, 2006.

[89] G. Desoutter, C. Habchi, B. Cuenot, and T. Poinsot, "DNS and modeling of the turbulent boundary layer over an evaporating liquid film," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 52, no. 25-26, pp. 6028–6041, 2009.

[90] H. Nakamura, T. Igarashi, and T. Tsutsui, "Local heat transfer around a wall-mounted cube in the turbulent boundary layer," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 44, no. 18, pp. 3385–3395, 2001.

[91] E. Mallard and H. Le Chatelier *Ann. Mines*, vol. 4, p. 379, 1883.

[92] J. Jarosinski, "The thickness of laminar flames," *Combustion and Flame*, vol. 56, pp. 337–342, 1984.

[93] M. Metghalchi and J. Keck, "Laminar burning velocity of propane-air mixtures at high temperature and pressure," *Combustion and Flame*, vol. 38, pp. 143–154, 1980.

[94] T. Hara and K. Tanoue, "Laminar flame speeds of ethanol, n-heptane, isooctane air mixtures," in *Fisita 2006 World Automotive Congress*, 2006.

[95] E. Fernández-Tarrazo, A. L. Sánchez, A. Liñán, and F. A. Williams, "A simple one-step chemistry model for partially premixed hydrocarbon combustion," *Combustion and Flame*, vol. 147, no. 1-2, pp. 32–38, 2006.

[96] M. Barrère, "Modèles de la combustion turbulente," *Revue Générale de Thermique*, vol. 148, pp. 295–308, 1974.

[97] R. Borghi, "Mise au point sur la structure des flammes turbulentes," *Journal de Chimie Physique*, vol. 81, pp. 361–370, 1984.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

[98] N. Peters, "Laminar flamelet concepts in turbulent combustion," in *Twenty-First Symposium (International) on Combustion*, pp. 1231–1250, The Combustion Institute, 1986.

[99] J. O. Sinibaldi, J. F. Driscoll, C. J. Mueller, J. M. Donbar, and C. D. Carter, "Propagation speeds and stretch rates measured along wrinkled flames to assess the theory of flame stretch," *Combustion and Flame*, vol. 133, no. 3, pp. 323–334, 2003.

[100] P. Clavin, "Dynamic behaviour of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows," *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 11, pp. 1–59, 1985.

[101] G. Markstein, *Non-steady flame propagation.* Pergamon Press, 1964.

[102] I. François, *Étude expérimentale de l'interaction entre deux fronts de flammes laminaires prémélangées. Effet du nombre de Lewis.* PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 1994.

[103] C. Law, D. Zhu, and G. Yu, "Propagation and extinction of stretched premixed flames," in *Twenty-First Symposium (International) on Combustion*, pp. 1419–1426, The Combustion Institute, 1986.

[104] S. Jerzembeck, R. Dahms, O. Röhl, and N. Peters, "Thermo diffusive instability phenomena of stoichiometric up to very rich spherical flames of n-heptane-air-mixtures," in *5th European Thermal-Sciences Conference*, 2008.

[105] D. Escudié, *Contribution à l'étude de la combustion turbulente : interaction flamme laminaire - allée de Karman.* Thèse d'état, 1990.

[106] T. Croonenbroek, *Diagnostics optiques appliqués aux milieux réactifs : application aux flammes laminaires étirées à contre-courant.* PhD thesis, Université Paris 6, 1996.

[107] B. Roche, *Prédiction numérique des écoulements turbulents réactifs : flamme turbulente oblique prémélangée et interaction flamme/tourbillons.* PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 1995.

[108] B. Tayebi, C. Galizzi, J.-F. Leone, and D. Escudié, "Topology structure and flame surface density in flame-wall interaction," in *5th European Thermal-Sciences Conference*, 2008.

[109] A. Soufiani, J.-P. Martin, J.-C. Rolon, and L. Brenez, "Sensitivity of temperature and concentration measurements in hot gases from FTIR emission spectroscopy," *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 73, pp. 317–327, 2002.

[110] J. Amaya, O. Cabrit, D. Poitou, B. Cuenot, and M. E. Hafi, "Unsteady coupling of navier-stokes and radiative heat transfer solvers applied to an anisothermal multicomponent turbulent channel flow," *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 111, pp. 295–301, 2010.

[111] D. Poitou, *Modélisation du rayonnement dans la simulation aux grandes échelles de la combustion turbulente.* PhD thesis, Université de Toulouse, 2009.

[112] Y. L. Tsay and T. F. Lin, "Evaporation of a heated falling liquid film into a laminar gas stream," *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 11, no. 1, pp. 61–71, 1995.

[113] P. Colinet, L. Joannes, C. Iorio, B. Haut, M. Bestehorn, G. Lebon, and J. Legros, "Interfacial turbulence in evaporating liquids : theory and preliminary results of the ITEL-master 9 sounding rocket experiment," *Adv. Space Res.*, vol. 32, pp. 119–127, 2003.

[114] H. Emmons, "The film combustion of liquid fuel," *Z. Angew. Math. Mech.*, vol. 36, p. 60, 1956.

[115] T. Vietoris, *Étude de la combustion quasi stationnaire d'un combustible solide soumis à un écoulement parallèle à sa surface.* PhD thesis, Université de Poitiers, 1999.

[116] B. Lecordier, *Étude 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.* PhD thesis, Université de Rouen, 1997.

[117] C. Tropea, "Laser Doppler anemometry : recent developments and future challenges," *Measurement Science and Technology*, vol. 6, pp. 605–619, 1995.

[118] M. Raffel, C. Willert, and J. Kompenhans, *Particle Image Velocimetry : a practical guide.* Springer, 1998.

[119] V. Modica, *Développement d'une mesure quantitative de concentration d'espèces dopées par fluorescence induite par laser. Application aux conditions moteur.* PhD thesis, Université Paris 6, 2006.

[120] T. Fujikawa, Y. Hattori, and K. Akihama, *Quantitative 2-D fuel distribution measurements in an SI engine using laser-induced fluorescence with suitable combination of fluorescence tracer and excitation wavelength.* SAE Paper 972944, 1997.

[121] G. Loeb and J. K. Barton, "Imaging botanical subjects with optical coherence tomography : a feasibility study," *Transactions of the ASAE*, vol. 46, no. 6, pp. 1751–1757, 2003.

[122] W. Press, S. Teukolsky, and W. Vetterling, *Numerical Recipes in FORTRAN 77 : The Art of Scientific Computing.* Cambridge University Press, 1993.

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés

FOLIO ADMINISTRATIF

THÈSE SOUTENUE DEVANT L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUÉES DE LYON

NOM : BORGETTO DATE de SOUTENANCE : 24/10/2011

Prénoms : Nicolas, Marc

TITRE : Étude expérimentale du comportement et de l'évaporation d'un film liquide combustible en présence d'une flamme

NATURE : Doctorat Numéro d'ordre : 2011ISAL0106

École doctorale : MEGA (Mécanique, Énergétique, Génie Civil et Acoustique)

Spécialité : Thermique et Énergétique

RÉSUMÉ :
L'évolution des stratégies d'injection du combustible dans les moteurs automobiles a fait apparaître de nouvelles problématiques. Parmi celles-ci, l'existence d'un dépôt de carburant sur les parois de la chambre de combustion a un impact sur les performances environnementales du moteur. En effet, l'évaporation de ce film liquide en proche paroi ne peut qu'influencer de manière sensible la phase de combustion. L'objectif de ce travail était de mettre en place une configuration académique maîtrisée et les diagnostics nécessaires à une première analyse phénoménologique du comportement et de l'évaporation d'un film liquide combustible déposé sur une paroi interagissant avec la combustion en phase gazeuse. L'approche expérimentale choisie a permis de générer un dépôt d'heptane liquide contrôlé sur une paroi verticale. Celle-ci est positionnée dans un écoulement ascendant de prémélange air/méthane dans lequel une flamme oblique est stabilisée sur un barreau. En parallèle, un diagnostic de mesure a été développé pour étudier les propriétés du film. Ce système d'interférométrie à faible cohérence a permis de réaliser une mesure locale simultanée de la température de paroi et de l'épaisseur du film en présence de l'écoulement réactif. Dans un premier temps, l'étude de configurations non réactives a permis de préciser les caractéristiques du film et de son évaporation, lorsque celui-ci s'écoule à contre-courant de l'écoulement gazeux. Plusieurs comportements types ont été mis en évidence et analysés. En présence de la flamme, une première approche a été consacrée à l'évolution des mécanismes qui influencent l'évaporation du film et son comportement par rapport au cas non réactif. Enfin, une analyse phénoménologique de l'impact de l'évaporation au sein de la couche limite sur les caractéristiques du front de flamme a été menée. Celle-ci a permis de mettre en évidence l'effet rétroactif de ce dernier sur le mélange des vapeurs, et une forte diversité des zones réactionnelles dans l'espace.

MOTS-CLÉS : film liquide, transferts thermiques, évaporation, combustion partiellement prémélangée, diagnostics optiques, interférométrie à faible cohérence.

Laboratoire(s) de recherches : Centre de Thermique de Lyon (CETHIL)

Directeurs de thèse : Mme Dany ESCUDIÉ

Président de jury : Mme Céline MORIN

Composition du jury : Frédéric ANDRÉ - Gilles BRUNEAUX - Dany ESCUDIÉ - Cédric GALIZZI - Cyril LUPI - Céline MORIN - Denis VEYNANTE

Cette thèse est accessible à l'adresse : http://theses.insa-lyon.fr/publication/2011ISAL0106/these.pdf
© [N. Borgetto], [2011], INSA de Lyon, tous droits réservés