



HAL
open science

Caractérisation de l'effet de la pression et de l'ajout de CO₂ sur les flammes laminaires et turbulentes de prémélange pauvre méthane - air

Cécile Cohé

► **To cite this version:**

Cécile Cohé. Caractérisation de l'effet de la pression et de l'ajout de CO₂ sur les flammes laminaires et turbulentes de prémélange pauvre méthane - air. Milieux fluides et réactifs. Université d'Orléans, 2007. Français. NNT : 2007ORLE2010 . tel-04575232

HAL Id: tel-04575232

<https://theses.hal.science/tel-04575232>

Submitted on 14 May 2024

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.



Distributed under a Creative Commons Attribution - NonCommercial - NoDerivatives 4.0 International License



**THESE
PRESENTEE
A L'UNIVERSITE D'ORLEANS
POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE D'ORLEANS**

*Discipline : Mécanique des fluides, énergétique,
thermique, combustion, acoustique*

Par

Cécile Cohé

**Caractérisation de l'effet de la pression et de l'ajout de CO₂ sur
les flammes laminaires et turbulentes de prémélange pauvre
méthane - air**

Soutenue le 26 juin 2007

MEMBRES DU JURY

Mme MOUNAIM R.	Présidente du Jury / Professeur – LME, Orléans
M. BOUKHALFA	Rapporteur / Professeur – INSA de Rouen
M. CHAMPION	Rapporteur / Directeur de Recherche, ENSMA, LCD, Futuroscope
M. DUROX	Examineur / Ingénieur de recherche – EM2C, CNRS, Châtenay-Malabry
M. GÜLDER	Examineur / Professeur – Université de Toronto - Canada
M. PASCAUD	Examineur / Ingénieur – TURBOMECA, Bordes
M. CHAUVEAU	Examineur / Chargé de recherche – ICARE, Orléans
M. GÖKALP	Directeur de thèse / Directeur de thèse, Directeur de l'ICARE



**THESE
PRESENTEE
A L'UNIVERSITE D'ORLEANS
POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE D'ORLEANS**

*Discipline : Mécanique des fluides, énergétique,
thermique, combustion, acoustique*

Par

Cécile Cohé

**Caractérisation de l'effet de la pression et de l'ajout de CO₂ sur
les flammes laminaires et turbulentes de prémélange pauvre
méthane - air**

Soutenue le 26 juin 2007

MEMBRES DU JURY

Mme MOUNAIM R.	Présidente du Jury / Professeur – LME, Orléans
M. BOUKHALFA	Rapporteur / Professeur – INSA de Rouen
M. CHAMPION	Rapporteur / Directeur de Recherche, ENSMA, LCD, Futuroscope
M. DUROX	Examineur / Ingénieur de recherche – EM2C, CNRS, Châtenay-Malabry
M. GÜLDER	Examineur / Professeur – Université de Toronto - Canada
M. PASCAUD	Examineur / Ingénieur – TURBOMECA, Bordes
M. CHAUVEAU	Examineur / Chargé de recherche – ICARE, Orléans
M. GÖKALP	Directeur de thèse / Directeur de thèse, Directeur de l'ICARE

Remerciements

Je souhaite tout d'abord remercier M. Gökalp, directeur de l'Institut de Combustion, Aérothermique, Réactivité et Environnement et responsable de l'équipe Combustion Turbulente, pour m'avoir permis de réaliser ces travaux de thèse en m'offrant tous les moyens nécessaires à la bonne conduite de ce projet.

Je remercie Christine Mounaïm d'avoir présidé le Jury ; Mourad Boukhalfa et Michel Champion qui ont accepté d'être les rapporteurs de cette thèse ; et les examinateurs, Daniel Durox, Ömer Gülder et Stéphane Pascaud, qui ont eu un apport scientifique et industriel intéressant dans ce jury.

Une mention spéciale à M. Chauveau pour son soutien moral et l'aide technique qu'il m'a apportée chaque jour.

La disponibilité et les compétences des services techniques et administratifs ont contribué à la réussite de ce travail.

Merci à Ludivine, pour m'avoir écoutée à chaque fois que j'en ai eu besoin.

Merci à Emerson, pour m'avoir soutenue dans la phase finale de la thèse.

Merci à Antoine, pour m'avoir fait découvrir le « vrai » fromage.

Merci à l'ensemble du personnel du laboratoire.

Merci à ma famille, qui m'a encouragée et soutenue dans cette dernière ligne droite avant la fin de mes études.

Merci à mes trois petites chiennes, Voltige, Melody et Stella, qui ont partagé ma vie de doctorante.

Table des matières

INTRODUCTION	11
<u>PARTIE A : THEORIE – SYNTHÈSE BIBLIOGRAPHIQUE.....</u>	17
CONTEXTE ET RAPPELS.....	19
I LA COMBUSTION DE PREMELANGE LAMINAIRE.....	21
<i>I.1 Épaisseur de flamme laminaire.....</i>	<i>21</i>
<i>I.2 Vitesse de combustion laminaire.....</i>	<i>23</i>
<i>I.3 Détermination de la vitesse de combustion laminaire.....</i>	<i>24</i>
II INSTABILITÉS DE COMBUSTION.....	29
<i>II.1 Instabilités hydrodynamiques.....</i>	<i>29</i>
<i>II.2 Instabilités thermo-diffusives</i>	<i>30</i>
<i>II.3 Instabilités dues aux forces de gravité</i>	<i>31</i>
<i>II.4 Effet de la convection naturelle sur le battement de la flamme.....</i>	<i>31</i>
III LA TURBULENCE	33
<i>III.1 Echelles de turbulence</i>	<i>33</i>
<i>III.2 Modélisation de la turbulence.....</i>	<i>35</i>
<i>III.3 Modèle de turbulence.....</i>	<i>37</i>
IV INTERACTION ENTRE LA COMBUSTION ET LA TURBULENCE	39
<i>IV.1 Diagramme de combustion.....</i>	<i>39</i>
<i>IV.2 Modélisation de la combustion turbulente</i>	<i>43</i>
V APPROCHE FRACTALE DE LA FLAMME	47
<i>V.1 Concept</i>	<i>47</i>
<i>V.2 Détermination de la dimension fractale</i>	<i>49</i>
<i>V.3 Application à la combustion de prémélange turbulente.....</i>	<i>50</i>

VI	ETUDE DE L'INFLUENCE DE LA PRESSION ET DE L'AJOUT DE CO ₂ DANS LES FLAMMES DE PREMELANGE	53
VI.1	<i>Etude de l'effet de la pression</i>	53
VI.2	<i>Etude de l'effet de l'ajout de CO₂</i>	55
<u>PARTIE B : EXPERIMENTATION</u>		57
	INTRODUCTION	59
VII	LA CHAMBRE HAUTE PRESSION.....	61
VII.1	<i>Description générale</i>	61
VII.2	<i>Le refroidissement de la chambre</i>	62
VII.3	<i>Etude thermique de la chambre</i>	65
VIII	LES BRULEURS.....	73
VIII.1	<i>Le brûleur laminaire</i>	73
VIII.2	<i>Le brûleur turbulent</i>	77
VIII.3	<i>Alimentation en gaz</i>	79
IX	MESURES PAR DIAGNOSTICS OPTIQUES.....	81
IX.1	<i>Anémométrie Doppler Laser</i>	81
IX.2	<i>Vélocimétrie par Images de Particule</i>	85
IX.3	<i>Tomographie par plan laser</i>	92
<u>PARTIE C : ETUDE DES FLAMMES LAMINAIRES A HAUTE PRESSION</u>		101
	INTRODUCTION	103
X	OSCILLATION NATURELLE DU FRONT DE FLAMME LAMINAIRE	105
X.1	<i>Détection de l'oscillation naturelle</i>	105
X.2	<i>Influence de la richesse</i>	106
X.3	<i>Influence de la vitesse débitante</i>	108
X.4	<i>Influence de la pression</i>	109
X.5	<i>Nombre de Strouhal</i>	111
X.6	<i>Nombre de Grashof</i>	112
X.7	<i>Conclusion sur l'oscillation de la flamme laminaire</i>	114

XI	VITESSE DE COMBUSTION LAMINAIRE	115
	<i>XI.1 Méthodes de détermination</i>	<i>115</i>
	<i>XI.2 Influence de la richesse</i>	<i>117</i>
	<i>XI.3 Influence de la vitesse</i>	<i>118</i>
	<i>XI.4 Influence de la pression.....</i>	<i>120</i>
	<i>XI.5 Conclusion sur la vitesse de combustion laminaire</i>	<i>120</i>
XII	EFFET DE LA COURBURE ET DE L'ETIREMENT	123
	<i>XII.1 La courbure.....</i>	<i>123</i>
	<i>XII.2 L'étirement.....</i>	<i>126</i>
	<i>XII.3 Couplage Vitesse / Etirement</i>	<i>127</i>
	<i>XII.4 Conclusion sur les effets de la courbure et de l'étirement</i>	<i>129</i>
<u>PARTIE D : ETUDE DES FLAMMES TURBULENTES A HAUTE PRESSION</u>		131
	CONTEXTE	133
XIII	EFFET DE LA PRESSION ET DE LA RICHESSE.....	135
	<i>XIII.1 Effet de la pression - Rappels.....</i>	<i>135</i>
	<i>XIII.2 Effet de la richesse</i>	<i>137</i>
XIV	ETUDE FRACTALE.....	141
	<i>XIV.1 La dimension fractale.....</i>	<i>141</i>
	<i>XIV.2 La fréquence de coupure interne.....</i>	<i>146</i>
	<i>XIV.3 La fréquence de coupure externe</i>	<i>149</i>
	<i>XIV.4 Densité de surface de flamme.....</i>	<i>150</i>
	<i>XIV.5 Intensité de combustion.....</i>	<i>151</i>
	<i>XIV.6 Conclusion sur l'étude fractale</i>	<i>153</i>
XV	APPLICATION AUX MODELES LES	155
	<i>XV.1 Variable d'avancement filtré.....</i>	<i>155</i>
	<i>XV.2 Modélisation de densité de surface de flamme.....</i>	<i>157</i>
	<i>XV.3 Influence du filtre</i>	<i>161</i>
	<i>XV.4 Description fractale de surface de flamme.....</i>	<i>163</i>
	<i>XV.5 Modèle de plissement</i>	<i>165</i>
	<i>XV.6 Conclusion sur les modèles LES</i>	<i>166</i>

PARTIE E : ETUDE DES FLAMMES DILUEES EN CO₂ A HAUTE PRESSION.....	167
CONTEXTE ET RAPPELS.....	169
XVI ETUDE LAMINAIRE.....	171
XVI.1 Oscillation naturelle de la flamme	171
XVI.2 Calculs Chemkin.....	173
XVI.3 Vitesse de combustion laminaire.....	176
XVI.4 Conclusion sur l'étude laminaire	178
XVII CARACTERISATION DE LA TURBULENCE	179
XVII.1 Effet de la pression sans flamme (Rappels).....	179
XVII.2 Effet de l'ajout de CO ₂	179
XVII.3 Conclusion sur le champ de turbulence.....	182
XVIII CARACTÉRISATION DE LA FLAMME	183
XVIII.1 Structure générale de la flamme.....	183
XVIII.2 Analyse de la hauteur de flamme et épaisseur de flamme turbulente.....	184
XVIII.3 Courbures du front de flamme.....	187
XVIII.4 Densité de surface de flamme.....	190
XVIII.5 Intensité de combustion	193
XVIII.6 Conclusion sur l'étude macroscopique	195
XIX ETUDE FRACTALE ET MODELISATION.....	197
XIX.1 Etude fractale	197
XIX.2 Modèle BML.....	199
CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	207
ETUDE LAMINAIRE.....	207
ETUDE TURBULENTE	208
ETUDE DU BIOGAZ CH ₄ -CO ₂ -AIR.....	208
PERSPECTIVES	209
BIBLIOGRAPHIE.....	211
ANNEXE A: LE PROJET AFTUR.....	219
ANNEXE B: RESULTATS PREMIX.....	221
ANNEXE C: RESULTATS LDV	223

Nomenclature

Caractères généraux

A	Surface du front de flamme	[m ²]
\mathcal{A}	Élément de surface du front de flamme	[m ²]
c	Vitesse de la lumière (3.10 ⁸ m/s dans le vide)	[m.s ⁻¹]
C	Variable d'avancement de la réaction	[-]
c _p	Chaleur spécifique à pression constante	[J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]
D	Diamètre du brûleur	[m]
D ₂	Dimension fractale bidimensionnelle	[-]
D ₃	Dimension fractale tridimensionnelle	[-]
D _{3LES}	Dimension fractale déterminées avec la méthode LES	[-]
D _{th}	Coefficient de diffusion thermique	[m ² .s ⁻¹]
D _m	Coefficient de diffusion moléculaire	[m ² .s ⁻¹]
D _h	Diamètre hydraulique	[m]
f	Fréquence d'oscillation de la flamme laminaire	[Hz]
F _D	Fréquence Doppler	[Hz]
g	Accélération de la gravité	[m.s ⁻²]
h	Courbure	[m ⁻¹]
i	Interfrange	[m]
k	Energie cinétique turbulente	[J]
k	Nombre d'onde	[m ⁻¹]
\mathcal{K}	Étirement global	[s ⁻¹]
\mathcal{K}_c	Étirement global lié à la courbure	[s ⁻¹]
\mathcal{K}_s	Étirement global lié à la déformation de surface	[s ⁻¹]
l _{GB} ou l _{GF}	Longueur de flammèches dans les gaz brûlés ou frais	[m]
L	Longueur du front de flamme	[m]
\mathcal{L}	Longueur de Markstein	[m]
L _u	Echelle intégrale de longueur	[m]
P	Pression	[Pa]
P ₀	Pression atmosphérique	[Pa]
r	Rugosité	[m]
R _{ij}	Contraintes de Reynolds	[Pa]
\mathcal{R}	Rayon de courbure totale sur le front de flamme	[m]
T	Température	[K]
t _η	Echelle temporelle de Kolmogorov	[s]
t _u	Echelle temporelle de Taylor	[s]
T _u	Echelle intégrale de temps	[s]
S _h	Section hydraulique	[m ²]
S _L ⁰	Vitesse de combustion laminaire non étirée	[m.s ⁻¹]
S _L	Vitesse de combustion laminaire	[m.s ⁻¹]
S _T	Vitesse de combustion turbulente	[m.s ⁻¹]
u	Vitesse de déplacement d'une particule	[m.s ⁻¹]
u'	Ecart type de la fluctuation de vitesse	[m.s ⁻¹]
U	Vitesse de l'écoulement moyen	[m.s ⁻¹]

Nomenclature

U_0	Vitesse débitante en sortie du brûleur	$[m.s^{-1}]$
U_x	Vitesse relative à x où x fait référence au tableau des indices	$[m.s^{-1}]$
U_s	Vitesse d'un élément de surface se dirigeant des GB vers GF	$[m.s^{-1}]$
w	Taux de réaction	$[kg.m^{-3}.s^{-1}]$
x	Excès d'air	$[-]$

Caractères grecs

α_1	Angle entre la ligne de courant et l'axe horizontal	$[^\circ]$ ou $[rad]$
α_2	Angle entre la tangente au FF et l'axe horizontal	$[^\circ]$ ou $[rad]$
β	Fraction molaire de CO_2 dans le carburant	$[-]$
δ_C	Echelle de coupure interne avec la LES	$[m]$
δ_L	Epaisseur laminaire du front de flamme	$[m]$
δ_P	Epaisseur de préchauffage	$[m]$
δ_R	Epaisseur de réaction	$[m]$
δ_S	Epaisseur de Spalding	$[m]$
δ_T	Epaisseur turbulente du front de flamme	$[m]$
ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique	$[m^2.s^{-3}]$
ε_i	Echelle de coupure interne	$[m]$
ε_O	Echelle de coupure externe	$[m]$
ϕ	Richesse	$[-]$
Φ^{cd}	Energie de conduction	$[J]$
Φ^{cv}	Energie de convection	$[J]$
Φ^r	Energie de rayonnement	$[J]$
η	Echelle de Kolmogorov	$[m]$
λ	Conductivité thermique (en thermique)	$[W.m^{-1}.K^{-1}]$
λ	Coefficient de perte de charge (en mécanique des fluides)	$[-]$
λ_i	Longueur d'onde d'une source i	$[m]$
λ_u	Echelle de Taylor spatiale	$[m]$
μ	Viscosité dynamique	$[N.s.m^{-2}]$
ν	Viscosité cinématique	$[m^2.s^{-1}]$
θ	Angle entre la ligne de courant et la tangente au FF	$[^\circ]$ ou $[rad]$
ρ	Masse volumique	$[Kg.m^{-3}]$
Π	Surface de flamme résolue	$[m^2]$
σ_{ij}	Tenseur de contraintes visqueuses	$[Pa]$
Σ	Densité de surface de flamme	$[m^{-1}]$
τ	Taux d'expansion $\tau = \rho_{GB} / \rho_{GF} - 1$	$[-]$
τ_c	Temps caractéristique chimique	$[s]$
τ_t	Temps caractéristique de la turbulence	$[s]$
Ξ	Plissement	$[-]$
Ξ_g	Plissement global	$[-]$

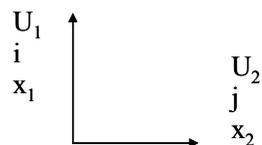
Nombres adimensionnés

<i>Da</i>	Nombre de Damkölher
<i>Gr</i>	Nombre de Grashof
<i>Ka</i>	Nombre de Karlovitz
<i>Le</i>	Nombre de Lewis
<i>Ma</i>	Nombre de Markstein
<i>Nu</i>	Nombre de Nussell
<i>Pr</i>	Nombre de Prandtl
<i>Ra</i>	Nombre de Rayleigh
<i>Re</i>	Nombre de Reynolds
<i>Ri</i>	Nombre de Richardson
<i>St</i>	Nombre de Strouhal

Indices et autres notations

ad	Relatif au paramètre adiabatique
L	Relatif au régime laminaire
T	Relatif au régime turbulent
E	Relatif à une entrée
S	Relatif à une sortie
P	Relatif à une paroi
GF	Relatif aux gaz frais
GB	Relatif aux gaz brûlés
FF	Relatif au front de flamme
1 ou i	Relatif à l'axe vertical
2 ou j	Relatif à l'axe horizontal
n	Relatif à la normale au front de flamme
*	Normalisé par $1+\tau$
$\langle g \rangle_s$	Moyenne conditionnée sur la surface
\overline{G}	Grandeur moyenne selon la décomposition de Favre
\underline{g}''	Grandeur fluctuante selon la décomposition de Favre
\overline{G}	Grandeur moyenne selon la décomposition de Reynolds
\underline{g}'	Grandeur fluctuante selon la décomposition de Reynolds

Définition de l'espace:



Décomposition de la vitesse d'écoulement des gaz:

$$\vec{U} = U_1 \vec{x}_1 + U_2 \vec{x}_2$$

INTRODUCTION

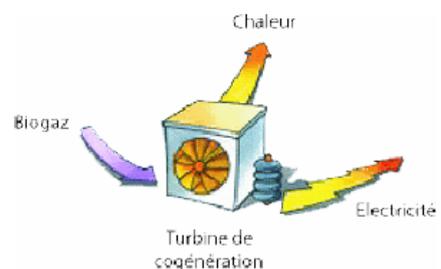
Contexte général

Les recherches en combustion turbulente prémélangée constituent un thème central dans les domaines de la propulsion, de la conversion de l'énergie et des procédés industriels. De plus, dans le contexte actuel, où la conversion de l'énergie propre - en minimisant les émissions de gaz polluants - est une priorité pour l'Europe ; et où les problèmes liés aux ressources énergétiques deviennent des enjeux internationaux importants ; l'étude des flammes turbulentes prémélangées à base de biocombustibles (ou biogaz) à haute pression présente un grand intérêt tant au niveau de la recherche fondamentale qu'au niveau appliqué.

L'utilisation des biocombustibles permet de réduire les émissions des oxydes d'azote (NO_x) et autres produits polluants. C'est dans ce cadre que le projet européen AFTUR (Alternative Fuels Industrials Gas TURbines), qui soutient financièrement cette thèse, fut mis en place en 2003. L'objectif principal de ce projet est d'optimiser les turbines à gaz fonctionnant avec des biocombustibles. Parmi ceux issus de la biomasse, on trouve le méthanol, l'éthanol, le diméthylether et le produit de la méthanisation (dont l'une des compositions est : 65% CH_4 + 35% CO_2).

La découverte de la méthanisation remonte à 1776 lorsque Volta durant une de ses promenades observa que du gaz se libérait d'un marais. Après avoir étudié ce phénomène et fait plusieurs expériences, il mit en évidence que le « gaz des marais » était inflammable. Un peu plus tard (1787), Lavoisier lui donne le nom de « gas hidrogenium carbonatrum » mais le terme de « méthane » fut proposé en 1865 et confirmé en 1892 par un congrès international de nomenclature chimique. Pendant ce temps, la présence de ce gaz est mise en évidence dans d'autres sites (tas de fumier, ...) et son origine attribué à l'activité microbienne. En effet, la méthanisation est une digestion anaérobie qui transforme la matière organique en compost, méthane (CH_4) et dioxyde de carbone (CO_2). Elle est utilisée afin d'éliminer la pollution organique en consommant peu d'énergie, en produisant peu de boues et en générant une énergie renouvelable: le biogaz.

Le biogaz peut alimenter un moteur à gaz (ou une turbine), qui produit de l'électricité. Il peut être utilisée aussi en cogénération afin de produire à la fois électricité et chaleur.



Cette étude peut aussi s'intégrer dans une nouvelle technologie, qui est la recirculation des gaz d'échappement, ou EGR pour Exhaust Gas Recirculation. C'est un système inventé au début des années 1970 qui consiste rediriger une partie des gaz d'échappement des moteurs à combustion interne dans le collecteur d'admission. Cette technologie permet de réduire les émissions de NO_x car la température de flamme est basse. Cependant ces gaz contiennent un fort taux de CO_2 .

Ces travaux ont donc pour objectif de caractériser la combustion du mélange issu de la méthanisation (65% CH_4 + 35% CO_2). Dans cette étude, le pourcentage de CO_2 dans le

prémélange a été graduellement augmenté pour atteindre le mélange voulu. Pour se rapprocher des conditions de fonctionnement des turbines à gaz ou moteurs à combustion interne, la pression pourra être augmentée jusqu'à 0.9 MPa et la turbulence de l'écoulement sera étudiée. Une stratégie intéressante pour réduire l'émission des gaz polluants est la combustion en mélange pauvre. En effet, cela permet d'obtenir des températures de combustion plus basses diminuant entre autre la production des oxydes d'azote.

Ces études sont rendues possibles par des moyens techniques et des diagnostics laser récents. L'évolution permanente des technologies laser, tels que les lasers haute cadence et haute énergie et des caméras haute résolution, nous permet à l'heure actuelle d'obtenir des caractéristiques de flamme jusqu'alors inaccessibles. Ainsi, les flammes peuvent être étudiées dans l'espace et le temps simultanément. Parallèlement à ces évolutions technologiques, les moyens numériques progressent très vite. Les codes de calcul sont intéressants lorsque l'expérimentation devient coûteuse et difficile à mettre en place. C'est cette comparaison expérimentale et numérique qui est intéressante à analyser aujourd'hui. En effet, l'ensemble des modèles utilisés dans les codes de calculs nécessitent d'être testés. Cela est possible grâce aux moyens d'essais se trouvant à l'Institut de Combustion, Aérodynamique, Réactivité et Environnement (ICARE – ex-LCSR).

Ces travaux intitulés : « **Caractérisation de l'effet de la pression et de l'ajout de CO₂ sur les flammes laminaires et turbulentes de prémélanges pauvres méthane – air** », s'inscrivent très bien dans le contexte politique, économique, écologique et scientifique actuel concernant les questions de l'éthique et de l'environnement.

Au laboratoire ICARE

Ces travaux de thèse s'inscrivent dans la continuité des études menées par l'équipe Combustion et Turbulence, qui après avoir exploré les flammes turbulentes à pression atmosphérique [7, 23, 32, 74, 81], s'est dotée d'une chambre haute pression pouvant monter jusqu'à 0.9 MPa. Le premier projet à haute pression fut mené dans le cadre de la thèse de Lachaux [60], qui caractérisa la structure macroscopique de la flamme turbulente de prémélange à haute pression. Ensuite les travaux de Halter [42] ont permis d'approfondir la connaissance des mélanges hydrogénés à haute pression et de mieux comprendre les interactions entre la turbulence et la combustion.

Ce projet vient compléter les travaux précédents à haute pression. Ces objectifs sont multiples:

- ❖ Approfondir les connaissances de l'effet de la haute pression en commençant sur une flamme laminaire de type Bunsen (Partie C)
- ❖ Poursuivre l'étude de la haute pression sur les flammes turbulentes de prémélange pauvre par l'application de la théorie fractale à ces flammes, la modélisation de la densité de surface de surface résolue issue de la LES et les tests d'un modèle de sous-maille pour le plissement de la flamme (Partie D)
- ❖ Appliquer toutes ces connaissances et ces moyens techniques aux flammes diluées avec du dioxyde de carbone (Partie E)

Après une synthèse bibliographique des connaissances actuelles (Partie A) et la description des moyens expérimentaux (Partie B), l'ensemble des résultats sera décrit et commenté dans les parties C, D et E. Puis nous finaliserons ce mémoire par une conclusion générale et les perspectives possibles.

PARTIE A :

Théorie – Synthèse bibliographique

Contexte et Rappels

La combustion est une réaction d'oxydoréduction qui met en œuvre un combustible et un comburant (le premier est un corps réducteur, le second un oxydant). Cette réaction chimique est irréversible, fortement exothermique et généralement accompagnée d'émission de rayonnements. Il existe deux types de flammes :

- la flamme dite de « diffusion », où le mélange des réactifs initialement séparés s'effectue par diffusion et détermine la zone de réaction. La combustion se produit en même temps que le mélange du combustible et du comburant. On citera pour exemple la flamme d'un briquet ou une flamme de bougie.
- la flamme dite de « prémélange », qui se propage par déflagration dans un milieu combustible et pour laquelle le combustible et le comburant sont préalablement mélangés. Il existe pour ces flammes une zone de flamme qui sépare les gaz frais (i.e. mélange combustible / comburant) et les gaz brûlés, produits de la réaction. Cette zone de flamme très mince est appelée « front de flamme ».

Dans cette étude, nous travaillons avec des flammes de prémélange, que l'on retrouve dans les turbines à gaz et moteurs à combustion interne. Cette partie présente les connaissances scientifiques sur les flammes turbulentes de prémélange pauvre à haute pression et diluées en CO_2 . On commencera par décrire les flammes laminaires, puis les instabilités de combustion. Ensuite, la notion de turbulence et ses échelles seront développées et appliquées à la combustion. Puis, nous allons décrire les modèles de combustion turbulente, avec l'application de la théorie fractale. Enfin les plus pertinentes références bibliographiques sur l'effet de la pression et de la dilution en CO_2 sur les flammes de prémélange seront détaillées.

I La combustion de prémélange laminaire

La combustion dite de prémélange a lieu lorsque les réactifs, initialement prémélangés, atteignent une température suffisante, appelée température d'auto-inflammation. Ensuite, une « onde de combustion » progresse du milieu brûlé (GB) vers le milieu frais (GF). Ce front de flamme marque la discontinuité entre les gaz frais et les gaz brûlés. Pour un mélange réactif immobile dans un tube cylindrique, le front de flamme se propage à la vitesse S_L^0 , qui représente la vitesse de combustion laminaire non étirée (Figure A. 1).

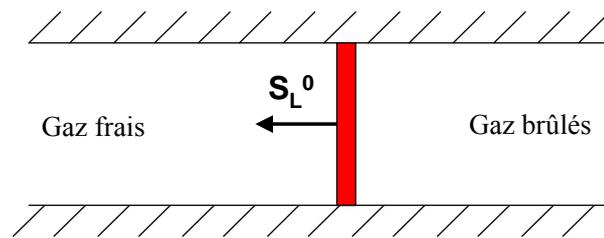


Figure A. 1 : Propagation d'un front de flamme dans un tube à la vitesse S_L^0

Si le milieu frais est lui-même en mouvement à contre-courant, la flamme est stable dans le référentiel du laboratoire. On parle alors de zone réactionnelle en milieu ouvert. Le front de flamme se propage à la vitesse S_L , vitesse de combustion laminaire étirée.

Les deux principaux paramètres qui caractérisent ce type de combustion sont la vitesse de propagation laminaire S_L et l'épaisseur du front de flamme δ_L .

I.1 Epaisseur de flamme laminaire

L'épaisseur de flamme laminaire est la distance qui sépare les gaz frais et les gaz brûlés. Dans le cas général de combustion à haute énergie d'activation, ce qui est le cas des flammes prémélangées, cette épaisseur comprend deux régions distinctes, qui sont l'épaisseur de la zone de préchauffage purement conductive et l'épaisseur de la zone réactive exothermique [67] (Figure A. 2). La zone de préchauffage, où dominent les phénomènes de diffusion et de convection de masse de chaleur, possède une épaisseur δ_p . Dans cette zone les réactions chimiques sont négligeables. La zone de réaction, pour laquelle le dégagement de chaleur se fait par réactions chimiques exothermiques, possède une épaisseur δ_R . Ainsi l'épaisseur totale de la flamme δ_L est décrit par la somme de ces deux épaisseurs :

$$\delta_L = \delta_R + \delta_p$$

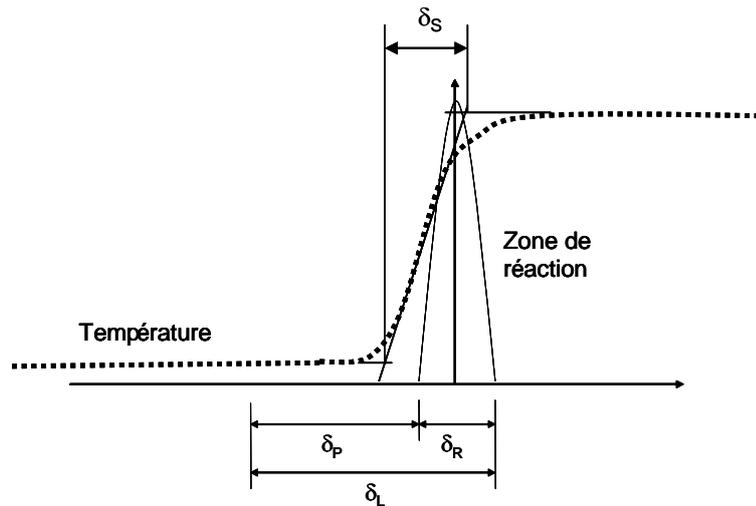


Figure A. 2 : Structure d'un front de flamme de prémélange laminaire

Il existe de nombreuses définitions pour définir cette épaisseur, mais la plus couramment utilisée est l'épaisseur de Zeldovich, aussi appelée épaisseur caractéristique :

$$\delta_L = \frac{\lambda_{GF}}{c_p \cdot \rho_{GF} \cdot S_L}$$

λ_{GF} est la conductivité thermique du mélange réactif, c_p la chaleur spécifique à pression constante et ρ_{GF} la masse volumique du mélange frais. L'épaisseur est alors assimilée à la zone de préchauffage. En effet, dans le cas de grande énergie d'activation, l'épaisseur de réaction est inversement proportionnelle à l'énergie d'activation et donc est négligeable par rapport à l'épaisseur de préchauffage. Cette épaisseur représente l'épaisseur entre le début de la montée en température des gaz frais jusqu'à la température d'auto-inflammation.

L'épaisseur de flamme thermique, aussi appelée épaisseur de Spalding [102], correspond à l'épaisseur comprise entre le début et la fin d'auto-inflammation des gaz frais dans le front de flamme. Sa définition est la suivante :

$$\delta_s = \frac{T_{GB} - T_{GF}}{\text{grad}(T)_{\max}}$$

T_{GB} la température des gaz brûlés et T_{GF} la température des gaz frais.

I.2 Vitesse de combustion laminaire

La vitesse spatiale de la flamme est la vitesse de déplacement d'un élément du front de flamme par rapport à un référentiel donné. S'agissant du déplacement d'un élément de surface du front de flamme, ce déplacement est en général repéré suivant la normale à cette surface. La vitesse de propagation de la flamme est donc la vitesse de déplacement du front de flamme par rapport aux réactifs (Figure A. 3). En désignant \vec{U}_s la vitesse d'un élément de flamme se dirigeant des gaz brûlés vers les gaz frais, et \vec{U}_{GF} la vitesse d'écoulement du mélange frais par rapport au repère fixe de l'espace, la vitesse du front de flamme \vec{U}_{FF} est définie par l'expression :

$$\vec{U}_{GF} = \vec{U}_s - \vec{U}_{FF}$$

Un front de flamme est dit laminaire lorsque les vitesses, pression, masse spécifique et température en chaque point ne sont pas animées de fluctuations désordonnées dans le temps. La vitesse de propagation laminaire est $S_L = \|\vec{U}_n\|$ où \vec{U}_n est la projection de la vitesse de propagation sur la normale au front de flamme.

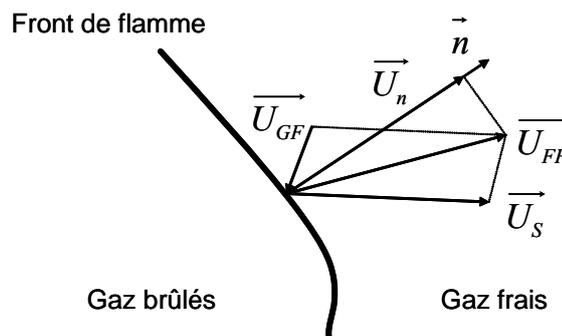


Figure A. 3 : Représentation des vitesses de l'écoulement de la flamme

Si la flamme est non étirée, c'est-à-dire ne subissant pas de déformations fluides dues à des forces extérieures, alors :

$$S_L = \|\vec{U}_n\| = \|\vec{U}_s\|$$

Les réactions exothermiques engendrent aussi un fort gradient de température, ce qui induit des variations de masse volumique importantes. Considérons les gaz frais de masse volumique ρ_{GF} arrivant sur le front de flamme avec une vitesse V_{GF} et un angle d'incidence α_{1GF} , les gaz brûlés de masse volumique ρ_{GB} avec une vitesse V_{GB} et un angle d'incidence α_{1GB} (Figure A. 4), l'équation de conservation de la masse s'écrit :

$$\rho_{GF} U_{GF} \cos(\alpha_{1GF}) = \rho_{GB} U_{GB} \cos(\alpha_{1GB})$$

Si on considère que le front de flamme est plan et si chaque point se trouve dans le même état, aucune variable ne dépend de la composante tangentielle, il est possible d'écrire que :

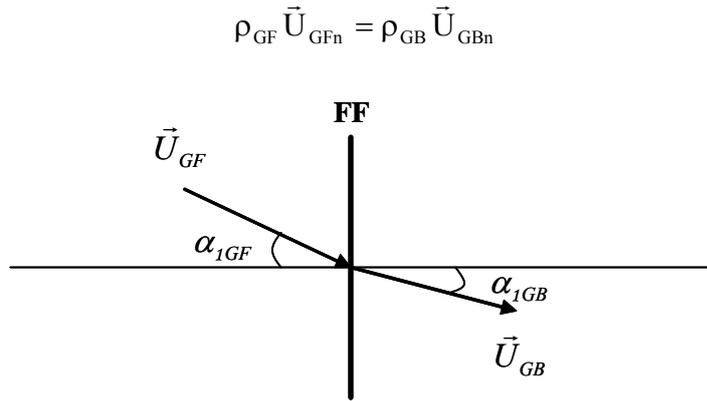


Figure A. 4 : Déviation des lignes de courant au travers le front de flamme

Cela induit bien que la composante tangentielle de la vitesse est constante à la traversée du front de flamme, et cela donne :

$$U_{GF} \sin(\alpha_{GF}) = U_{GB} \sin(\alpha_{GB}) \text{ et } \rho_{GB} \tan(\alpha_{GF}) = \rho_{GF} \tan(\alpha_{GB})$$

I.3 Détermination de la vitesse de combustion laminaire

I.3.1 Détermination globale

La flamme de prémélange est typiquement obtenue lors de la combustion à partir d'un brûleur à mélange préalable. Le cas le plus connu est le brûleur de type Bec Bunsen. Le mélange débouche du conduit cylindrique et l'allumage est provoqué à la sortie du brûleur. Si l'écoulement est bien laminaire et si la répartition des vitesses est uniforme à la sortie du brûleur, le front de flamme prend la forme d'un cône de révolution (Figure A. 5). Cette position d'équilibre est obtenue si la vitesse débitante U_0 du mélange est supérieure à la vitesse laminaire S_L .

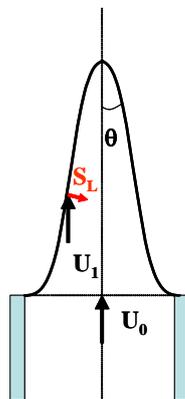


Figure A. 5 : Stabilisation d'une flamme sur un brûleur de type Bunsen

La flamme étant conique, on peut déterminer S_L à partir de l'angle au sommet, θ , et de la composante axiale de la vitesse, U_1 :

$$S_L = U_1 \sin(\theta)$$

Cependant, le cône de révolution n'est pas parfait. Ceci est dû au fait que la répartition des vitesses n'est pas uniforme à la sortie du brûleur. En effet, les frottements à la paroi induisent une vitesse très faible près de la paroi et maximale au centre du brûleur. De plus, la vitesse de propagation de la flamme S_L n'est pas constante pour une même section de l'écoulement. Le brûleur agit comme un puits de chaleur et de radicaux diminuant ainsi la vitesse de propagation. Les lèvres du brûleur et la région proche de la sortie, fournissent ainsi les conditions propices à la stabilisation.

Cette région, proche du brûleur, possède deux profils de vitesses distincts ; un pour les vitesses de l'écoulement et un pour la vitesse de propagation de flamme. Ces deux profils se coupent en deux points qui sont les deux points de stabilisation :

- Si la vitesse U_0 est trop importante ou S_L trop faible, la stabilisation est impossible. Le temps de réaction chimique devient incompatible avec les temps de séjour des réactifs. Cela se traduit par une disparition soudaine de la flamme, on parle de « soufflage » ou « blow-off ».
- Par contre si U_0 est trop faible par rapport à la vitesse fondamentale de flamme S_L , la flamme remonte alors le courant des gaz frais et pénètre dans le brûleur. C'est ce que l'on appelle le « retour de flamme » ou « flashback ».

On peut représenter qualitativement dans un plan richesse – vitesse de l'écoulement le diagramme de stabilité du brûleur type Bec Bunsen (Figure A. 6). On obtient alors le domaine de stabilité de la flamme, pour un domaine compris entre deux courbes critiques : le soufflage et le retour de flamme.

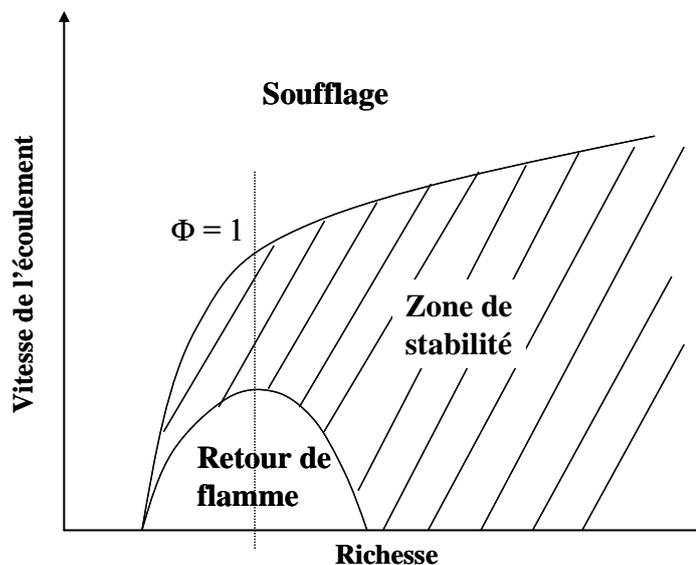


Figure A. 6 : Diagramme de stabilité de flammes de type Bunsen dans le plan vitesse-richesse

L'augmentation de la vitesse avec la richesse est plus rapide pour la limite de soufflage que pour la limite de retour de flamme lorsque l'on est en mélange pauvre ($\phi < 1$). Au-delà de la stœchiométrie ($\phi = 1$), c'est-à-dire en mélange riche, la vitesse de la limite de soufflage croît alors que la limite de retour de flamme décroît. La zone de stabilité est ainsi beaucoup plus étendue qu'à richesse pauvre.

I.3.2 Détermination locale - Influence de l'étirement et de la courbure

Karlovitz [46] a introduit le concept d'étirement afin de déterminer et quantifier la modification de la surface du front de flamme. L'étirement, rendant compte de la variation de surface de flamme au cours du temps, est défini par la relation suivante :

$$\mathcal{K} = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt}$$

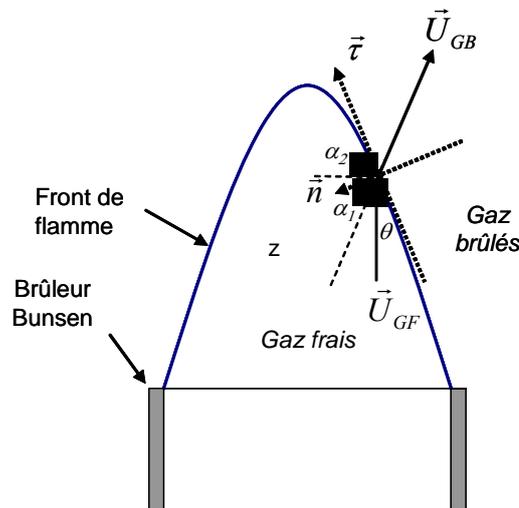


Figure A. 7 : Définition des différents paramètres angulaires

On considère une iso-surface S du front de flamme. On note comme précédemment \vec{U}_S la vitesse de cette surface et \vec{U} la vitesse du fluide. Ainsi, l'étirement local en un point de la surface peut être exprimé par [12, 19, 62, 73]:

$$\mathcal{K} = \left\{ \vec{\nabla}_t \cdot \vec{U}_t + (\vec{U}_S \cdot \vec{n})(\vec{\nabla} \cdot \vec{n}) \right\}_S$$

avec $\vec{\nabla}_t$ et \vec{U}_t les composantes tangentielles de $\vec{\nabla}$ and \vec{U} évaluées à la surface du front de flamme. \vec{n} est le vecteur normal unité de la surface pointant vers les gaz frais. L'étirement \mathcal{K} s'exprime en s^{-1} . D'après cette équation, l'étirement de la flamme résulte de deux contributions. La première est due à la déformation de la surface de flamme liée à l'écoulement \mathcal{K}_s et l'autre à l'effet de courbure \mathcal{K}_c . Ainsi \mathcal{K} est positif pour les flammes sphériques et \mathcal{K} est négatif pour les flammes de types Bunsen (Law 1989) [62].

Dans notre cas, pour une flamme axisymétrique, l'étirement est défini de la façon suivante, conformément à Matalon (1983) [73] :

$$\mathcal{K} = \frac{d}{ds} (\vec{U}_{GF} \cdot \vec{\tau}) \quad \text{avec } \vec{U}_{GF} = (U_1, -U_2) \text{ et } \vec{\tau} = (-\cos(\alpha_2), -\sin(\alpha_2))$$

La vitesse \vec{U}_{GF} est la vitesse dans les gaz frais, pour lesquels l'écoulement est principalement axial et $\vec{\tau}$ est le vecteur tangentiel le long du front de flamme (Figure A. 7).

De nombreux travaux ont été consacrés à l'étirement des flammes coniques dont ceux de Clavin en 1994 [20], Matalon en 1983 [73], et plus récemment, Ogami et Kobayashi en 2005 [77]. Une récente étude de Choi et Puri en 2003 [18] montre l'effet de l'étirement sur la vitesse de flamme. La vitesse est dominée par des effets hydrodynamiques dans les régions planes et par l'influence de la courbure dans les régions courbes. Dans les régions planes, la relation de Markstein est valide et les vitesses concordent bien avec celles trouvées dans la littérature. Dans les régions courbes concaves (ce qui correspond au sommet de la flamme de type Bunsen), la vitesse de flamme est largement supérieure à la vitesse de flamme plane non étirée. Inversement, dans les régions courbes convexes (ce qui correspond à la base de la flamme de type Bunsen), la vitesse de flamme est largement inférieure à la vitesse de flamme plane non étirée.

Ce premier chapitre met en avant le fait que la nature de l'écoulement et la vitesse de combustion conditionnent en partie la stabilité du front de flamme, pouvant entraîner retour de flamme ou soufflage. Or les instabilités de combustion sont de plusieurs natures comme nous allons le voir dans le chapitre suivant.

II Instabilités de combustion

La flamme de prémélange est très sensible à l'aérodynamique. En effet, la propagation de la flamme résulte de la combinaison des phénomènes de convection, de diffusion, et de réactions chimiques. Le front de flamme laminaire est soumis à de nombreuses instabilités qui modifient sa structure et de ce fait, rendre ce front stable ou instable. Il est soumis à de forts taux de dégagements de chaleur. Ces gradients induisent des instabilités dues aux forces de gravité, des instabilités hydrodynamiques et des instabilités thermo-diffusives. Ces instabilités sont décrites plus en détails dans la suite de ce chapitre.

II.1 Instabilités hydrodynamiques

Les instabilités hydrodynamiques, appelées les instabilités de Darrieus-Landau [22, 62], sont causées par le saut de densité à travers le front de flamme. Le front de flamme infiniment mince est très sensible aux petites perturbations, ce qui entraîne des déséquilibres entre les vitesses dans les gaz frais et les vitesses dans les gaz brûlés. Entre deux milieux de masse volumique distincte, le vecteur normal au front de flamme augmente d'un facteur ρ_{GB} / ρ_{GF} , également appelé « facteur d'expansion thermique ».

$$\rho_{GF} \vec{U}_{GFn} = \rho_{GB} \vec{U}_{GBn}$$

La composante tangentielle de la vitesse se conserve à la traversée du front de flamme. Autrement dit, les effets de cisaillement sont négligés.

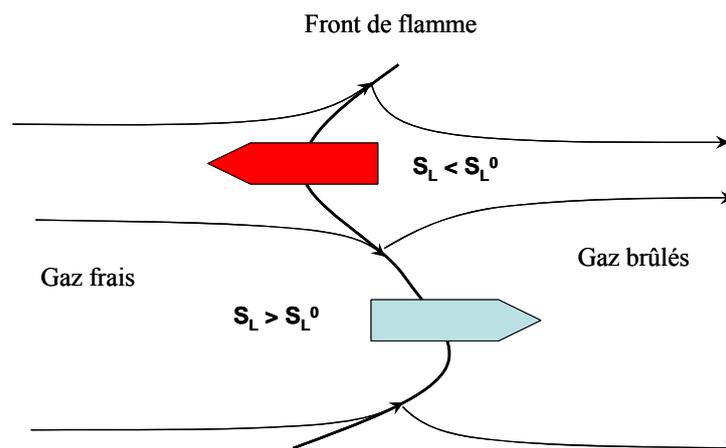


Figure A. 8 : Instabilités hydrodynamiques

Le front flamme n'étant pas linéaire, le plissement produit une modification des lignes de courant. Il est résulte une convergence de ces lignes de courant sur le front convexe aux gaz

frais et une divergence des lignes de courant sur le front concave aux gaz frais. Une petite perturbation du front de flamme amplifie le plissement. L'écoulement de gaz frais est ralenti en face des parties convexes et il est accéléré en face des parties concaves (Figure A. 8). Le champ de vitesse induit par le plissement rend le front de flamme instable.

II.2 Instabilités thermo-diffusives

Les instabilités thermo-diffusives résultent de la diffusion de chaleur et de la diffusion de masse. La Figure A. 9 résume l'action de ces diffusions sur le front de flamme.

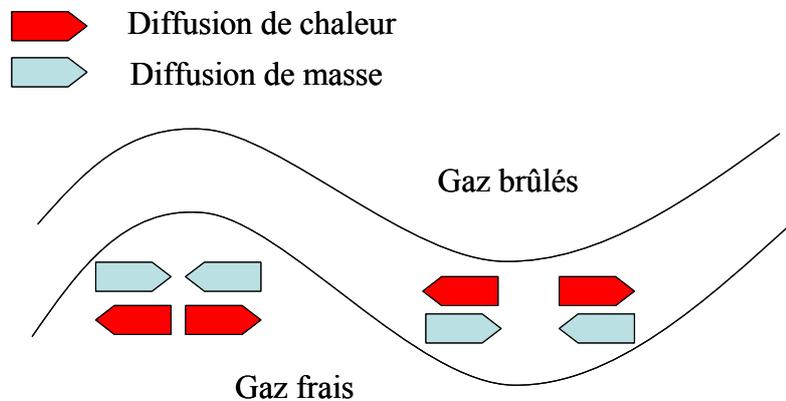


Figure A. 9 : Instabilités thermo-diffusives

Le rôle de la diffusion de chaleur a été expliqué par Zeldovich en 1944. Une partie de la chaleur de la zone de réaction passe dans les gaz frais via la zone de préchauffage. Ces variations de température induisent des variations de vitesse de flamme. La flamme accélère dans les parties concaves du côté des gaz frais et ralentit dans les parties convexes, atténuant la perturbation initiale du front de flamme. Ainsi le front de flamme revient à une nouvelle situation d'équilibre.

La diffusion de masse de combustible se fait des gaz frais vers les gaz brûlés. La vitesse de combustion décroît par le déficit de combustible dans les concavités du côté des gaz frais et à l'inverse le combustible a tendance à se concentrer dans les convexités des gaz frais et augmente la vitesse de flamme. Les concavités et les convexités s'amplifient. La diffusion de masse a un effet déstabilisant sur le front de flamme.

La compétition entre ces deux effets est décrite par le nombre de Lewis Le , qui est le rapport du coefficient de diffusion thermique D_{th} sur le coefficient de diffusion moléculaire D_m . Ainsi si le nombre de Lewis $Le < 1$, la diffusion de masse est prépondérante, et le front instable et si $Le > 1$, le flux de chaleur stabilise le front de flamme.

La première étude couplant les effets hydrodynamique et diffusif fut menée par Markstein en 1964 [71]. Markstein introduit une expression de la vitesse de propagation de la flamme qui tient compte de la courbure du front de flamme. La turbulence ayant beaucoup d'impact sur la courbure du front de flamme, il est nécessaire que l'impact de la turbulence sur le front de flamme soit bien décrit. C'est pourquoi l'étude de la turbulence est importante. Mais avant cela, nous allons étudier la dernière instabilité liée à la gravité et l'effet de convection naturelle, dont les effets sont non négligeables pour les flammes de type bec Bunsen.

II.3 Instabilités dues aux forces de gravité

Les instabilités dues aux forces de gravité, appelées aussi instabilités de Rayleigh-Taylor interviennent car il y a une différence de densité entre les gaz frais et les gaz brûlés. Ce rôle déstabilisateur de la gravité sur le front de flamme est d'autant plus fort que l'écoulement se fait du bas vers le haut. Cette instabilité est intimement liée avec la convection naturelle.

II.4 Effet de la convection naturelle sur le battement de la flamme

De nombreuses études ont déjà observé ce phénomène de battement des flammes de prémélange et de diffusion à diverses conditions expérimentales [3, 26, 27, 36, 58]. Ghenai, lors de ces travaux expérimentaux de thèse, a étudié ce phénomène à pression atmosphérique sur des flammes prémélangées CH₄-air [34]. Cette oscillation est périodique avec une fréquence l'ordre de 10-15 Hz. Elle est dépendante des dimensions du brûleur, de la vitesse d'injection des gaz et de la composition du mélange. Les premières études des oscillations du front de flamme sur les flammes de prémélange coniques ont été réalisées par Durox et al. en 1990 [26] à partir des spectres d'énergie de la fluctuation de vitesse. Il s'est avéré que ces oscillations sont dues aux forces de gravité induites par les gaz chauds. C'est à partir de cette observation que Durox a pu établir une loi de la forme $f = g^n$ avec, f la fréquence de battement de la flamme, g la gravité et n une constante variant entre 0.4 et 0.5. Ensuite, en 1995, Kostiuk et Cheng [58] ont approfondi cette étude en établissant une relation empirique (reprise dans l'étude de Gotoda en 2003 [36]), qui exprime le ratio entre les oscillations et les forces de gravité en fonction du nombre de Reynolds :

$$\frac{St^{*2}}{Ri} = 0.00028 Re^{*2/3}$$

Ri est le nombre de Richardson qui rend compte de la gravité. St^{*2} est le nombre de Strouhal normalisé par le facteur d'expansion ($\tau+1$). Ce nombre renvoie aux forces dynamiques qui entraînent les oscillations de la flamme. Enfin Re^* est le nombre de Reynolds normalisé par le facteur d'expansion ($\tau+1$). Le facteur d'expansion est défini par :

$$\tau = \frac{T_{ad}}{T_0} - 1 = \frac{\rho_{GB}}{\rho_{GF}} - 1$$

Le facteur d'expansion prend donc en compte les effets des forces de gravité lorsque la pression ou la composition du mélange changent.

La plupart des études portant sur la fréquence d'oscillation du front de flamme se sont penchées sur l'influence de la gravité, de la richesse, ou encore de la vitesse débitante des gaz sur cette oscillation mais l'influence de la pression a très peu été étudiée. A ce jour, aucune étude à haute pression n'a été menée sur les oscillations du front de flamme. Seul Durox et al. [26] ont étudié l'effet de la basse pression sur le battement de la flamme laminaire prémélangée. Dans ces travaux de thèse, nous allons donc étudier l'influence de la haute pression sur la fréquence d'oscillation du front de flamme.

III La turbulence

Un écoulement est dit turbulent lorsque les propriétés en chaque point de l'écoulement varient de manière aléatoire. Le nombre de Reynolds Re permet de connaître quel est le régime d'écoulement. Le régime turbulent est obtenu à haut nombre de Reynolds.

Statistiquement toute grandeur turbulente G sera définie comme la somme d'une grandeur moyenne \bar{G} et d'une grandeur fluctuante g' .

$$G = \bar{G} + g'$$

D'autre part, la turbulence est caractérisée par une succession de tourbillons allant des plus grandes structures (écoulement moyen, macro échelles de turbulence), qui réalisent l'essentiel du transport des grandeurs physiques, aux plus petites structures (micro échelles de turbulence, échelle de Kolmogorov), qui assurent la dissipation de l'énergie turbulente. Ce phénomène est appelé « cascade de Kolmogorov » ou « cascade énergétique ». Les grandes structures, perdant leur stabilité, génèrent des plus petits tourbillons et leur transmettent leur énergie. Cependant ce phénomène est limité par la viscosité moléculaire. La limite inférieure, qui est l'échelle de Kolmogorov, est alors atteinte et cela donne ensuite lieu à une dissipation de l'énergie cinétique en chaleur par les contraintes visqueuses.

III.1 Echelles de turbulence

Pour caractériser ces structures, plusieurs échelles ont été définies. Pour les plus grandes structures ; ce sont les échelles intégrales (spatiale ou temporelle), définies à partir de la courbe d'autocorrélation des fluctuations de vitesse $u'(x, t)$ (Figure A. 10). L'échelle intégrale de temps T_u est définie à partir de l'aire située sous la courbe d'autocorrélation de u' dans le temps en un point donné de l'espace, $R(\tau) = \overline{u'(t) \cdot u'(t + \tau)}$, où τ est le décalage temporel :

$$T_u = \frac{\int_0^{\infty} R(\tau) d\tau}{\overline{u'^2}}$$

L'échelle intégrale de longueur L_u représente la taille des plus gros tourbillons. Et avec l'hypothèse de Taylor, qui repose sur l'idée que le champ de turbulence est figé, il est possible de considérer qu'il y a équivalence entre un enregistrement temporel de fluctuation et un enregistrement spatial de fluctuation ; ainsi $L_u = U \cdot T_u$ avec U la vitesse de l'écoulement moyen. Le nombre de Reynolds turbulent associé peut être défini par la relation suivante où ν est la viscosité cinématique :

$$Re_T = \frac{u' L_u}{\nu}$$

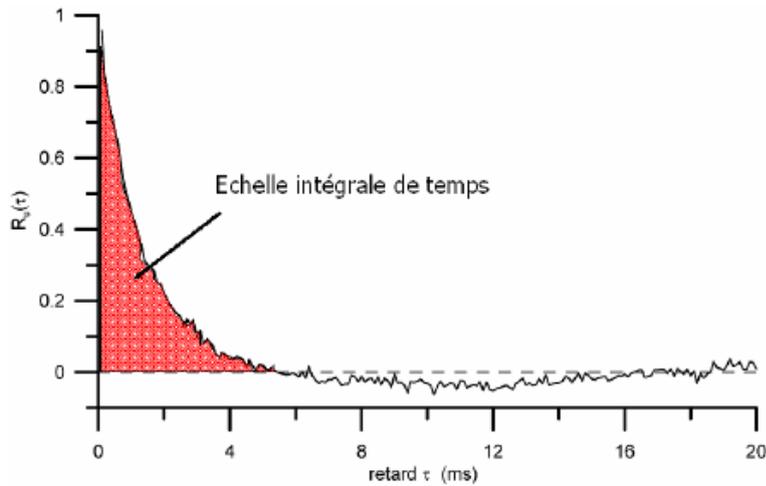


Figure A. 10 : Évolution temporelle de la courbe d'autocorrélation des vitesses fluctuantes

Pour les petites structures, il existe tout d'abord les micro-échelles de Taylor temporelle t_u et spatiale λ_u , qui sont définies à partir du comportement à l'origine des fonctions d'autocorrélation qui est la courbe d'autocorrélation des fluctuations de vitesses dans l'espace à un temps donné $R(r) = \overline{u'(x) \cdot u'(x+r)}$ avec r le décalage spatial.:

$$\left(\frac{\partial^2 R(\tau)}{\partial^2 x} \right)_{\tau=0} = -\frac{2 \cdot \overline{u'^2}}{\lambda_u} \quad \text{et} \quad \left(\frac{\partial^2 R(r)}{\partial^2 r} \right)_{r=0} = -\frac{2 \cdot \overline{u'^2}}{t_u}$$

Ensuite les plus petites échelles sont les micro-échelles de Kolmogorov η , échelles des mouvements dissipatifs, qui peuvent être exprimées à partir de ν et ε , le taux de dissipation de l'énergie cinétique :

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad \text{et} \quad \varepsilon = 15 \cdot \nu \cdot \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x} \right)^2}$$

Le facteur 15 provient de considérations sur l'homogénéité et l'isotropie de la turbulence [45].

Plusieurs hypothèses sont définies pour décrire de champ de turbulence. Tout d'abord, nous faisons l'hypothèse que le champ de turbulence est cinématiquement homogène, c'est à dire que les propriétés statistiques de la turbulence sont indépendantes de la position dans l'espace. Puis nous faisons l'hypothèse d'isotropie, qui stipule qu'à tout instant les propriétés statistiques du champ turbulent sont invariantes par rotation et symétrie plane en tout point du champ.

III.2 Modélisation de la turbulence

La modélisation de la combustion turbulente est un travail difficile de par la complexité du phénomène. La simulation est une étape importante dans l'étude des phénomènes de combustion. Elle permet d'accéder à la connaissance de l'ensemble des grandeurs aérodynamiques locales en tout point de l'écoulement. Le respect des conditions de similitude et des conditions limites, la possibilité de faire intervenir les effets thermiques permettent une très grande souplesse d'intervention pour un temps de réponse global rapide. Cependant pour un bon développement de ces techniques de simulation, une comparaison avec les résultats expérimentaux s'avère nécessaire.

Dans ce chapitre, les équations régissant un écoulement seront présentées. Puis les trois niveaux de simulation des équations de transport seront rapidement décrits.

III.2.1 Equation de transport

Les équations qui régissent l'écoulement du fluide sont les équations de Navier-Stokes qui traduisent la conservation de la masse et de la quantité de mouvement auxquelles s'ajoute la conservation de l'énergie totale :

- Equation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho U_i}{\partial x_i} = 0$$

- Equation de conservation de la quantité de mouvement, avec σ_{ij} le tenseur des contraintes visqueuses qui se traduit par :

$$\frac{\partial \rho U_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho U_j U_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}$$

- Equation de conservation de l'énergie totale e_t ($J.kg^{-1}$) :

$$\frac{\partial \rho e_t}{\partial t} + \frac{\partial (\rho e_t + P) U_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(k \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial \sigma_{ij} U_j}{\partial x_i}$$

Il convient d'ajouter une équation d'état pour caractériser le fluide en mouvement, qui est dans notre cas l'équation de l'air assimilée à un gaz parfait.

III.2.2 Représentation spectrale de la turbulence

La turbulence peut être représentée de deux manières : une représentation physique et une représentation spectrale. En ce qui concerne la représentation physique, elle n'est possible que

par photographies instantanées sur lesquelles la taille des structures, les courbures du front de flamme, ou la position du front de flamme à un temps donné peuvent être décrites. Cependant cette représentation ne rend pas compte de l'aspect tridimensionnel de la flamme et ne permet pas de caractériser les flux énergétiques. Un écoulement turbulent est le siège d'un important transfert énergétique des gros tourbillons vers les plus petits. Cette cascade énergétique se représente de façon classique par le spectre représenté sur la Figure A. 11. k est le nombre d'onde associé à la fréquence de rotation des structures tourbillonnantes et $E(k)$ est la densité spectrale énergétique correspondante. On parle alors de « représentation spectrale ».

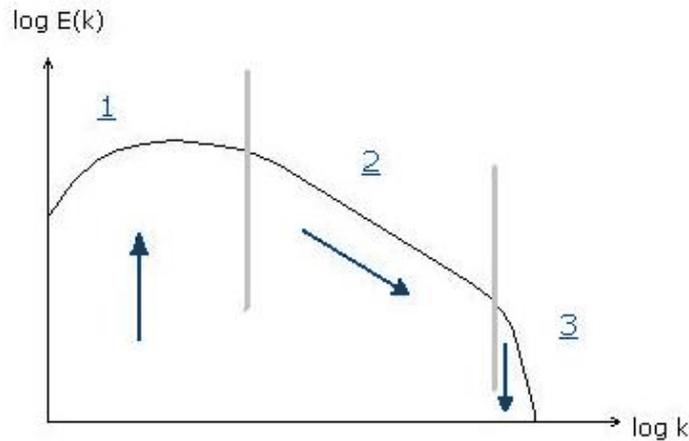


Figure A. 11 : Cascade énergétique représentant les transferts énergétiques dans un écoulement turbulent

La zone 1 est celle des grosses structures, où l'on a un fort apport énergétique dû à la présence des gradients de vitesse dans l'écoulement. Créés par le mouvement moyen, ces gros tourbillons dépendent fortement de la géométrie, sont anisotropes, instationnaires et possèdent une longue "durée de vie".

La zone 2 est la zone inertielle, où un transfert énergétique des grandes vers les petites structures se crée. Cette zone sera d'autant plus grande que le nombre de Reynolds est élevé. C'est une zone de transition avec une pente généralement de $-5/3$.

La zone 3 est une zone de forte dissipation visqueuse induite par la fréquence de rotation élevée des petits tourbillons. Ceux-ci sont indépendants du mouvement moyen, isotropes, et ont un comportement relativement stable et une courte "durée de vie". L'énergie dissipée par les petits tourbillons provient des grandes structures par une succession d'interactions non linéaires. On observe ainsi la répartition des deux phénomènes fondamentaux aux deux extrémités de l'échelle spectrale. Les gros tourbillons dissipent peu d'énergie et dépendent peu de la viscosité.

Lorsque la turbulence est entretenue, il existe donc un équilibre entre les forces d'inertie qui tendent à étendre le spectre et les forces visqueuses qui agissent comme un frein aux grandes valeurs de k . L'introduction de cette cascade permet de représenter les flux énergétiques, les fréquences de rotation et l'énergie mise en jeu. Elle offre la possibilité de mettre en œuvre la conservation énergétique utile à la construction de certains modèles. Elle nous aide enfin à saisir l'étendue d'échelle du phénomène.

III.3 Modèle de turbulence

Plusieurs solutions sont possibles pour la résolution des équations précédentes : aucune modélisation (Simulation Numérique Directe DNS), modélisation partielle (Simulation aux Grandes Echelles LES), modélisation complète (Simulation des équations Navier-Stokes, moyennées au sens de Reynolds RANS). Les capacités du calculateur et de sa mémoire, l'objet de l'étude, la complexité géométrique de l'écoulement, le degré de précision recherché sont des facteurs qui orientent les modélisateurs vers l'une ou l'autre de ces solutions.

III.3.1 La modélisation DNS

La simulation numérique directe (DNS) résout directement les équations de transport. Elle donne accès à toutes les informations physiques de l'écoulement. Cependant elle nécessite des schémas numériques d'ordres élevés ainsi qu'une résolution très fine, donc des maillages très denses. Ainsi son coût machine est très élevé et elle s'inscrit dans le cadre d'études fondamentales sur des très petits domaines spatio-temporels.

III.3.2 La modélisation RANS

La modélisation statistique de la turbulence (RANS pour Reynolds Averaged Navier-Stokes) conduit à la détermination de valeurs moyennées. Les grandeurs caractérisant l'écoulement sont décrites comme la somme d'une partie moyenne et d'une partie fluctuante selon la décomposition de Reynolds. Par exemple pour la vitesse U , on peut écrire :

$$U = \bar{U} + u'$$

Dans le cas d'un fluide compressible et newtonien, l'équation de conservation de la quantité de mouvement "moyennées" devient alors :

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{U}_j \bar{U}_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\sigma}_{ij}}{\partial x_j}$$

Il apparaît $\overline{u'_i u'_j}$ issu du terme convectif et lié à l'apparition de contraintes dues aux instabilités. Seules les valeurs moyennes sont connues, donc ce terme est impossible à calculer et c'est sur lui que va reposer la modélisation. Ce terme, multiplié par la densité est appelé contraintes de Reynolds. Il est noté R_{ij} . La formulation d'une équation de transport pour R_{ij} va permettre la modélisation et donc la résolution, tout en générant un nouveau terme caractéristique de l'écoulement en lui-même, la viscosité turbulente ν_T . Plusieurs modèles sont possibles, citons par exemple :

- le modèle de longueur de mélange (1925)
- le modèle k-l
- le modèle k- ω
- le modèle k- ϵ (1972), où k est l'énergie cinétique turbulente défini par l'expression suivante :

$$k = 0,5 \overline{U_i U_i}$$

Et ε est le taux de dissipation dont la formulation est :

$$\varepsilon = \nu \overline{\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}$$

Cette dissipation thermique résulte du travail des tensions visqueuses, elle est présente dans les structures les plus fines de l'écoulement caractérisées par un Reynolds proche de l'unité.

On a pour hypothèse : production de k = dissipation de k

Le coût de ces méthodes est parmi les plus intéressants. Ces modèles sont très utilisés avec un bon compromis ordre de grandeur/rapidité.

III.3.3 La modélisation LES

La simulation des grandes échelles (LES pour Large Eddy Simulation) est basée sur une résolution directe des équations de Navier-Stokes pour les grosses structures et sur une modélisation des petites échelles dénommée alors "sous-maille". Le filtre est ainsi mis en place (Figure A. 12) et l'action de la turbulence sous-maille conduit nécessairement à l'introduction d'une viscosité turbulente.

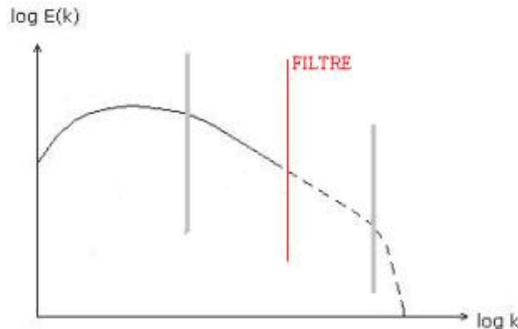


Figure A. 12 : Position du filtre LES

Les fluctuations instantanées des grandes structures sont directement prises en compte, contrairement aux méthodes précédentes où les équations sont moyennées avant d'être résolues. Le maillage requis est souvent fin, le coût du calcul élevé, et l'aspect tridimensionnel intervient encore plus dans la prédiction du résultat.

Le principe de base pour ce type de modélisation repose sur la détermination du flux énergétique des grandes structures vers les petites. Cependant d'une part le transfert inverse existe également et complique ainsi la tâche à effectuer, d'autre part ces flux varient dans le temps et dans l'espace, hormis pour quelques cas particuliers comme celui de la turbulence homogène isotrope. La validité de la simulation repose pour beaucoup sur l'estimation de ces transferts énergétiques. Cette modélisation sera plus détaillée dans le chapitre concernant la combustion de prémélange (Chapitre IV.2.2 à la page 44) et la partie consacrée à l'application de modèles LES sur des flammes turbulentes à haute pression à la page 155.

IV Interaction entre la combustion et la turbulence

La combustion et la turbulence viennent d'être décrites séparément dans le chapitre précédent. Nous allons maintenant nous intéresser à l'effet de la turbulence sur la combustion.

IV.1 Diagramme de combustion

Damköhler (1947) est le premier à avoir étudié l'influence de la turbulence sur la combustion d'un mélange gazeux. Il a proposé une première classification pour différencier les flammes sous l'influence de la turbulence : le régime de flammes plissées et le régime de la « zone de réaction ». Ensuite, Karlovitz a complété cette classification en introduisant la notion d'étirement de flamme. La synthèse des différents régimes de la combustion turbulente se trouve sur le diagramme de Barrère (1974), qui résume l'ensemble des études qui ont contribué à l'établir [1, 6, 9, 82, 109] (Figure A. 13).

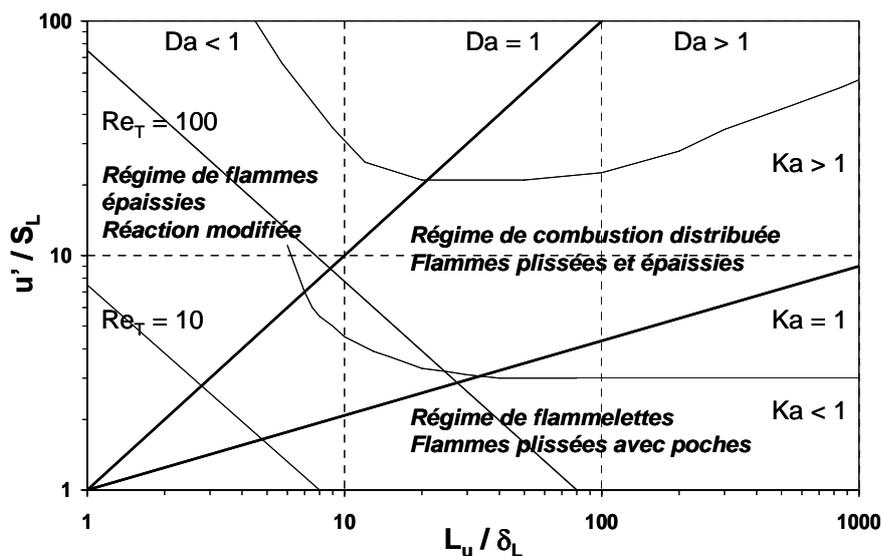


Figure A. 13 : Les différents régimes de la combustion turbulente

Trois nombres adimensionnés ont été définis afin de pouvoir identifier les différents régimes de combustion.

Le « nombre de Reynolds turbulent », défini précédemment, représente le rapport des forces d'inertie sur les forces de viscosité.

Le « nombre de Damköhler » est le rapport du temps caractéristique de la turbulence τ_t sur le temps caractéristique chimique τ_c :

$$Da = \frac{\tau_t}{\tau_c} = \frac{L_u/u'}{\delta_L/S_L}$$

Le « nombre de Karlovitz » est le rapport entre le temps caractéristique de la réaction chimique τ_c et le temps caractéristique des échelles de Kolmogorov $t_\eta = (\nu/\varepsilon)^{1/2}$:

$$Ka = \frac{\tau_c}{t_\eta}$$

Et dans le cas où l'épaisseur de la flamme est égale à l'échelle de Kolmogorov $Ka = 1$.

La partie où $Re_T < 1$ correspond au régime laminaire. Trois régimes de combustion sont identifiés pour $Re_T > 1$, en régime turbulent.

Le « régime de flammelettes » ($Ka < 1$ et $Da > 1$) est caractérisé par des flammelettes (structures de flammes élémentaires de référence) du type laminaire, plissées par la turbulence (Figure A. 14). Dans ce cas, les échelles de longueur sont toutes plus grandes que l'épaisseur de flamme laminaire. Cependant la limite entre le régime de flammelettes et de réaction distribuée ne correspond pas à une valeur précise du nombre de Karlovitz Ka . En effet, il existe une phase de transition entre ce régime et le suivant.

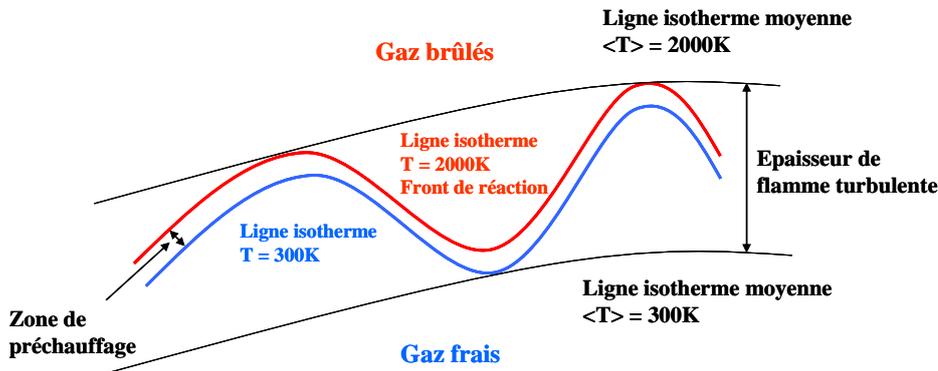


Figure A. 14 : Régime de flammelettes

Le « régime de combustion distribuée » ou de « flammes plissées et épaissies avec des extinctions locales » ($Ka > 1$ et $Da > 1$) est un régime intermédiaire, où l'échelle de Kolmogorov est plus petite que l'épaisseur de flamme. Le front de flamme est donc très étiré et mince. L'étirement trop fort d'une flammelette peut entraîner son extinction. La description de ce régime est présentée sur la Figure A. 15.

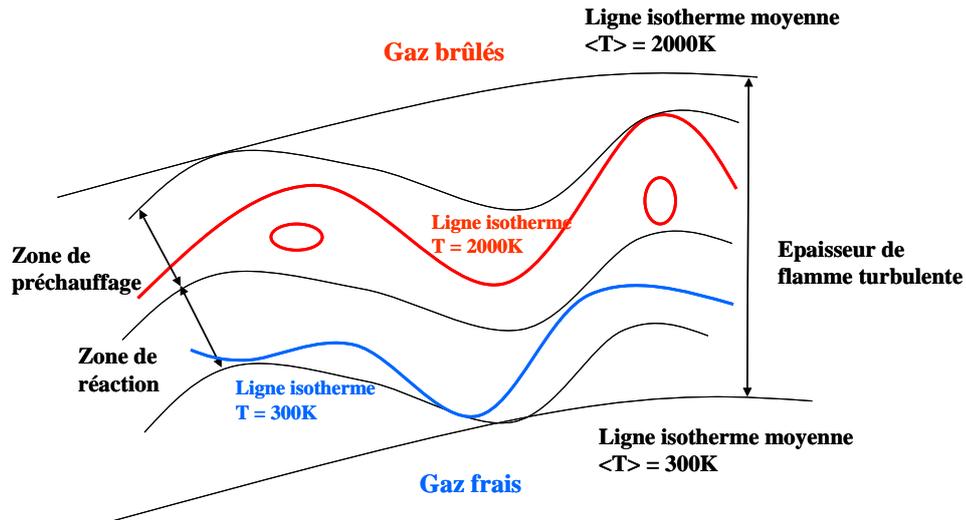


Figure A. 15 : Le régime de combustion distribuée

Le « régime de flammes épaissies avec réactions modifiées » ($Da < 1$) présente une chimie lente et des flammes épaissies (Figure A. 16). La limite de cette zone a été définie comme la limite supérieure où l'épaisseur moyenne de la flammelette épaissie devient égale à l'échelle intégrale de turbulence.

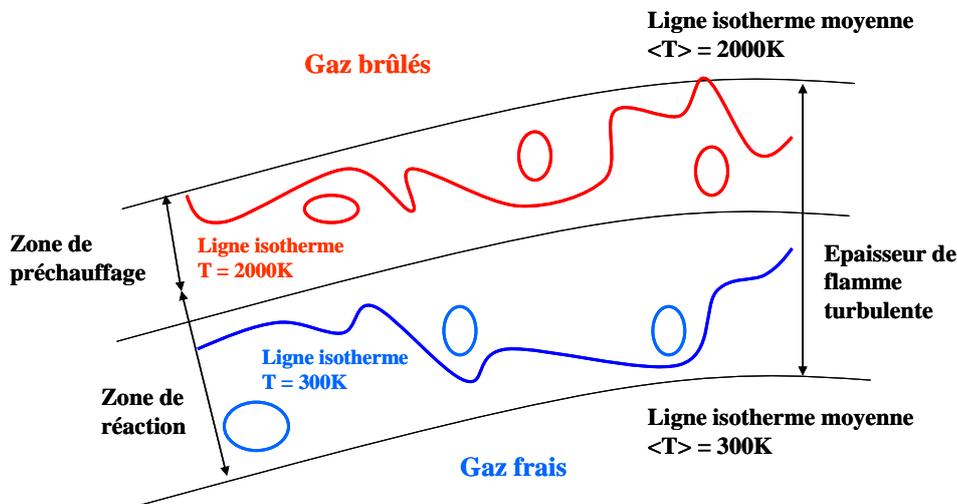


Figure A. 16 : Le régime de flammes épaissies avec réactions modifiées

Quelques années plus tard, des simulations numériques, menées par Poinot et al. ont montré que la zone de flammettes pouvait être étendue jusqu'à la ligne discontinue mixte [85]. Et en 1997, Veynante et al. [108] ont défini un critère de transition N_B , nombre de Bray, qui dépend du taux de dégagement de chaleur et qui délimite la zone où la diffusion turbulente dite de « gradient » (au dessus de la ligne discontinue sur la Figure A. 13) ou de « contre-gradient » (en dessous de la ligne discontinue sur la Figure A. 13).

En ce qui concerne les flammes étudiées dans ces travaux, nous nous plaçons dans le régime de flammelettes puisque $Da > 1$ et Ka est strictement inférieur à la ligne discontinue mixte. Nous retrouvons les valeurs de ces nombres adimensionnés dans l'Annexe C pour différentes pressions et teneurs en CO_2 .

Dans nos études, la flamme plissée est constituée de flammelettes laminaires. L'épaisseur turbulente δ_T est définie comme étant l'espace qu'occupe en moyenne cette flammelette. Et plus le mouvement turbulent est intense, plus les phénomènes liés à la diffusion des échelles de Kolmogorov sont importants, et plus l'épaisseur turbulente de flamme est grande.

En pratique, dans les moteurs par exemple, les flammes sont soumises à des turbulences locales qui génèrent un écoulement imprédictible, indépendamment de ces instabilités. Elles peuvent être bénéfiques dans le sens où elles augmentent la vitesse de combustion et donc, la vitesse de libération d'énergie. Une expansion et une contraction du front de flamme sont aussi observées ; la flamme est alors étirée (expansion) et plissée (contraction). Le carburant brûle plus vite et par conséquent la vitesse de flamme augmente. La vitesse de propagation turbulente de la flamme, notée S_T , augmente lorsque le mélange est soumis à un mouvement turbulent intense.

La vitesse de flamme turbulente est donnée par la relation, dite de Karlovitz (1951), qui donne le rapport de la vitesse turbulente sur la vitesse laminaire, où u' est la partie fluctuante de la vitesse longitudinale:

$$\frac{S_T}{S_L} = 1 + \frac{u'}{S_L}$$

Etant donné le caractère aléatoire de la diffusion turbulente ; en régime permanent, la répartition des températures, des concentrations et des vitesses de réaction en chaque point de la zone de combustion varient sans cesse dans le temps.

Tous ces phénomènes peuvent être traduits sous forme d'équations bilans : équations de conservation de la masse, des espèces, de la quantité de mouvement et de l'énergie, mais ce système n'est pas fermé. Il existe donc plusieurs méthodes qui peuvent être utilisées pour modéliser la combustion turbulente ; avec entre autres :

- une méthode basée sur le régime de flammelettes développées par Bray, Moss et Libby, on parle du modèle BML [10];
- une méthode basée sur la notion de densité de surface de flamme développée par Pope, Trounev, Poinso et Veynante [86, 103, 108] ;
- une méthode basée sur l'approche de la variable d'avancement filtré décrit par Knikker [50] lors de ses travaux de thèse.

IV.2 Modélisation de la combustion turbulente

Pour les flammes de prémélange, la combustion se fait en régime de flammelettes. C'est pourquoi le modèle de BML va nous intéresser. Nous allons donc voir comment sont déterminés, avec ce modèle, la densité de surface de flamme et le taux de combustion, qui sont des paramètres caractéristiques de la combustion turbulente de prémélange. D'autre part, le modèle LES est aussi adapté à la modélisation de la combustion turbulente avec l'approche de la variable d'avancement filtré.

IV.2.1 Modèle BML

La flammelette est une structure de flamme élémentaire de référence qui permet de décrire la combustion turbulente. En effet, localement les caractéristiques moyennes de la flamme turbulente de prémélange peuvent s'exprimer en faisant une étude statistique en un point donné, en regardant si ce point est dans les gaz frais ou dans les gaz brûlés. Ainsi, la structure de flammelette est décrite en fonction du degré d'avancement de la réaction qui varie de 0 (gaz frais) à 1 (gaz brûlés), noté C ou c . L'utilisation statistique du degré d'avancement ne se justifie que si la durée de vie, ou l'épaisseur des flammelettes invoquées, est inférieure aux échelles de la turbulence. Cette condition est généralement sans ambiguïté dans les flammes de prémélange où l'épaisseur de flammelette est bien définie. On se trouve dans le cadre d'une modélisation RANS.

Pour établir le modèle, la première étape [66] fut d'exprimer le taux de réaction moyen $\langle w(x) \rangle$, comme étant le produit de la fréquence de passage des flammelettes au point considéré $v(x)$ par le taux de production chimique par passage de flammelettes $\langle w_F(x) \rangle$. A partir de cette définition Bray, Champion et Libby [10] ont développé un modèle permettant d'exprimer le taux de réaction moyen de la façon suivante :

$$\langle w \rangle = \rho_{GF} \cdot I_0 \cdot S_L^\circ \cdot \Sigma$$

I_0 est un coefficient rendant compte de l'étirement de la flamme, valant à peu près 1 dans le cas d'une turbulence modérée et Σ la densité de surface de flamme, qui peut être exprimée simplement en fonction de degré d'avancement moyen $\langle c \rangle$ [97] avec K un coefficient de proportionnalité dépendant de la structure de la flamme ayant pour unité l'inverse d'une longueur :

$$\Sigma = K \cdot \langle c \rangle \cdot (1 - \langle c \rangle)$$

Il existe deux versions du modèle BML : une version spatiale et une version temporelle. Penchons nous sur la version spatiale sachant que par analogie nous pourrions retrouver le même type de formules pour la version temporelle. On définit l'iso- $\langle C \rangle$ comme étant le contour où la moyenne du degré d'avancement est constante :

$$\langle c \rangle = \frac{\langle I_{GB} \rangle}{\langle I_{GB} \rangle + \langle I_{GF} \rangle}$$

l_{GB} est la longueur de la flammelette dans les produits et l_{GF} la longueur de la flammelette dans les réactifs. De plus on note n_y le nombre de passage de flammelettes par unité de longueur y , y étant la direction suivant laquelle $\langle c \rangle$ est constante.

$$n_y = \frac{2}{\langle l_{GB} \rangle + \langle l_{GF} \rangle}$$

Ensuite Cant et Bray [14] proposèrent d'exprimer le nombre de passage de flammelettes par :

$$n_y = \frac{g \cdot \langle c \rangle \cdot (1 - \langle c \rangle)}{L_y}$$

L_y est l'échelle intégrale de longueur, c'est-à-dire l'échelle de plissement de la flammelette et g un coefficient égal à 1 ou 2 selon que la fonction de densité de probabilité des longueurs de la flammelette dans les produits ou les réactifs est respectivement une distribution gamma-2 ou exponentielle. Ainsi le taux de réaction moyen a pu être exprimé de la façon suivante, où σ_y est le cosinus de l'angle entre la normale à la surface de la flammelette et y :

$$\langle w \rangle = \rho_r \cdot I_0 \cdot S_L \cdot \left\langle \frac{1}{\sigma_y} \right\rangle \frac{g \cdot \langle c \rangle \cdot (1 - \langle c \rangle)}{L_y}$$

IV.2.2 La LES en combustion prémélangée

La simulation des écoulements réactifs pour la combustion turbulente semble prometteuse dans le sens où des grandes structures cohérentes sont souvent présentes les écoulements réactifs. De plus la modélisation LES permet de distinguer la zone des gaz brûlés et celle des gaz frais pour lesquelles les caractéristiques sont bien distinctes. Par contre, certains phénomènes rendent la représentation numérique plus difficile [87]. En effet, l'épaisseur de flamme est trop faible pour pouvoir être résolue sur le maillage de calcul. De plus, le taux de dégagement de chaleur entraîne de forts gradients de température, de vitesse et de masse volumique qui sont très raides et d'autant plus difficile à simuler. Enfin le taux de réaction est un phénomène non linéaire et très raide.

Il existe trois approches différentes pour contourner ces difficultés. Il existe l'approche basée sur la simulation d'une flamme artificiellement épaissie; l'approche équation de G, qui propose une description cinématique du front de flamme, définie par l'intermédiaire d'une iso-valeur d'un scalaire; et enfin la dernière qui repose sur l'équation de transport de la variable d'avancement filtré. Elle permet de faire des comparaisons avec les données expérimentales relativement aisément. C'est pourquoi ce sera celle décrite et utilisée dans la suite de notre étude.

La combustion prémélangée est basée sur la variable d'avancement C ou c . A partir des équations de transport de masse, des espèces chimiques et d'énergie se réduisent à une équation pour la variable d'avancement avec D le coefficient de diffusion et $\dot{\omega}$ le taux de réaction de c :

$$\frac{\partial \rho c}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} c) = \nabla \cdot (\rho D \nabla c) + \dot{\omega}$$

En utilisant une description propagative [47], normale à des iso-contours de la variable d'avancement c à la vitesse relative à l'écoulement, on obtient :

$$\frac{\partial \rho c}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} c) = \rho w |\nabla c|$$

w est la vitesse de déplacement de l'iso-surface c . Ainsi les termes de droite de l'équation précédente qui sont des termes de diffusion $\nabla \cdot (\rho D \nabla c)$ et de réaction $\dot{\omega}$ sont remplacés par un seul terme de propagation $\rho w |\nabla c|$.

L'approche de la variable d'avancement filtré pour la simulation aux grandes échelles consiste à appliquer le filtre LES à l'équation de transport c [5], ce qui se traduit par :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{c}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \tilde{c}) + \nabla \cdot (\bar{\rho} (\mathbf{u} c - \tilde{\mathbf{u}} \tilde{c})) = \overline{\rho w |\nabla c|}$$

Le membre de gauche est composé du terme instationnaire, du terme de transport convectif résolu et du terme de transport convectif non résolu. Le membre de droite traduit le déplacement du front de flamme filtré.

Le choix du type de filtre et de la taille du filtre est une étape importante dans l'étude LES des flammes de prémélange. Le filtre doit atténuer suffisamment les forts gradients afin de pouvoir résoudre les grandeurs filtrées sur le maillage. L'épaisseur de la flamme résolue est déterminée par la taille du filtre. Les trois types de filtre généralement utilisés pour la simulation aux grandes échelles sont le filtre « boîte », le filtre « porte » et le filtre « gaussien ». Le filtre porte a pour désavantage d'être très raide, et le filtre boîte peut engendrer des valeurs négatives des variables d'avancement filtrées et du taux de réaction filtré. C'est pourquoi le filtre de type gaussien sera utilisé dans notre étude, et va permettre d'obtenir un profil lisse du taux de réaction filtré. Le filtre gaussien est défini par :

$$F(\mathbf{x}) = \left(\frac{6}{\pi \Delta^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{6}{\Delta^2} |\mathbf{x}|^2 \right)$$

Une bonne résolution de la flamme sur le maillage numérique requiert environ 8 points de maillage dans le front de flamme. Pour un filtre gaussien, l'épaisseur du taux de réaction correspond à 1.5Δ [4]. Le nombre de points dans le front de flamme est donné par le rapport $\Delta/\Delta x$. Le filtre gaussien utilisé pour filtrer l'équation de c doit avoir une taille de l'ordre de $5\Delta x$, avec Δx la taille de la maille de calcul.

L'un des modèles de sous maille, couramment utilisé en LES pour la combustion de prémélange, est le modèle fractal du plissement de la flamme. Il nécessite de bien connaître la caractérisation fractale de la flamme. Nous allons donc décrire le concept fractal avant de voir son application à la combustion de prémélange.

V Approche fractale de la flamme

Le concept de fractale a été inventé par le mathématicien Mandelbrot en 1974 [68], qui s'était rendu compte que certaines figures ne pouvaient pas être décryptées par les concepts de l'époque, c'est à dire par les concepts de ligne, de surface, de volume. Ce sont des figures qui ne peuvent pas être décrites à l'aide de formes simples.

Les fractales possèdent une particularité assez étrange, qui est l'autosimilarité. C'est à dire que même en zoomant à l'infini, sur une même fractale, on retombe toujours sur une forme très ressemblante, voir la même, à la figure initiale. Contrairement aux objets qui nous entourent, les fractales possèdent de nombreuses inégalités et surtout elles ne possèdent pas de frontières continues, ce qui les caractérisent un peu plus.

V.1 Concept

La théorie des fractales a été établie par Mandelbrot [68, 69] en apportant une vision unificatrice à travers plusieurs critères:

- le concept d'autosimilarité,
- le concept ou la définition d'une dimension fractale,
- la possibilité de calculer la dimension fractale D d'un objet mathématique autosimilaire,
- la nécessité de plusieurs échelles pour la description de certains objets naturels, des mesures quantitatives qui changent en même temps que l'échelle choisie, la question de l'existence de paramètres descriptifs invariants,
- la possibilité d'estimer la dimension fractale de divers objets naturels à partir de la loi de variation de leur mesure en fonction de l'échelle,
- la possibilité de représenter des objets naturels par des modèles mathématiques de même dimension et ressemblants.

Un objet géométrique peut être décrit par ses dimensions euclidiennes. On trouve la dimension 0 d'un point, la dimension 1 d'une courbe, la dimension 2 d'une surface, et la dimension 3 d'un volume. Pour mesurer la dimension d'un objet, si la dimension est D et le rapport d'homothétie S alors le nombre de morceau N de l'unité choisie est :

$$N = S \cdot D$$

Par exemple, pour un cube, on peut le remplir par des cubes trois fois plus petits et le nombre de cube que l'on peut y mettre est de 27. A partir de cette formule il est possible de déterminer la dimension d'un objet :

$$D = \frac{\log(N)}{\log(S)}$$

Dans l'exemple précédent, on a $N = 27$, on fait un rapport d'homothétie $S = 3$ et on obtient une dimension de 3 :

$$D = \frac{\log(27)}{\log(3)} = 3$$

Par contre, la dimension fractale est une dimension non entière comprise entre la dimension topologique de l'objet et celle de l'espace euclidien dans lequel il est plongé. Prenons l'exemple de la fractale de Van Koch: "Les flocons de neiges" (Figure A. 17).

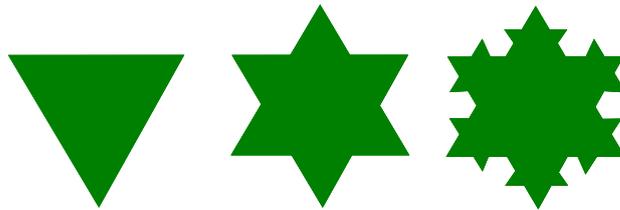


Figure A. 17 : Les flocons de Van Foch

Le nombre de petits triangles que l'on ajoute à chaque stade est égal au nombre de côtés de la figure de laquelle on part. C'est la suite géométrique de premier terme 3 et de raison 4 (1 côté est remplacé par 4 côtés). Ainsi : $N = 4$, $S = 3$ et donc :

$$D = \frac{\log(4)}{\log(3)} = 1,26$$

Cette dimension n'est pas entière et elle est appelée dimension fractale de Hausdorff-Besicovitch [78]. La définition est donnée par le quotient logarithmique entre un nombre d'homothéties internes d'un objet, sur l'inverse de la raison de cette homothétie $1/r$. n désigne le nombre de sous ensembles obtenus lors du processus de réduction de facteur $1/r$.

$$D_h = \frac{\ln(n)}{\ln(r)}$$

Une autre définition est celle établie par Minkowski-Bouligand D_m , qui est le quotient logarithmique entre le volume de boules dont on a besoin pour recouvrir n'importe quel objet euclidien, ou non euclidien (de rayon le plus petit possible), qui peut se renfermer dans une boule de rayon r , et le quotient des rayons [91]. On obtient avec r est le rayon de la boule extérieure, qui se trouve recouverte par des boules plus petites de rayon ρ la définition suivante.

$$D_m = \frac{\ln(N(r,\rho))}{\ln(r/\rho)}$$

$N(r,\rho)$ désigne l'aire ou volume de la boule ou disque qui recouvre cette figure. Pour déterminer cette dimension, il existe plusieurs méthodes géométriques que nous allons maintenant décrire.

V.2 Détermination de la dimension fractale

Il existe trois principales approches pour déterminer la dimension fractale :

- les « méthodes de pavage des surfaces » ou le « box counting method », qui consiste à mesurer la surface du contour fermé en pavant l'intérieur à l'aide de carré de côté ε . La variation de la surface en fonction de ε permet de remonter aux paramètres fractals. Concernant l'application à la combustion prémélangée, cette méthode fut utilisée à la fin des années 80 - début des années 90 [37, 39, 76].
- Ensuite, il a été démontré que la « méthode des cercles » ou « circle method » donnait des résultats similaires à la méthode de pavage et qu'elle s'adaptait mieux aux courbes non fermées [70]. La méthode des cercles consiste à faire glisser un cercle d'un diamètre donné le long du front de flamme et de calculer la surface du ruban. Ainsi à un diamètre, on a une surface associée. Le graphe représentant la surface selon le diamètre permet de remonter aux caractéristiques fractales de l'objet. Cette méthode fut utilisée dans quelques études concernant la combustion de prémélange [70, 75].
- La « méthode des compas » ou « méthode de Richardson Mandelbrot » ou « stepping caliper method » est celle utilisée dans ce travail pour déterminer la dimension fractale. Cette méthode a été utilisée lors de nombreuses études fractales plus récentes, qui permet des temps de calculs plus courts [21, 94, 99]. Elle est décrite ci-dessous.

Soit ε l'écartement d'un compas ; la longueur du front de flamme parcourue peut être définie par $L(\varepsilon) = N(\varepsilon) \cdot \varepsilon$ où N est le nombre de fois qu'il faut reporter le compas pour parcourir tout le long de flamme. En répétant cette procédure pour différentes valeurs de ε , il est possible de représenter $\log(L(\varepsilon))$ comme une fonction linéaire de $\log(\varepsilon)$ de pente m . La dimension fractale est alors immédiatement déterminée comme $D = 1 - m$. Cette méthode permet ainsi d'évaluer la dimension de Hausdorff-Besicovitch. Cette méthode pose un certain nombre de difficultés pratiques. Idéalement, le dernier coup de compas coïncide avec l'extrémité du front de flamme. En pratique, on a plutôt :

$$L(\varepsilon) = N(\varepsilon) \cdot \varepsilon + \delta \text{ avec } \delta \text{ une longueur résiduelle.}$$

En outre, le graphe log-log n'est jamais linéaire mais concave. Ce comportement est interprété comme un changement de la dimension l'échelle. On parle de contours fractals non idéaux. Il faut donc bien repérer la dimension fractale sur l'ensemble des segments de droites qui viennent ajuster le graphe log-log. Kleiser [49] a testé la méthode des compas sur des contours de joints de grain dans un alliage de fer. Il a montré que leurs dimensions varient avec l'échelle.

Kleiser [49] a aussi étudié la viabilité de différentes méthodes de détermination. En ce qui concerne la méthode des compas, l'erreur de mesure est 1 à 2 % pour une courbe contenant environ 100 000 à 200 000 points et de 1 à 4 % pour une courbe n'en contenant que 1000 à 3000 points. Dans notre cas, à pression atmosphérique, nous avons environ 3000 points et à 0,9 MPa, 6000 points.

Pour une fractale idéale, la représentation de $\log(L(\varepsilon))$ en fonction de $\log(\varepsilon)$, est linéaire. En ce qui concerne un contour fractal idéal réel, il vérifie la propriété d'homothétie statique pour des

échelles comprises entre sa coupure interne ε_i et sa coupure externe ε_0 (Figure A. 18). Entre ces deux fréquences, on parle d'autosimilarité. La résolution est d'environ 0,1107 mm pour un pixel. Ainsi, le début de la courbe ($\varepsilon < 1$) est faussé à cause de la résolution trop grande par rapport à l'échelle de mesure.

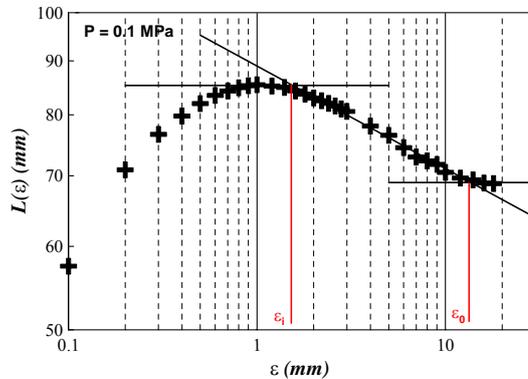


Figure A. 18 : Variation de la longueur mesurée en fonction de l'échelle de mesure

Pour un objet plan, la dimension fractale du contour qui le décrit est déterminée à partir de la formule suivante :

$$\frac{L_{\varepsilon_i}}{L_{\varepsilon_0}} = \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_i} \right)^{D_2 - 1}$$

Pour un objet volumique, la dimension fractale de la surface de cet objet vaut $D_3 = D_2 + 1$. Les courbes obtenues sont la moyenne des courbes calculées image par image pour une série donnée. Il a déjà été montré [99] que déterminer les paramètres fractals image par image puis faire une moyenne des valeurs des paramètres ou de moyenner les courbes puis de déterminer les différents paramètres fractals donnent des résultats quasi similaires. Donc pour une raison de faisabilité, nous avons choisi la seconde méthode. Nous avons travaillé sur 25 images pour chaque cas d'étude. Ce qui permet d'avoir une bonne appréciation des résultats. Les paramètres fractals étudiés dans ce projet sont la dimension fractale D_3 , l'échelle de coupure interne ε_i et l'échelle de coupure externe ε_0 .

V.3 Application à la combustion de prémélange turbulente

L'un des modèles de sous maille, couramment utilisée en LES pour la combustion de prémélange, est le modèle fractal de plissement de la flamme. Il a été récemment détaillé par Fureby en 2005 [31]. Cette approche consiste à modéliser la surface de flamme comme une loi de puissance basée sur la nature fractale de la surface de la flamme turbulente. Cela nécessite donc une bonne connaissance des différents paramètres fractals. Actuellement les échelles de coupure ne sont pas disponibles dans la littérature à haute pression. C'est pourquoi il sera étudié

dans ce mémoire l'impact de la haute pression sur les paramètres qui caractérisent l'aspect fractal des flammes de prémélange.

Concernant la dimension fractale à pression atmosphérique, la corrélation entre la turbulence et la dimension fractale reste encore floue et à controverse [31, 40, 41, 70, 88, 99]. A haute pression, seules les études de Kobayashi et Kawazoe en 2000 [54] et de Mantzaras et al. en 1989 [70] sont répertoriées. Ils montrent que la dimension fractale croît avec la pression vers une valeur limite de 2,3.

VI Etude de l'influence de la pression et de l'ajout de CO₂ dans les flammes de prémélange

VI.1 Etude de l'effet de la pression

Les flammes turbulentes de prémélange ont beaucoup été étudiées à pression atmosphérique. Cependant on retrouve ce type de flammes principalement dans des moteurs à combustion interne où la pression est élevée. Ce n'est qu'en 1997 qu'une étude, à haute pression, menée par Kobayashi, a été réalisée. Pour une pression de 3 MPa et avec un mélange CH₄/air de richesse égale à 0.9, Kobayashi [53] a mis en évidence, en observant le spectre de densité d'énergie, que les échelles intégrales de turbulence sont plus petites à haute pression qu'à pression atmosphérique. Ceci se confirme en observant les flammes, qui sont beaucoup plus fines et plissées avec des points de rebroussement plus prononcés. De plus, il a observé que les densités d'énergie contenues dans les hautes fréquences du spectre augmentent avec la pression.

En ce qui concerne la vitesse de combustion laminaire, elle est reliée à la pression par la formule empirique de Andrews et Bradley en 1972 [2], qui a pu être vérifiée pour 3 MPa et pour le mélange CH₄/air avec $a = 0,34$ et $b = 0,5$:

$$S_L = a \cdot (P/P_0)^{-b}$$

L'intensité de combustion S_T/S_L peut être évaluée en fonction de u'/S_L et de la pression. Il y a eu de nombreuses corrélations proposées pour définir la relation entre la vitesse de combustion turbulente, la vitesse de combustion laminaire et l'intensité de turbulence. Et globalement la relation peut s'écrire sous la forme :

$$S_T/S_L = m \cdot [(P/P_0) \cdot (u'/S_L)]^n$$

Kobayashi [52] a trouvé expérimentalement, pour un mélange CH₄/air à 3MPa, que $m = 0,29$ et $n = 0,38$. L'augmentation de l'intensité de combustion est principalement due à la diminution de la vitesse de combustion laminaire.

Il est aussi intéressant de voir l'effet de la pression sur le front de flamme, qui peut être caractérisé par la courbure. La courbure h est définie comme étant l'inverse du rayon de courbure \mathcal{R} , et elle peut être aussi exprimée en fonction des coordonnées cartésiennes (x_1, x_2) du contour de flamme et de leurs dérivées par rapport à l'abscisse curviligne.

$$h = \frac{\dot{x}_1 \cdot \ddot{x}_2 - \dot{x}_2 \cdot \ddot{x}_1}{(\dot{x}_1^2 + \dot{x}_2^2)^{3/2}} = \frac{1}{\mathcal{R}}$$

Pour une meilleure étude statistique, une fonction de densité de probabilité est déterminée. Généralement [81] les distributions de courbure du front de flamme sont proches d'un comportement gaussien avec un pic proche de zéro, mais avec une dissymétrie vers les courbures négatives due à la propagation de Huygens. Cette propagation est liée à l'instabilité de Darrieus-Landau. On observe que les lobes de courbure positive s'étalent (la courbure, en

valeur absolue, diminue) et que les lobes de courbure négative rétrécissent (la valeur absolue de la courbure augmente).

Une étude de Soika [101], de 0,1 à 1,1 MPa pour un mélange CH₄/air avec une richesse de 0,7, a permis d'observer que le pic de la distribution de courbure décroît quand la pression augmente. En effet, avec l'augmentation de pression, la flamme est plus plissée, le rayon de courbure diminue et donc la courbure croît. Ce phénomène résulte des instabilités hydrodynamiques de Darrieus-Landau. Ces instabilités hydrodynamiques conditionnent la vitesse turbulente de combustion [55], donc le rapport S_T/S_L , et entraîne une structure plus fine à haute pression.

Lachaux [60] a étudié l'effet de la haute pression sur les flammes de prémélange pauvre méthane-air lors de ces travaux de thèse au laboratoire. Il a largement contribué à la connaissance des effets de la haute pression en comparant les résultats expérimentaux à ceux obtenus avec le modèle BML. Lors de cette étude, il observa que lorsque la pression augmente les échelles de Taylor et les échelles de Kolmogorov décroissent respectivement en $P^{-0.5}$ et $P^{-3/4}$ à cause de la décroissance de la viscosité cinématique avec la pression. La taille des petites structures turbulentes diminue ainsi avec la pression, tandis que les plus grandes échelles (échelles intégrales) restent constantes avec la pression. Ensuite, la décroissance de la vitesse de combustion laminaire et l'augmentation du nombre de Karlovitz avec la pression engendre dans le diagramme de combustion turbulente un passage du régime de flamme plissée avec poches à celui de flamme plissée épaissie. Ensuite, l'analyse de la structure de flamme a montré qu'avec la montée en pression, les structures du front de flamme de plus en plus fines participent à l'accroissement de sa surface, ainsi de la densité de surface de flamme.

Enfin Halter [43] a étudié l'effet de la haute pression et de l'ajout d'H₂ dans les flammes de prémélange méthane-air. Seuls les résultats concernant la pression seront résumés ici. L'étude laminaire, réalisée via un dispositif de bombe sphérique, montra que l'augmentation de la pression entraîne une diminution de la vitesse fondamentale de combustion et de l'épaisseur caractéristique de la flamme, avec un bon accord avec les résultats numériques. Une investigation a ensuite été menée sur la structure des fronts de flamme instantanés à l'aide d'un dispositif de Rayleigh 2D. L'augmentation de pression entraîne une légère augmentation de l'épaisseur moyenne des fronts instantanés contrairement au cas des flammes laminaires. Suite à une étude via PIV de l'étirement, il a été conclu que les structures devenaient suffisamment petites pour pénétrer dans la zone de préchauffage et s'élargir. Enfin les termes de l'équation de transport de la densité de surface de flamme furent testés un à un. La difficulté à évaluer les différents termes l'empêcha de fermer l'égalité.

VI.2 Etude de l'effet de l'ajout de CO₂

Très peu d'études portent sur l'influence de l'ajout du dioxyde de carbone dans des flammes de prémélange. La plupart des études, concernant la dilution par le CO₂, traite des sujets comme la détonabilité, la formation de suie ou ses effets sur la cinétique chimique.

La première étude se rapprochant le plus de notre configuration est celle réalisée par Gelfand [33]. Cela porte sur des flammes de prémélange pauvre H₂-air-CO₂ sous pression. Le mélange étudié est le suivant, avec β le pourcentage volumique de CO₂ dans le mélange et α le pourcentage volumique de H₂ dans le mélange non dilué H₂-air :

$$\beta\text{CO}_2 + (1 - \beta) \cdot [\alpha\text{H}_2 + (1 - \alpha) \cdot (\text{O}_2 + 3,78\text{N}_2)] \text{ avec } \phi = \frac{2,38 \cdot \alpha}{1 - \alpha}$$

Le dispositif expérimental mis en œuvre pour caractériser la flamme est une bombe sphérique de volume constant avec l'allumage situé au centre, qui peut monter en pression jusqu'à 0,5 MPa. La turbulence est générée par quatre ventilateurs tournant à 6000 tours par minute. L'intensité de turbulence obtenue va au-delà des 10 m/s. La propagation de la flamme sphérique est enregistrée à l'aide de la méthode de striescopie. Ainsi il a pu étudié l'influence de l'ajout de CO₂ et de la pression sur la vitesse de combustion laminaire et l'intensité de turbulence.

La vitesse de combustion laminaire S_L diminue lorsque le pourcentage de CO₂ augmente. Les pourcentages maximum de CO₂ sont de 10% pour une richesse de 0,21 et de 40% pour une richesse de 0,39. Si on étudie la baisse de S_L entre les mélanges où $\beta = 0$ et $\beta = 0,1$, la diminution est de 36 % pour $\phi = 0,21$ et de 43 % pour $\phi = 0,39$. Le rapport S_L/S_L^0 diminue aussi nettement quelle que soit la pression et quelle que soit la richesse.

Ensuite l'étude de la vitesse de combustion turbulente montre, qu'en fonction de l'intensité de turbulence, son évolution est parabolique et qu'elle diminue avec la présence de CO₂ dans le mélange.

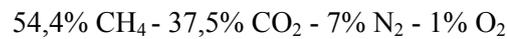
Récemment une nouvelle étude fut réalisée par Kobayashi et al. en 2007 [57]. Il utilise une chambre haute pression pour caractériser les flammes de prémélange CH₄/air avec une richesse de 0.9 et une température des gaz frais de 573 K. Plusieurs observations ont été faites :

- L'intensité de combustion S_T/S_L décroît lorsque que le pourcentage de CO₂ augmente dans le prémélange.
- Le volume de la zone comprise entre les $\langle C \rangle = 0,1$ et $\langle C \rangle = 0,9$ augmente avec la dilution en CO₂.
- Le taux de réaction moyen $\langle w \rangle$ dans la flamme décroît d'autant plus que la dilution est importante.
- La plus petite échelle de plissement ε_i d'une flamme CH₄/CO₂/Air est plus faible que celle d'une flamme de méthane pur.

Les autres études concernent des flammes de diffusion à contre courant. Une étude numérique réalisée par Park et al. [80] sur ce type de flamme a été réalisée dans le but d'utiliser la recirculation des gaz brûlés comportant beaucoup de CO₂. Ce travail souhaite éclaircir le

problème de la formation de NO_x , car le fait de réutiliser des gaz chauds augmente la formation de NO_x mais la présence de diluant comme le CO_2 entraîne une diminution de la température de flamme. L'ajout de CO_2 a été réalisé du côté de l'oxydant (O_2) et du côté du carburant (H_2), avec des pourcentages qui varient de 10 à 60%. Dans les deux cas, la température de flamme diminue. Avec 10 % de CO_2 dans le carburant, la température de flamme maximale est d'environ 2600 K, alors qu'avec 60 % de CO_2 dans le carburant, la température n'est plus que de 1300 K. On retrouve le même type d'évolution sur nos flammes avec les calculs réalisés sous CHEMKIN (Annexe B).

Du même auteur, une autre étude [79] sur la chimie de la combustion a été menée sur des flammes de diffusion à contre courant. Le résultat qui va nous intéresser est la comparaison de la vitesse de combustion laminaire du méthane avec celle d'un mélange particulier qui se rapproche de ceux issus de la méthanisation :



La vitesse de combustion a été déterminée numériquement et expérimentalement. Les calculs ont été réalisés pour une flamme en propagation libre avec le mécanisme modifié GRI v-2.11 et le mécanisme développé par Law. Expérimentalement, la mesure de la vitesse de combustion est réalisée à partir des images de strioscopie. Un laser He-Ne de 10 mW a été utilisé et les images, recueillies par une camera CDD, sont post traitées pour donner S_L^0 . Les résultats sont donnés à pression atmosphérique et pour température initiale de 300 K. Ainsi Law et al. observent que la vitesse de combustion laminaire du mélange est largement plus faible que celle d'un mélange méthane-air. La baisse est d'environ 30% pour une richesse de 0,6.

Enfin une autre étude expérimentale et numérique (Zhu et al., 1988 [111]) s'intéresse à l'influence de différents diluants, tels que Ar, N_2 et CO_2 , dans l'air sur la vitesse de flamme laminaire S_L . Des mesures de vitesses par vélocimétrie laser Doppler sur une flamme à contre courant ont permis de remonter à S_L^0 . Les résultats sont donnés à pression atmosphérique. Ainsi, il a pu être mis en avant que la présence de CO_2 diminue nettement S_L^0 par rapport aux autres diluants. La représentation de S_L^0 en fonction de la richesse est identique à celle d'une combustion méthane – air lorsque l'on ajoute du N_2 dans l'air. Par contre, la présence d'Argon dans l'air augmente S_L^0 pour toutes les richesses.

PARTIE B :

Expérimentation

Introduction

Cette partie décrit l'ensemble des moyens mis en œuvre pour l'étude des flammes laminaires et turbulentes à haute pression. Le laboratoire ICARE possède une chambre haute pression qui peut recevoir plusieurs types de brûleurs (laminaire, turbulent, flamme de type prémélangée ou de diffusion). Dans notre étude deux brûleurs de type Bunsen sont utilisés pour l'étude laminaire et l'étude turbulente.

Plusieurs techniques lasers sont utilisées pour l'étude des flammes de prémélange et seront décrites dans ce chapitre. La mesure de vitesse se fait soit par Anémométrie Doppler Laser, soit par Vélocimétrie par Images de Particule. L'aspect structural de la flamme est étudié via la Tomographie par plan laser.

Les traitements nécessaires aux données brutes afin d'en extraire le maximum d'information seront détaillés pour chacune des techniques lasers employées.

VII La chambre Haute Pression

VII.1 Description générale

A l'Institut de Combustion, Aérothermique, Réactivité et Environnement (I.C.A.R.E.), une chambre de combustion d'un volume de 80 litres permet de travailler avec une pression maximale de 1 MPa (Figure B. 1). Elle est composée de deux cylindres en acier de 600 mm de haut chacun et d'un diamètre intérieur de 300 mm. Chacun des deux blocs comporte 4 accès optiques de 100 mm de diamètre disposé à 90° les uns des autres. Ces hublots ont une transmittance de 97% pour des longueurs d'ondes correspondant à ceux des lasers utilisés (488 et 532 μm). Une circulation d'eau entre les deux parois permet d'assurer le refroidissement de cette chambre. Les hublots d'observation sont chauffés afin d'éviter la condensation de l'eau, générée par la combustion, qui perturbe l'acquisition des mesures. L'intérieur de la chambre est recouvert de peinture noire afin d'atténuer les réflexions sur les parois.

Les blocs sont coiffés par un couvercle faisant office de récupérateur de condensats. Une partie des produits de combustion se condensent et stagnent dans une cavité de ce couvercle. Régulièrement il est nécessaire d'évacuer cette eau en ouvrant une vanne située en bas de la chambre. Quatre soupapes de sécurité sont positionnées sur le couvercle et s'ouvrent si la pression excède 1 MPa.

Les blocs sont posés sur une embase traversée par le système de translation axiale du brûleur. Un moteur pas à pas permet la montée et la descente de ce dernier. Il est assisté par deux vérins double effets. La surface totale des deux pistons des vérins compense la surface totale du brûleur où s'applique les forces de pression dans la chambre.

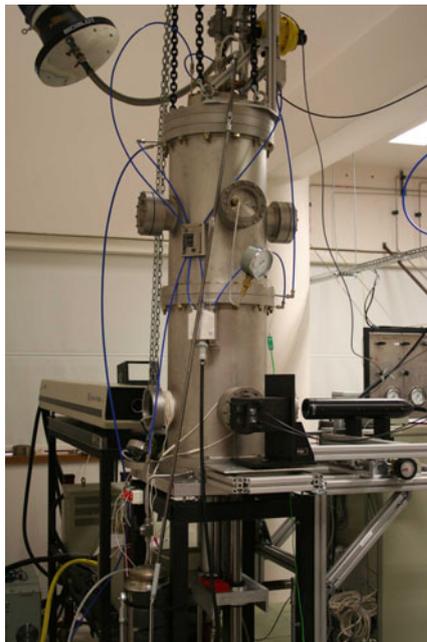


Figure B. 1 : Chambre de combustion haute pression

Quelques modifications notables ont été réalisées sur la chambre de combustion haute pression afin de faciliter l'utilisation de cette dernière et de la rendre plus agréable. Les premiers changements ont porté sur la régulation de pression. Jusqu'alors c'était une vanne manuelle qui permettait de réguler la pression dans la chambre. Ce dispositif manquait de précision et la stabilité de pression au sein de la chambre était rarement atteinte. C'est pourquoi une électrovanne KAMMER piloté numériquement a été mise en place. A noter que la vanne est normalement fermée. La régulation de pression est assurée à l'aide d'un PID EURO THERM 2408 et d'un capteur de pression absolue qui mesure la pression au niveau du brûleur. La vanne manuelle a été conservée en cas d'éventuelles défaillances du système technique.

D'autres modifications ont été apportées au niveau de l'échappement des gaz brûlés afin d'améliorer l'hygiène sonore. L'évacuation des gaz se fait désormais en milieu fermé et traverse un silencieux du type cyclomoteur de la marque BIDLALOT. Il a été dimensionné de telle sorte que cela ne génère aucune perte de charge et qu'il puisse être démontable afin d'être nettoyé. Il est ainsi possible de monter en pression jusqu'à 0.9 MPa sans le port de casque anti-bruit.

Le système de maintien et de levage de la chambre a été revu car la présence de l'électrovanne fixée sur le chapeau modifie le centre de gravité de la chambre et un levage en deux points ne suffisait plus. Un levage en quatre points a été adopté avec la mise en place d'un treuil électrique.

Ensuite, l'eau produite durant la combustion ne stagne plus au fond de la chambre mais est directement évacuée dans un réservoir situé au dessous au fur et à mesure que l'eau est produite.

VII.2 Le refroidissement de la chambre

Le dernier point modifié concerne la réduction de l'encombrement du système de refroidissement de la chambre. Les anciens tubes en PVC pour l'arrivée et l'évacuation d'eau ont été remplacés par des tubes en acier inoxydable qui longent les parois de la chambre de combustion. Des raccords rapides anti-retour permettent de dissocier le système de refroidissement en cas de manipulation des modules. Lors cette modification, une étude des pertes de charges a été réalisée et est présentée dans ce chapitre.

Expérimentalement, il a été relevé à l'entrée un débit d'eau de 14 L/min et en sortie 4 L/min pour chacun des deux modules. Les pertes de charges sont non négligeables et se font principalement lors de la réduction d'un tube de 10 mm de diamètre sur trois tubes à 4 mm de diamètre intérieur. Il a donc été intéressant de caractériser ces pertes de charges. Cette étude pourra à l'avenir être réutilisée si on souhaite travailler avec des brûleurs à forte puissance et ajouter un supprimeur sur la ligne d'arrivée d'eau, ou pour toutes autres modifications.

L'étude des pertes de charges se fait à partir de la relation de Bernoulli le long du circuit d'eau. Cette relation est mise en place à partir des équations de Navier Stokes :

$$\rho \cdot \frac{\partial U}{\partial t} + grad\left(\frac{U^2}{2}\right) + rot(U) \wedge U = \rho \cdot g \cdot U - grad(P) + \mu \cdot \Delta U$$

U est la vitesse du fluide, μ est la viscosité dynamique et ρ est la masse volumique du fluide. Si le fluide est parfait et incompressible, le régime est permanent et les forces volumiques dérivent d'un potentiel, l'équation de Navier Stokes s'écrit sur une ligne de courant:

$$P + \rho \cdot g \cdot x_1 + \frac{\rho \cdot U^2}{2} = \text{Cte}$$

Cette expression s'appelle la relation de Bernoulli et s'exprime en variation de pression (Pa). x_1 est la hauteur.

La différence de pression ΔP entre deux points d'un circuit hydraulique a deux origines. L'une due aux frottements internes appelées « pertes de charges régulières » et l'autre due aux accidents de parcours (coudes, rétrécissement de section, organes de réglages), appelées les « pertes de charge singulières ».

Les « pertes de charge régulières » pour un tuyau de longueur L et de diamètre D s'exprime par la relation suivant :

$$\Delta P = \lambda \cdot \frac{\rho \cdot U^2}{2} \cdot \frac{L}{D}$$

λ est le coefficient de pertes de charge et dépend de la nature de l'écoulement. Le coefficient de pertes de charges s'exprime différemment selon la nature de l'écoulement :

- Pour un écoulement laminaire ($Re < 1200$), la loi de Poiseuille nous donne :

$$\lambda = \frac{64}{Re}$$

- Pour un écoulement mixte ($1200 < Re < 4 \cdot 10^4$), pour des tubes lisses, c'est la loi de Blasius qui est utilisée :

$$\lambda = 0,316 \cdot Re^{-0,25}$$

- Pour un écoulement turbulent ($Re > 4 \cdot 10^4$), plusieurs définitions peuvent être utilisées. La première est la formule implicite de Colebrook, qui nécessite un calcul par approximations successives ou l'utilisation d'abaques, où r est la rugosité du tuyau :

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \cdot \log \left(\frac{r}{3,7 \cdot D} + \frac{2,51}{Re \cdot \sqrt{\lambda}} \right)$$

La formulation de Swamee et Jain présente l'avantage de calculer ce coefficient de frottement de manière direct :

$$\lambda = \frac{0,25}{\left[\log \left(\frac{r}{3,7 \cdot D} \right) + \frac{5,74}{Re^{0,9}} \right]^2}$$

Les « pertes de charges singulières » sont exprimées à partir des coefficients de pertes de charges associés à chaque accident de parcours, et des caractéristiques du fluide les traversant :

$$\Delta P = \lambda \cdot \frac{\rho \cdot U^2}{2}$$

Le coefficient de perte de charges λ d'un coude est de 1, d'un rétrécissement de 0,2 et d'un élargissement de 0.

Lors d'un écoulement d'un fluide réel entre deux points (E) et (S) d'une installation ne comportant pas de machines hydrauliques et subissant des pertes de charge, la relation de Bernoulli s'écrit sous la forme :

$$\Delta P = P_{T_S} - P_{T_E} = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot (U_S^2 - U_E^2) + (P_S - P_E) + \rho \cdot g \cdot (x_{1S} - x_{1E})$$

Pour simplifier l'étude des pertes de charges, une géométrie simplifiée de la chambre de combustion fut adoptée. On considère que la totalité de l'eau arrivant se dirige vers les blocs de façon symétrique. La troisième sortie qui refroidit le chapeau est négligeable, car le débit d'eau y est très faible par rapport à celui dans les deux blocs. Q_e et D_e sont respectivement le débit volumique et le diamètre intérieur du tuyau en entrée. Q_s et D_s sont respectivement le débit volumique et le diamètre intérieur du tuyau en sortie. D_t est le diamètre des tubes entre les deux répartiteurs d'eau. Le circuit comprend deux rétrécissements, quatre coudes et deux élargissements (Figure B. 2).

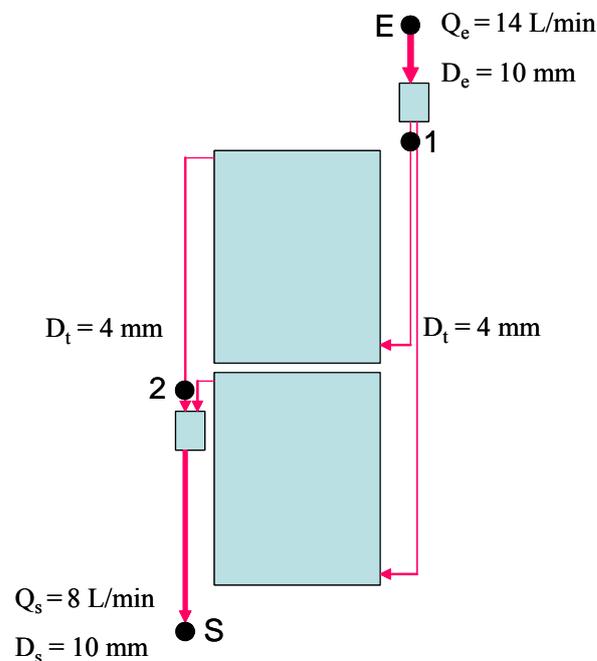


Figure B. 2 : Schématisation de la chambre haute pression

Supposons que $P_E = P_S$, l'équation générale de Bernoulli devient donc :

$$(U_S^2 - U_E^2) + 2 \cdot g \cdot (x_{1S} - x_{1E}) = \left(4 \cdot \lambda_{\text{coude}} + 2 \cdot \lambda_{\text{rétrécissement}} + \lambda_{\text{lin.chambre}} \cdot \frac{L_{\text{chambre}}}{D_{\text{chambre}}} + \lambda_{\text{lin.tube}} \cdot \frac{L_{\text{tube}}}{D_{\text{tube}}} \right) \cdot U_S^2$$

Le raisonnement se fait sur chacune des lignes avec des tuyaux de 4 mm. Ainsi la vitesse en entrée vaut 5,31 m/s pour chacune des deux lignes. Les coefficients de pertes de charge linéaire sont calculés à partir de la formule de Swamee et vérifiés sur l'abaque de Colebrook. La différence de hauteur Δx_l est d'environ 1 m. Ainsi avec l'ensemble de ces données U_s est égal à 5,37 m/s et Q_2 à 4,05 L/min. Il faut doubler ce débit pour obtenir le débit en sortie, ce qui donne un débit de sortie totale de 8,1 L/min. Ce résultat est très proche de la valeur expérimentale de 8 L/min. La perte de charge total sur le circuit hydraulique est de $\Delta P = 43.7$ kPa.

VII.3 Etude thermique de la chambre

L'étude thermique de la chambre de combustion fut nécessaire afin de connaître ses conditions limites de fonctionnement. Pour simplifier l'identification et l'analyse des différents transferts thermiques, les deux blocs qui composent la chambre sont considérés comme deux cylindres concentriques d'une hauteur de 600 mm. Nous négligeons les pertes thermiques par les hublots qui sont chauffés. L'eau arrive par le bas du cylindre et sort par le haut. En cas d'ébullition de l'eau, la vapeur peut ainsi être évacuée. Les diamètres respectifs des cylindres délimités par les parois (a), (b), (c) et (d) sont de 326, 336, 361 et 365 mm (Figure B. 3).

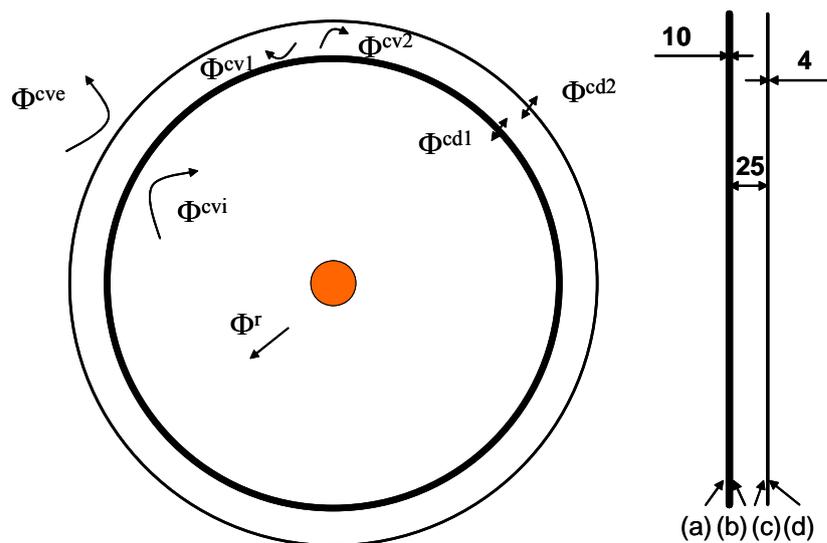


Figure B. 3 : Schématisation des parois de la chambre de combustion

La puissance fournie par la combustion P est répartie en différents flux, qui sont le flux de chaleur rayonné par la flamme, Φ^r , le flux convectif des gaz brûlés sur la paroi interne de la chambre de combustion, Φ^{cvi} , et le flux de chaleur évacué par le haut de la chambre, Φ_{chapeau} :

$$P = \Phi^r + \Phi^{cvi} + \Phi_{\text{chapeau}}$$

VII.3.1 Bilan des échanges thermiques

Afin de mieux connaître l'énergie emmagasinée par l'eau lors de son passage entre les parois (b) et (c) et de caractériser cet échange, un bilan thermique est fait pour chacune des parois. De plus des mesures de la température de l'eau en entrée et en sortie pour différentes flammes sont réalisées pour valider ces bilans.

- Sur la paroi (a), l'énergie reçue est l'énergie convectée, Φ^{cvi} , et rayonnée, Φ^r , par la flamme. Ensuite l'énergie est transmise par conduction à la paroi (b). Si Φ^{cd1} est le flux conductif entre les parois (a) et (b), le bilan s'écrit donc :

$$\Phi^r + \Phi^{cvi} = \Phi^{cd1}$$

Comme l'épaisseur de la paroi (a) est faible et que l'acier est un matériau très conducteur, la quasi intégralité du flux est transmis.

- L'énergie reçue par la paroi (b) est évacué par la circulation d'eau. Ainsi l'énergie conduit par la paroi (a) est égal au flux convectif échangé entre l'eau et la paroi (b), Φ^{cv1} , lui-même équivalent au flux de chaleur évacué par l'eau Φ_{eau} . Le bilan de chaleur est le suivant :

$$\Phi^{cd1} = \Phi^{cv1} = \Phi_{\text{eau}}$$

- La paroi (c) présente le même bilan thermique que la paroi (b). L'énergie amené par l'eau Φ_{eau} , est égal au flux convectif échangé entre l'eau et la paroi (c), Φ^{cv2} , et flux conductif entre les parois (c) et (d), Φ^{cd2} :

$$\Phi^{cv2} = \Phi^{cd2} = \Phi_{\text{eau}}$$

- La paroi (d) est en contact avec l'extérieur. Donc le flux conductif reçu par la paroi (d), Φ^{cd2} , est égal au flux convectif de l'air ambiant sur la paroi externe de la chambre de combustion ; Φ^{cve} :

$$\Phi^{cd2} = \Phi^{cve}$$

Un dernier bilan sur l'eau est nécessaire pour finaliser l'étude sur les bilans thermique. Deux régimes sont possibles pour l'étude thermique.

- En régime transitoire, l'eau n'a pas atteint une température stable. Dans ce cas, le flux thermique sur l'eau est la somme du flux convectif échangé entre l'eau et la paroi (b) et du flux convectif échangé entre l'eau et la paroi (c) :

$$\Phi_{eau} = \Phi^{cv1} + \Phi^{cv2}$$

- En régime établi, la température de l'eau est stable. Donc le flux convectif échangé entre l'eau et la paroi (b) est égal au flux convectif échangé entre l'eau et la paroi (c) :

$$\Phi_{eau} = \Phi^{cv1} = \Phi^{cv2}$$

On supposera pour la suite que nous sommes en régime établi lors du fonctionnement de la chambre de combustion.

Les données thermiques de l'eau permettant de calculer les échanges sont :

$$\lambda = 0,58 \text{ kcal/h.mK}$$

$$\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$$

$$C_p = 4182 \text{ J/kg.K à } 20^\circ\text{C}$$

$$\text{Viscosité cinématique : } \nu = 0,96 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s à } 20^\circ\text{C}$$

$$\text{Viscosité cinématique : } \nu = 0,613 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s à } 40^\circ\text{C}$$

$$\text{Viscosité dynamique : } \mu = \rho \nu \text{ kg/m.s}$$

Les caractéristiques thermiques de l'acier sont :

$$\lambda = 16 \text{ kcal/h.mK}$$

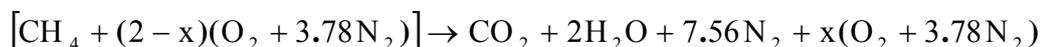
$$\rho = 7800 \text{ kg/m}^3$$

$$C_p = 0,11 \text{ kcal/kg.K}$$

Une étude de cas est réalisée dans la configuration la plus simple et la plus représentative du fonctionnement de la chambre. Elle nous permettra de déterminer la puissance maximale admise avec ce système de refroidissement et de caractériser l'échange convectif entre l'eau et la paroi (b) de la chambre.

VII.3.2 Puissance de la combustion

La réaction de combustion dans le cas le plus général est la suivante, avec x l'excès d'air :



La puissance dégagée par la combustion est donnée par le débit volumique des carburants et leur pouvoir calorifique inférieur associé (PCI). On considère pour le calcul du PCI que l'eau produite est sous forme exclusivement de vapeur. Le PCI du méthane est de $35,79 \text{ MJ/Nm}^3$.

La puissance dégagée par cette réaction n'excèdera pas les 20 kW (voir Tableau B. 1). Les limites sont données par la géométrie du brûleur. En effet, pour une richesse de 0,6, la pression maximale qui peut être atteinte est de 0,9 MPa. Pour une richesse de 0,7, à partir de 0,7 MPa, la vitesse de combustion est trop rapide par rapport à celle d'injection des gaz frais (maintenue constante) et il se crée un retour de flamme. La puissance maximale que l'eau devra absorber pour le bon fonctionnement de la chambre de combustion est donc de 20 kW.

Pression (MPa)	Débit CH ₄ (Nm ³ /h)	Puissance dégagée (kW)
0,1	0,203	2,0
0,3	0,608	6,1
0,5	1,013	10,1
0,7	1,418	14,1
0,9	1,824	18,1

Tableau B. 1 : Puissance dégagée pour différentes valeurs de pression – $\phi = 0.6$

Le cas de figure étudié est celui d'une combustion de méthane pur avec une richesse de 0,6 avec une vitesse débitante U_0 de 2,1 m/s à pression atmosphérique. La température des gaz à l'entrée est de 288 K. A partir des enthalpies de formation des différentes espèces, la température des gaz brûlés a été déterminée et sa valeur est, dans ce cas, de 1659 K. Nous trouvons une valeur proche de celle obtenue avec le code PREMIX (Annexe B).

Un thermocouple, placé sur la paroi interne de la chambre de combustion permet d'avoir la température sur la paroi (b). A pression atmosphérique, la température à la paroi (a) et donc (b), sachant que l'acier est un très bon conducteur est de 103°C (376K). A partir de ces températures, chacun des termes du bilan principal sont déterminé :

$$P = \Phi^r + \Phi^{cvi} + \Phi_{\text{chapeau}}$$

- Le rayonnement Φ^r : dans les gaz de combustion, ce sont les molécules hétéro-molaires telles que le CO₂ ou le H₂O qui participent aux échanges par rayonnement. Ainsi à partir des diagrammes d'émissivité totale de ces deux constituants et de leur facteur correctif, il est facile de déduire ce qui est rayonné par les gaz de combustion. La puissance rayonnée vaut 0,17 kW.
- L'énergie perdue par le chapeau Φ_{chapeau} : cette énergie est calculée à partir de la formule d'échange thermique suivante :

$$\Phi_{\text{chapeau}} = \dot{q}_{\text{chapeau}} \cdot C_{p_{GB}} \cdot \Delta T$$

$$\dot{q}_{\text{chapeau}} = \rho_{GB} \cdot U \cdot S_{\text{évac}}$$

La puissance évacuée par le haut de la chambre de combustion est estimée à 0,145 kW.

- La convection Φ^{cvi} : Nous pouvons donc en déduire l'énergie convectée par la paroi interne de la chambre à partir de la première relation : $\Phi^{cvi} = 1,645$ kW

En ce qui concerne la conduction, l'acier étant un très bon conducteur, la quasi-totalité du flux de chaleur est transmis. Et d'après les relations vues ci-dessus la chaleur évacuée par l'eau correspond à cette énergie convectée.

Les débits relevés en sortie des modules, après les pertes de charges, sont de 4 L/min. Avec une température d'entrée de l'eau de 19 °C (292 K), la température en sortie est de 24,9 °C (297,9 K), via la relation d'échange de l'eau :

$$\phi_{\text{eau}} = \dot{q} \cdot C_p \cdot (T_s - T_E)$$

Et la mesure directe de la température de sortie est de 25°C. Les résultats concordent très bien.

La puissance maximale admise dans la chambre lorsque deux modules sont utilisés est donnée par la relation suivante :

$$P_{\text{max}} = 2 \cdot q \cdot C_p \cdot \Delta T_{\text{max}}$$

La différence de température maximum de l'eau entre l'entrée et la sortie ΔT_{max} que l'on peut admettre est de 50°C, afin de rester en dessous de la température d'ébullition de l'eau en sortie. Ainsi la puissance maximale admise P_{max} est de 27,8 kW. Sachant que le maximum de puissance des flammes étudiées est de 20 kW, le refroidissement ainsi mis en place convient.

VII.3.3 Coefficient d'échange entre la chambre et l'eau

Pour finaliser cette étude thermique caractérisant la chambre, il faut déterminer le coefficient d'échange entre la chambre et l'eau. Il faut, tout d'abord, définir si la convection entre l'eau et la paroi est naturelle ou forcée. C'est le nombre de Richardson qui indique quel est le type de la convection. Ce nombre est le rapport entre les vitesses attendues pour chacun des modes, soit le nombre de Grashof pour la convection naturelle, soit le nombre de Reynolds pour la convection forcée.

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot L}{V_e^2}$$

Si $Ri \gg 1$, la convection naturelle est prédominante. Si $Ri \ll 1$, la convection forcée est nettement dominante. Sinon la convection est de type mixte, dans ce cas, le nombre de Nusselt doit être calculé dans les deux cas et la valeur la plus élevée sera prise.

Le nombre de Grashof adimensionnel est défini à partir de la longueur caractéristique L , l'accélération de pesanteur g , la différence entre la température moyenne du fluide et la paroi ΔT , la viscosité cinématique du fluide ν et le coefficient de dilatation à pression constante de l'eau β (à 20°C, $\beta = 0,21 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$) :

$$Gr = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot L^3}{\nu^2}$$

On prendra pour longueur caractéristique l'épaisseur entre les parois (b) et (c), entre lesquelles circule l'eau.

Le nombre de Reynolds, avec D_h la diamètre hydraulique et S_h la section hydraulique, vaut :

$$Re = \frac{V_e \cdot D_h}{\nu}$$

Pour notre système de refroidissement, la convection est naturelle. L'ensemble de résultats sont les suivants :

- Pression : $P = 0,1$ MPa
- Différentiel de température : $\Delta T = 81^\circ\text{C/K}$
- Diamètre hydraulique : $D_h = 0,132$ m
- Vitesse d'entrée : $V_e = 0,00487$ m/s
- Viscosité cinématique: $\nu = 0,96 \cdot 10^{-6}$ N.s/m²
- Nombre de Grashof : $Gr = 4,16 \cdot 10^8$
- Nombre de Reynolds : $Re = 670$
- Nombre de Richardson : $Ri = 929$
- Nombre de Prandtl : $Pr = 6,96$
- Nombre de Rayleigh : $Ra = Gr Pr = 2,9 \cdot 10^9$
- Nombre de Nusselt : $Nu = 8,4$
- Coefficient d'échange convectif : $h = 36,9$ W/m².K

La seconde étape est la détermination du nombre de Nusselt Nu , qui est un groupement sans dimension du coefficient d'échange convectif h , d'une échelle de longueur caractéristique L et de la conductivité thermique du fluide λ .

$$h = \frac{\lambda \cdot Nu}{D_h}$$

Où D_h est le diamètre hydraulique, c'est-à-dire le diamètre équivalent d'un tube de même volume, mouillant la même surface que le fluide dans la conduite.

D'autre part, le nombre de Nusselt, en convection naturelle, est déterminé à partir du nombre de Rayleigh, qui caractérise le seuil d'apparition de la convection. Il est le produit du nombre de Grashof et du nombre de Prandtl. Ce dernier est donné dans de nombreuses tables. Par exemple à 20°C, il vaut 6,96. Dans le cas où l'écoulement du fluide se fait entre deux cylindres concentriques, nous avons pour $1 < Pr < 5000$ et $6,3 \cdot 10^3 < Ra < 10^6$, $Nu = 0,11 \cdot Ra^{0,29}$ et pour $1 < Pr < 5000$ et $10^6 < Ra < 10^8$, $Nu = 0,4 \cdot Ra^{0,2}$. Cependant, dans notre cas, aucune de ces deux formules ne s'applique, le nombre de Rayleigh étant trop élevé. Nous allons donc admettre que l'échange convectif est régi par la loi suivante de Dittus – Boelter :

$$Nu_{\text{tube}} = 0,025 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,4}$$

Elle s'applique dans le cas du réchauffement d'un fluide dans un tube. Puis une rectification est apportée pour se ramener à notre configuration de deux cylindres coaxiaux par la formulation de Petukhov – Roizen avec D_b et D_c les diamètres respectifs des parois b et c :

$$\frac{Nu}{Nu_{\text{tube}}} = 0,86 \cdot \left(\frac{D_b}{D_c} \right)^{0,16}$$

Cette formule est valable lorsque le principal transfert thermique se fait à l'intérieur. A partir des deux formulations pour le nombre de Nusselt, le coefficient de convection est de 36.9 W/K.m^2 .

Expérimentalement, il est possible de retrouver coefficient d'échange convectif en relevant les températures d'entrée et de sortie :

$$h \cdot S = q_v \cdot C_p \cdot \ln\left(\frac{T_p - T_E}{T_p - T_S}\right)$$

Les tests réalisés sont résumés dans le Tableau B. 2 pour un mélange méthane – air avec une richesse de 0.6 en régime établi.

Pression MPa	T _p K	T _E K	T _S K	h W/K.m ²
0,1	376	292	298	35,6
0,3	433	292	301	31,7
0,5	473	292	306	38,7

Tableau B. 2 : Valeurs expérimentales du coefficient d'échange convectif

Le coefficient d'échange convectif obtenu expérimentalement est très proche de la théorie. On a donc bien caractérisé le système de refroidissement de la chambre de combustion qui peut admettre une puissance maximum de 27 kW. La perte de charge du système de refroidissement est de 44 kPa et le coefficient d'échange paroi/eau vaut $36 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^2$.

VIII Les brûleurs

Deux brûleurs ont été utilisés lors de ce travail. Ce sont deux brûleurs de type Bec Bunsen, l'un laminaire et l'autre turbulent. L'objectif de l'étude laminaire est de déterminer les vitesses fondamentales de combustion pour différents cas de pression, de richesses et de corrélérer ces vitesses à la courbure et l'étirement de la flamme. L'étude turbulente est un approfondissement des études déjà réalisées au laboratoire sur ce sujet. Elle sera étendue à la caractérisation de la pression et de l'ajout de CO₂ sur la structure de la flamme et à l'application des données expérimentales à différents modèles de combustion turbulente.

VIII.1 Le brûleur laminaire

VIII.1.1 Description

Nous disposons d'un brûleur laminaire (Figure B. 4) identique à celui utilisé par Ghenai en 1995 lors de ces travaux de thèse [34] :

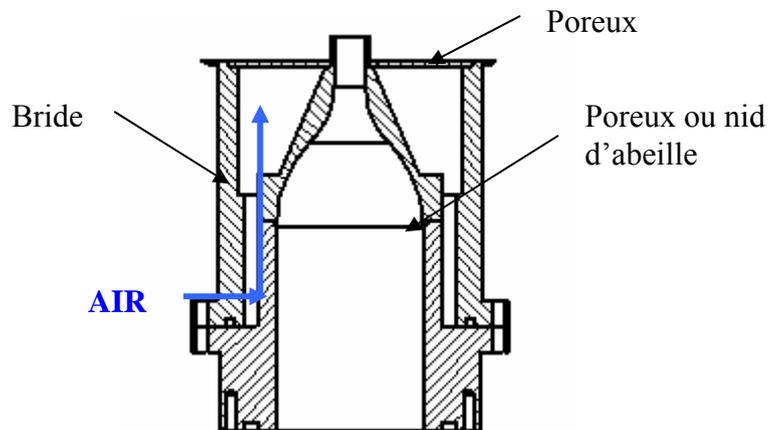


Figure B. 4 : Bruleur laminaire

Le brûleur est composé de deux blocs en acier inoxydable. La partie haute comprend le profil convergent avec un diamètre de sortie de 12 mm. La partie basse du brûleur, qui vient se fixer à l'aide de vis sur la partie haute, permet de se raccorder à l'arrivée des gaz dans la chambre. Le profil du convergent est dimensionné de telle sorte que les couches limites sont réduites en sortie du brûleur. Au sein du brûleur est placée un poreux ou sous forme de nid d'abeille suivant l'ensemencement, permettant d'homogénéiser le mélange.

La présence du confinement de la chambre, entraîne une extinction prématurée de la flamme au bout de quelques minutes, voire quelques secondes à haute pression. Afin de résoudre ce

problème, une bride placée autour du brûleur permet d'amener un écoulement d'air au niveau de la flamme, et de maintenir la combustion avec une flamme stable. Cet air passe par un poreux pour homogénéiser l'écoulement et les débits sont suffisamment faibles pour ne pas influencer la structure de la flamme. Cet écoulement empêche la recirculation des gaz brûlés vers le brûleur, que l'on soupçonne d'éteindre la flamme.

L'allumage de la flamme est réalisé via un fil chauffant. Il est placé sur un électro-aimant permettant la rotation du fil. Il permet d'amener ce fil au niveau du brûleur pour l'allumage et de le mettre en dehors du champ de vision de la caméra lors des acquisitions.

VIII.1.2 Diagramme de stabilité du brûleur

Il est possible représenter le diagramme de stabilité en fonction du diamètre du brûleur laminaire. Une description détaillée est réalisée dans le livre de Glassman [35]. Ce diagramme nous permet de vérifier que le diamètre du brûleur est adapté à notre étude. En effet, suivant la vitesse débitante U_0 et la vitesse de vitesse laminaire S_L , donnée pour chaque mélange spécifique, il existe un domaine de stabilité bien défini. D'après Glassman, ce domaine est délimité par une vitesse débitante basse d'une valeur de $2 S_L$ et par une vitesse haute de $5 S_L$ (Figure B. 5).

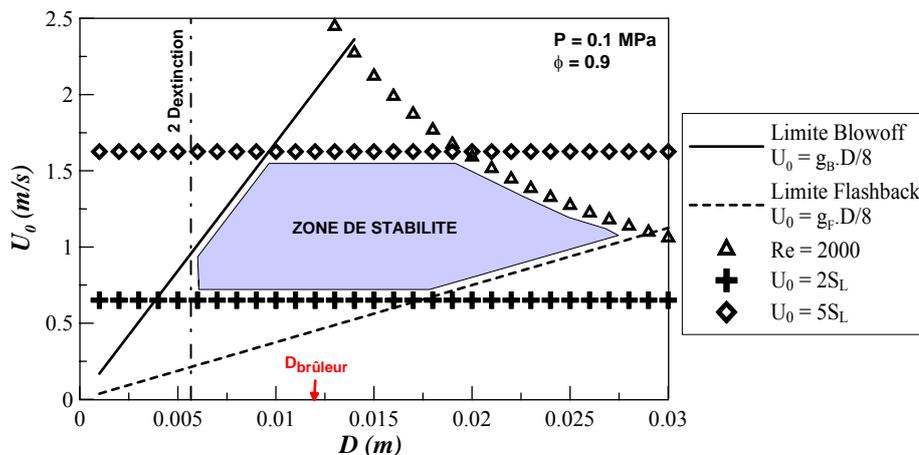


Figure B. 5 : Diagramme de stabilité en fonction du diamètre du brûleur D à pression atmosphérique et une richesse de 0.9 pour un mélange CH_4 - air

De plus, comme nous travaillons en régime laminaire, il est évident que le nombre de Reynolds ne doit pas excéder 2000. Le diamètre du brûleur ne doit pas être inférieur à une certaine valeur $D_{\text{extinction}}$, en deçà de laquelle il y a extinction. Puis la zone de stabilité est comprise entre les limites de soufflage et de retour de flamme données par les équations respectives $g_B.D/8$ et $g_F.D/8$. Les valeurs de $D_{\text{extinction}}$, g_B et g_F sont des données expérimentales que l'on trouve dans le livre de Lewis et von Elbe [65]. Elles sont spécifiques à un mélange donné. Le Tableau B. 3 résume les valeurs de ces différentes données pour un mélange CH_4 -air à pression atmosphérique. Il n'existe aucune donnée concernant la haute pression.

ϕ	$D_{\text{extinction}}$ (cm)	g_F (s^{-1})	g_B (s^{-1})
0.9	0.31	300	1350
0.95	0.32	350	1600
1	0.33	400	2000
1.05	0.37	400	2350

Tableau B. 3 : Paramètres pour le diagramme de stabilité

La Figure B. 5 représente le diagramme de stabilité pour un mélange CH_4 -air à pression atmosphérique et une richesse de 0.9. On s'aperçoit que le diamètre du brûleur est très bien adapté à notre étude car il nous permet de balayer la plus grande plage de vitesse. Pour les autres richesses, la conclusion est la même. L'ensemble des limites sont décalées vers la gauche du diagramme mais on reste dans la plage large de la zone de stabilité.

VIII.1.3 Conditions expérimentales

Les conditions expérimentales pour l'étude laminaire sont données par le diagramme de stabilité du brûleur. En effet il existe des limites au-delà desquelles la flamme n'est pas stable. Ces deux limites sont le retour de flamme et le soufflage et ont été déterminées visuellement. On se place à un point de fonctionnement stable pour un débit en air et en carburant donné, puis le débit de carburant est augmenté ou diminué peu à peu pour atteindre le « soufflage » ou le « retour de flamme ». Ensuite ces points de fonctionnement limites sont reportés sur un diagramme de stabilité. Il existe deux manières de représenter le diagramme de stabilité : soit un diagramme représentant la vitesse débitante U_0 en fonction de la richesse ϕ qui sera noté de type A ; soit un diagramme traçant la richesse ϕ en fonction du nombre de Reynolds Re , qui sera noté de type B.

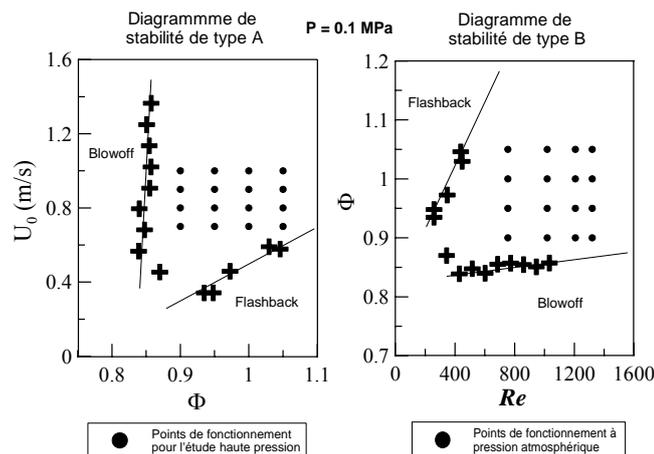


Figure B. 6 : Diagramme de stabilité à 0.1 MPa

Les deux types de diagramme sont intéressants. Le diagramme de type A nous permet de dissocier la richesse et la vitesse débitante des gaz frais, contrairement au diagramme de type B où le nombre de Reynolds tient compte à la fois de la vitesse débitante U_0 et de la composition du mélange. Le nombre de Reynolds variant en fonction de la pression, ce paramètre est pris en

compte dans le diagramme de type B. Nous pouvons voir sur le diagramme A de la Figure B. 6 les différents points de fonctionnement utilisés lors de l'étude à haute pression et sur le diagramme B les points de fonctionnement à pression atmosphérique.

Ces différents diagrammes ont été tracés pour différentes pressions dans la chambre et divers mélanges. L'influence de la pression sur la stabilité de la flamme est très importante. La Figure B. 7 présente les diagrammes de stabilité B à pression atmosphérique, 0.2 MPa et 0.3 MPa pour un mélange CH₄-air.

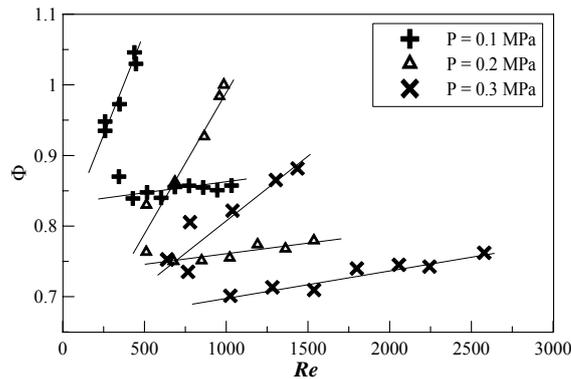


Figure B. 7 : Diagramme de stabilité de type B pour différentes pressions

La limite du « flashback » se décale vers la droite sur le diagramme de type B lorsque que la pression augmente. Cela implique que le « flashback » arrive à des nombre de Reynolds plus élevés et des richesses plus basses. De plus, nous pouvons voir que la pente de courbe est moins prononcée. Concernant la limite du « blowoff », elle se décale vers le bas et la droite sur la courbe de type B. En effet, la flamme est soufflée à des nombres de Reynolds plus haut et des richesses plus basses. Par contre les pentes restent quasiment identiques. La partie stable de la courbe tend à se rétrécir quand la pression dans la chambre est plus importante.

Nous pouvons voir sur la Figure B. 8 que la limite du « flashback » en fonction de l'augmentation en pression est plus basse en richesse mais reste dans la même gamme en vitesse débitante. Si ce résultat est corrélé avec les tendances obtenues avec le nombre de Reynolds, cela signifie que si cette limite se décale vers des nombres de Reynolds plus élevés, cela est principalement dû à l'augmentation de la masse volumique du mélange avec la pression.

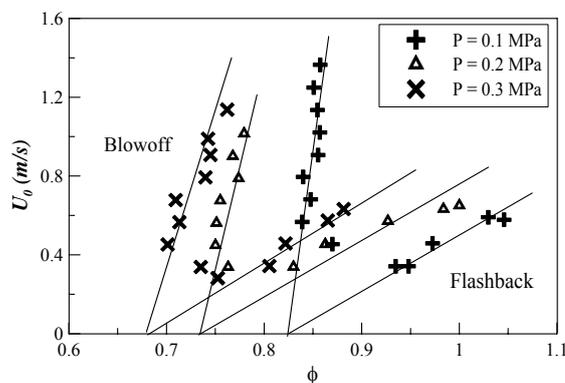


Figure B. 8 : Diagramme de stabilité de type A pour différentes pressions

Si l'on raisonne sur la vitesse de combustion laminaire S_L^0 , les résultats peuvent paraître contradictoires. En effet, lorsque la pression augmente, S_L^0 décroît et donc les diagrammes de stabilité devraient se décaler vers la droite. Malgré de longues réflexions et recherches bibliographiques, ce point reste à éclaircir.

L'ajout de CO_2 dans le mélange a peu d'influence sur le diagramme de stabilité de type A. En effet, à richesse et vitesse débitante identiques, pour un mélange avec ou sans diluant, les points de fonctionnement sont les mêmes. Les seuls changements, qui ont pu être observés, sont un léger décalage de la limite du « flashback » vers des vitesses plus faibles. En effet, la dilution entraîne une baisse de la vitesse de flamme laminaire, ce qui permet d'avoir une stabilité de la flamme à des vitesses débitantes plus basses. Le « flashback » a lieu lorsque la vitesse débitante est trop faible par rapport à S_L . Donc le fait de diminuer S_L permet de diminuer la vitesse débitante.

Concernant les diagrammes de stabilité de type B, comme la masse volumique augmente lorsque l'on ajoute du CO_2 à richesse constante, ainsi le nombre de Reynolds augmente et l'ensemble du diagramme se décale vers la droite.

Pour rester dans le domaine stable et laminaire, la vitesse débitante variera de 0.7 à 1 m/s, la pression de 0.1 à 0.2 MPa et la richesse de 0.9 à 1.05, dans les expériences suivantes.

VIII.2 Le brûleur turbulent

VIII.2.1 Description

Le brûleur turbulent (Figure B. 9) est le même que celui utilisé dans les thèses précédentes au laboratoire [32, 42, 60, 81]. Il possède un diamètre intérieur de 25 mm et une longueur de 230 mm. Le corps principal est en laiton et la bride extérieure est en acier inoxydable.

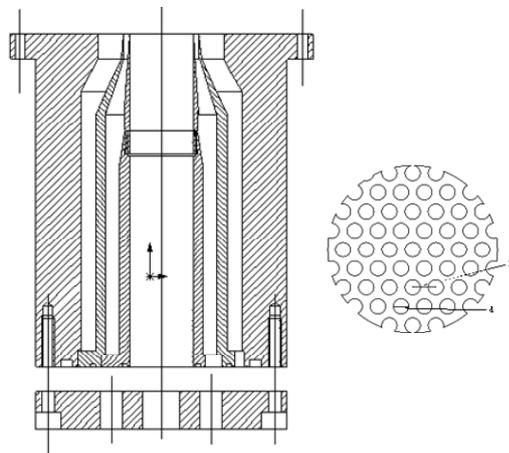


Figure B. 9 : Brûleur turbulent et grille de turbulence

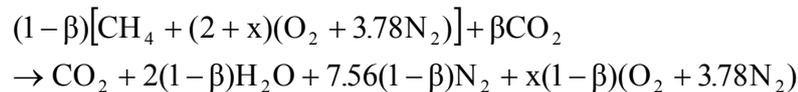
La turbulence est générée par une grille de turbulence (Figure B. 9) placée à 50 mm avant la sortie du brûleur. La maille de grille est de 3,5 mm et les diamètres des trous sont de 2,5 mm. Ainsi, la solidité de la grille est estimée à 51%.

La stabilité de la flamme est assurée par la flamme pilote annulaire de largeur 2 mm. En effet, les pertes thermiques au niveau des lèvres du brûleur doivent être compensées pour éviter l'extinction de la flamme.

L'allumage de la flamme pilote est réalisé à l'aide d'une électrode en cuivre, dont l'étincelle est produite à partir d'une source haute tension de 11 kV. L'allumage de la flamme principale est assurée par la flamme pilote.

VIII.2.2 Conditions expérimentales

La réaction de combustion, valable à la fois pour l'étude laminaire et turbulente, est la suivante :



Avec x l'excès d'air et donc définit par :

$$x = 2\left(\frac{1}{\phi} - 1\right) \text{ et } \phi \text{ la richesse pouvant varier de } 0,6 \text{ à } 0,8$$

β est le pourcentage volumique ou molaire de CO_2 qui dilue le carburant. Dans l'optique où les industriels souhaitent utiliser des biocombustibles à base de méthane et dioxyde de carbone dans les turbines à gaz, il est préférable de prendre cette définition pour la dilution.

$$\beta = \frac{n(\text{CO}_2)}{n(\text{CH}_4) + n(\text{CO}_2)}$$

β varie de 0 à 35 %. Le pourcentage de CO_2 dans le prémélange carburant / air varie de 0 à 3,1 % pour une richesse de 0,6. Il faut savoir que les biogaz issus de la méthanisation contiennent environ 65% de CH_4 et 35% de CO_2 .

Pour l'ensemble des expériences réalisées, la vitesse débitante des gaz en sortie de brûleur est prise constante égale à 2,1 m/s. Le débit volumique est ainsi constant. C'est une condition de fonctionnement des turbines à gaz.

VIII.3 Alimentation en gaz

Les gaz sont amenés au brûleur comme représenté sur la Figure B. 10. L'alimentation de la flamme pilote et de la flamme principale se fait par deux circuits distincts. Un système de contre pression permet de couper l'alimentation en gaz en cas d'urgence. Cela peut être une coupure de courant, la détection d'une fuite de gaz ou l'appui sur le bouton d'arrêt d'urgence.

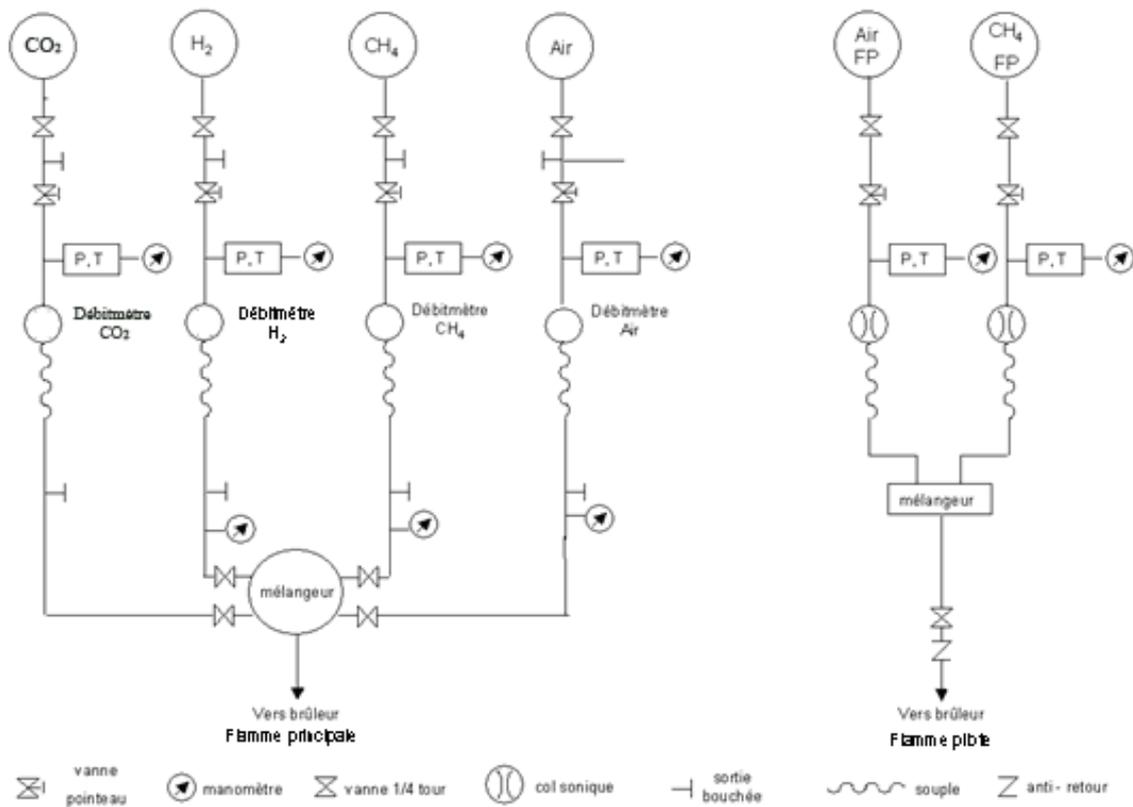


Figure B. 10 : Schéma de l'alimentation du brûleur en gaz

Concernant la flamme principale, les différents débits de CO_2 et de CH_4 sont réglés par des débitmètres thermiques massiques de la société Brooks. L'air est fourni par un compresseur pouvant débiter $100 \text{ m}^3/\text{h}$ à 13 bars. Les gaz sont acheminés vers une boîte de mélange contenant des billes pour homogénéiser le mélange. Ce prémélange est ensuite envoyé vers le brûleur.

La flamme pilote est composée de méthane et d'air dont la richesse est un peu supérieure à la stœchiométrie. Les débits sont réglés par des cols soniques de diamètre $0,14 \text{ mm}$ pour le méthane et de $0,61 \text{ mm}$ pour l'air. Les débits de la flamme pilote, de l'ordre de 7 % du mélange principal, sont suffisamment faibles pour ne pas perturber la flamme principale.

IX Mesures par diagnostics optiques

IX.1 Anémométrie Doppler Laser

L'anémométrie Laser à effet Doppler, ou LDA (Laser Doppler Anemometry), est une technique permettant la mesure de vitesse de particules dans un fluide. Elle est basée sur la diffusion de Mie. Le principe de cette méthode, proposée dès 1964 par Yeh et Cummings [110], repose sur la mesure du décalage en fréquence entre la lumière émise par une source laser et celle que diffuse une particule d'ensemencement en mouvement dans le fluide et éclairée par la source lumineuse. La lumière diffusée est ensuite détectée par un photodétecteur. Ce décalage fréquentiel est assimilable à l'effet Doppler. Son estimation permet alors de remonter à la vitesse. Les particules doivent présenter des dimensions suffisamment importantes pour diffuser assez d'énergie lumineuse et être malgré tout légères afin de suivre fidèlement les mouvements du fluide étudié. Le choix de l'ensemencement est détaillé dans les travaux de Lachaux [60].

IX.1.1 Principe

Considérons une particule P se déplaçant à la vitesse \vec{V} , illuminée par une source monochromatique cohérente de longueur d'onde λ_i et de direction d'incidence définie par le vecteur unitaire \vec{u}_i (Figure B. 11). La fréquence de la source est donnée par $F_i = c/\lambda_i$. c représente la célérité de la lumière dans le vide. Cette particule diffuse de la lumière dans toutes les directions de l'espace et, en particulier, vers le capteur optique (direction d'observation) dont l'orientation est définie par le vecteur unitaire \vec{u}_d comme le montre la Figure B. 11.

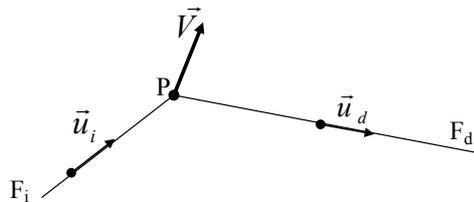


Figure B. 11 : Principe de la LDA

La fréquence F_d de la lumière reçue par le photodétecteur diffère très légèrement de la fréquence F_i émise par la source d'une quantité ΔF de telle façon que $F_d = F_i + \Delta F$.

Il est possible de montrer [28] que si la vitesse de la particule est très petite devant la célérité de la lumière, c'est à dire si $|\Delta V| \ll c$, la différence de fréquence peut s'écrire de la manière suivante :

$$\Delta F = F_d - F_i = \frac{1}{\lambda_i} \cdot \vec{V} \cdot (\vec{u}_d - \vec{u}_i)$$

Le décalage fréquentiel ΔF dépend donc de la vitesse de la particule ainsi que de la direction d'observation. En mécanique des fluides, ΔF peut prendre des valeurs de l'ordre du Hz jusqu'à quelques MHz. Or F_i est de l'ordre de 10^8 MHz, ce qui rend problématique la mesure directe de ΔF . On est alors conduit à utiliser une technique d'hétérodynage optique.

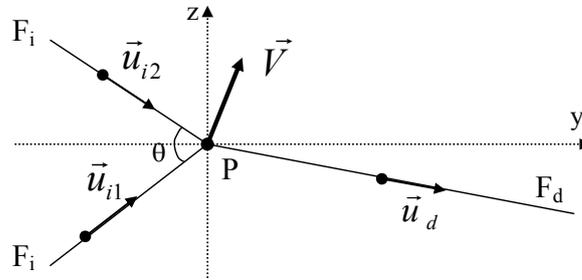


Figure B. 12 : Principe de la LDA (2)

Cette méthode consiste à éclairer la particule avec deux ondes lumineuses de longueur d'onde identique λ_i et d'incidences respectives \vec{u}_{i1} et \vec{u}_{i2} (Figure B. 12). Les fréquences de la lumière diffusée par la particule dans la direction d'observation \vec{u}_d deviennent :

$$F_{d1} = F_i + \frac{1}{\lambda_i} \cdot \vec{V} \cdot (\vec{u}_d - \vec{u}_{i1}) \quad \text{et} \quad F_{d2} = F_i + \frac{1}{\lambda_i} \cdot \vec{V} \cdot (\vec{u}_d - \vec{u}_{i2})$$

La superposition sur la surface du photodétecteur de ces deux ondes de fréquences très proches donne lieu à un phénomène de battement équivalent à une modulation de l'amplitude de l'intensité lumineuse. Cette intensité lumineuse présente alors une variation temporelle à la fréquence :

$$F_D = F_{d2} - F_{d1} = \frac{1}{\lambda_i} \cdot \vec{V} \cdot (\vec{u}_{i1} - \vec{u}_{i2})$$

Cette fréquence, appelée fréquence Doppler, peut encore s'écrire :

$$F_D = \frac{2 \cdot \sin(\theta/2)}{\lambda_i} \cdot V_z$$

C'est une relation dans laquelle θ est l'angle orienté entre les deux directions d'émission et V_z la projection du vecteur vitesse \vec{V} sur l'axe z . Dès lors, il est possible de déterminer la vitesse de la particule à partir de la seule mesure de la fréquence. Un tel dispositif permet en plus d'offrir une mesure linéaire, présente de nombreux avantages. En effet, la fréquence Doppler est peu sensible aux paramètres autres que la vitesse. Par ailleurs comme F_D ne dépend pas de l'angle d'observation, la lumière diffusée peut être recueillie sur un angle solide important ce qui a pour conséquence, entre autre, d'améliorer le rapport signal sur bruit.

Une explication alternative et simplifiée du fonctionnement de la LDA peut être encore proposée à partir d'une représentation géométrique du phénomène basée sur la notion de franges d'interférence. Ceci justifie d'ailleurs que l'arrangement optique décrit précédemment,

exploitant le mode Doppler différentiel, soit parfois désigné par le terme de vélocimétrie à franges.

Le croisement des deux faisceaux lasers cohérents définit un volume de mesure dans lequel apparaissent des motifs d'interférences. Ces interférences se manifestent par la présence de franges successivement sombres et brillantes, parallèles et équidistantes comme l'illustre la Figure B. 13.

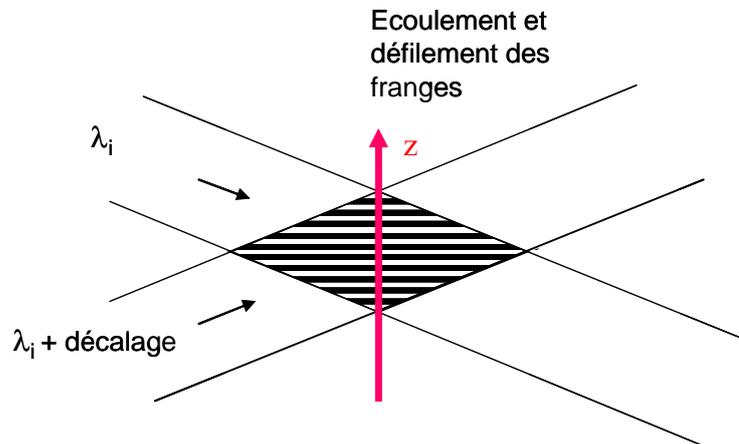


Figure B. 13 : Création du réseau de franges

La distance séparant deux franges sombres ou claires, appelée interfrange, est définie par :

$$i = \frac{\lambda_i}{2 \cdot \sin(\theta/2)}$$

Une particule d'ensemencement animée d'une vitesse constante \vec{V} traversant ce réseau de franges diffuse de la lumière dont l'intensité varie à la fréquence Doppler :

$$F_D = \frac{V_z}{i} = \frac{2 \cdot \sin(\theta/2)}{\lambda_i} \cdot V_z$$

Ainsi la vitesse de la particule se déduit de la fréquence F_D .

IX.1.2 Dispositif expérimental

Un laser Argon ionisé Spectra Physics 2017 d'une puissance maximale de 6W produit un faisceau laser initial multi chromatique, composé principalement des deux longueurs d'onde $\lambda = 488 \text{ nm}$ (composante bleue) et $\lambda = 514.5 \text{ nm}$ (composante verte). Le séparateur de couleur dissocie les deux longueurs d'onde. Ensuite, les deux faisceaux monochromatiques issus du séparateur sont dédoublés pour obtenir deux paires de faisceaux monochromatiques. L'un des deux faisceaux de chaque couleur passe dans la cellule de Bragg afin de les décaler en fréquence. Les quatre faisceaux sont ensuite acheminés par fibre optique jusqu'à la sonde

d'émission (Figure B. 14) avant d'être focalisés deux à deux par une lentille convergente ayant une focale de 363 mm.

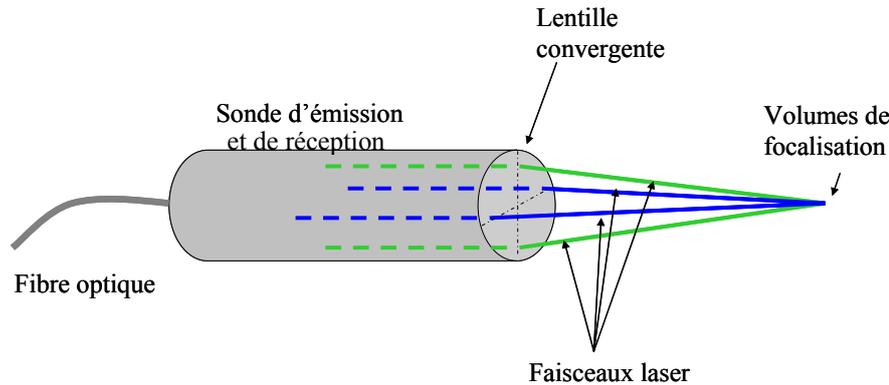


Figure B. 14 : Système de focalisation des faisceaux laser

Les faisceaux verts servent à déterminer la vitesse axiale et les faisceaux bleus la vitesse radiale. Cette sonde d'émission est aussi une sonde de réception, ainsi les informations sont recueillies par cette même sonde et sont acheminées par fibre optique à un système composé de photomultiplicateurs et d'amplificateurs (ColorLink Plus de TSI) qui convertit les signaux lumineux en signaux électriques. Nous travaillons ainsi en rétrodiffusion. Ensuite, les signaux électriques sont dirigés vers le processeur (IFA 755 de TSI) qui évalue la fréquence de passage de chaque particule et transfère l'information au logiciel FIND (Flow INformation Display). Auparavant le système de réception était une lentille de collection placée perpendiculairement à la sonde d'émission. C'était la position la plus défavorable car la lumière réémise par les particules est très faible. Nous verrons que les résultats issus de ces deux configurations sont similaires.

IX.1.3 Traitement des résultats

Le logiciel FIND reçoit donc l'information de fréquence pour chaque particule qui traverse le volume de mesure. À partir des fréquences mesurées pour un nombre spécifié de particules (généralement 50 000), le logiciel effectue des calculs statistiques pour obtenir les composantes axiales et radiales des vitesses moyennes U_1 et U_2 et fluctuantes u_1' et u_2' . Les vitesses fluctuantes sont les écarts types des fluctuations de vitesse :

$$\sqrt{|u_1'^2|} \text{ et } \sqrt{|u_2'^2|}$$

Ensuite, l'échelle intégrale eulérienne de temps T_u est obtenue par intégration de la courbe d'auto-corrélation des vitesses fluctuantes. Grâce à l'hypothèse de Taylor, nous pouvons évaluer l'ensemble des autres échelles de la turbulence.

IX.1.4 Détermination du degré d'avancement moyen

Parallèlement au système de mesure de vitesses, un photomultiplicateur focalisé sur le volume de mesure a été utilisé pour mesurer localement le degré d'avancement moyen de la réaction. L'ensemencement utilisé étant conditionnel, les particules sont présentes uniquement dans les gaz frais, là où la température du milieu est inférieure à leur température de vaporisation. L'émission de lumière des particules renseigne sur la présence du volume de mesure dans les gaz frais ou brûlés. En observant le volume de mesure, un signal de type créneau égal à 1 est ainsi obtenu lorsque le volume de mesure est dans les gaz frais (des particules passent dans le volume et diffusent de la lumière) et égal à 0 quand le volume de mesure est dans les gaz brûlés. Un exemple du signal obtenu en sortie du photomultiplicateur est donné sur la Figure B. 15.

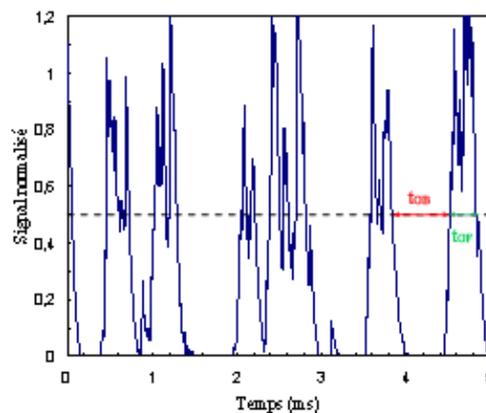


Figure B. 15 : Signal de diffusion Mie

Le degré d'avancement moyen de la réaction est ensuite obtenu en effectuant le rapport entre le temps moyen passé dans les gaz brûlés et la somme des temps moyens passés dans les produits t_{GB} et les réactifs t_{GF} :

$$\langle c \rangle = \frac{\langle t_{GB} \rangle}{\langle t_{GB} \rangle + \langle t_{GF} \rangle}$$

La présence d'un diaphragme de petite dimension devant le photomultiplicateur permet de diminuer le bruit lumineux. La fréquence d'échantillonnage du photomultiplicateur est de 200 kHz. Le temps de réponse du photomultiplicateur est de 1.2 ns, ce qui est largement inférieur à la résolution temporelle.

IX.2 Vélométrie par Images de Particule

La Vélométrie laser par Images de Particules (PIV) est apparue au début des années 1980 et a fait l'objet de développements considérables surtout depuis 1990 notamment en ce qui concerne la caractérisation d'écoulements turbulents instationnaires. La PIV est une méthode de mesure

de vitesse non-intrusive, instantanée et bidimensionnelle. Elle est basée sur la diffusion de Mie, qui est un régime de diffusion de la lumière par la matière, dans le cas où le diamètre des particules diffusantes est supérieur à la longueur d'onde du rayonnement incident.

Son principe général consiste à enregistrer des images de particules à des instants successifs. La comparaison de deux images successives permet de remonter localement au déplacement du fluide et ainsi d'accéder au champ des vitesses à un instant donné.

IX.2.1 Principe

Les techniques de visualisation consistent à rendre visible les particules fluides en observant le mouvement des particules ajoutées au fluide en mouvement. Les particules doivent évidemment être de petite taille afin de ne pas perturber l'écoulement, mais suffisamment grosses pour que la lumière diffusée soit détectable. Des particules de fumées d'encens permettent d'étudier le champ intérieur de la flamme, et des particules d'oxyde d'aluminium, qui ne brûlent pas au passage du front de flamme, rendent possible l'étude de tout le champ de vitesse.

La PIV requiert la génération d'un plan lumineux pulsé. L'intervalle de temps entre deux plans lumineux doit être réglé en fonction des vitesses rencontrées dans l'écoulement. Nous réalisons la tranche lumineuse à partir d'un laser à impulsions Nd-YAG (Neodymium-doped Yttrium Aluminum Garnet). Un système optique, composé de lentilles cylindrique et sphérique permet de transformer le faisceau incident du laser en une nappe de faible épaisseur.

Le principe général d'acquisition d'images repose sur l'enregistrement de deux images successives qui permet alors de calculer, via des algorithmes d'inter-corrélation, les champs de vecteurs de l'écoulement. En matière de système vidéo, la caméra CCD constitue un bon compromis entre rapidité et haute résolution. Le capteur CCD est déclenché en synchronisation avec chaque impulsion du laser pour être exposé uniquement à la lumière le temps de l'impulsion.

Après l'enregistrement des images, chaque image est d'abord divisée en fenêtres d'interrogation sur lesquelles s'appliqueront les corrélations. La taille de ces fenêtres détermine le nombre total de vecteurs qui seront calculés pour un couple d'images. Il faut chercher à avoir la meilleure résolution spatiale possible. Différents pics sont déterminés pour chaque image et corrélés entre eux afin de remonter à la vitesse. Le principe de la PIV est schématisé sur la Figure B. 16.

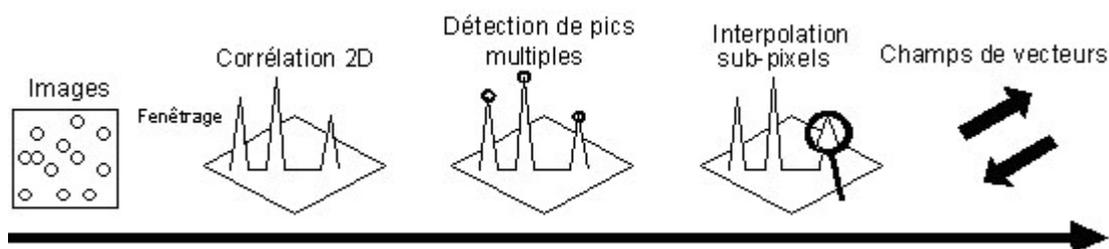


Figure B. 16 : Traitement des images PIV

Afin de ne pas perdre d'informations entre chaque fenêtre d'interrogation et de réduire le bruit cyclique généré lors du calcul des transformées de Fourier, il est préférable d'imposer un recouvrement entre deux fenêtres adjacentes. Ainsi, les informations qui ne sont pas contenues dans une fenêtre d'interrogation seront utilisées dans une fenêtre différente chevauchant en partie la première. Cette perte d'information peut se produire lorsque les particules se trouvent aux extrémités des fenêtres d'interrogation. Par contre en imposant un chevauchement, il y a de fortes chances qu'on puisse récupérer ces informations. La Figure B. 17 illustre ce phénomène.

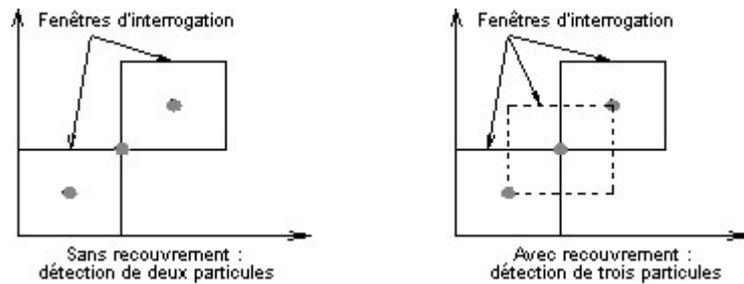


Figure B. 17 : Méthode de recouvrement à 50%

Cela revient en fait à ajouter des vecteurs qui seraient obtenus par interpolation et qui sont d'un grand intérêt lors des calculs post-traitement. Il faut cependant noter que ces nouveaux vecteurs ont une signification physique réelle, ce qui est différent de l'interpolation classique.

IX.2.2 Dispositif expérimental

La source lumineuse provient d'un laser Nd-YAG (Minilite PIV de Continuum) à 532 μm , pulsée à 10 Hz avec une puissance de 25mJ. La nappe laser est générée à l'aide d'une lentille sphérique de focale 592 mm et une lentille semi-cylindrique de focale 25,5 mm (Figure B. 18). De plus, pour éviter toute réflexion sur le brûleur, la nappe laser traverse un filtre spatial. La caméra (TSI PIV-CAM 10-30) et son objectif (Nikkor 50 f/1.4D) sont placés à 90°. L'ouverture de la caméra est de 2,8. De plus, un filtre interférentiel centré sur 532 μm (+/- 9 nm) est placé devant le capteur de la caméra et permet d'éliminer les lumières parasites comme par exemple l'émission de la flamme. Enfin un système de synchronisation (Synchroniser laser pulse TSI) permet de coupler les impulsions laser et l'ouverture de la caméra.

La durée entre deux images est de 150 μs . La résolution de l'image (1016x1000 pixel²) est de 32 $\mu\text{m}/\text{pixel}$. Ainsi le déplacement d'une particule entre deux images est d'environ 5 pixels (pour une vitesse d'écoulement de 1 m/s), ce qui est adapté à l'étude avec des zones de travail de 16x16 pixels². Ici, nous travaillons avec des fenêtres de 32x32 pixels², qui sont ramenées via l'option Adaptative Nyquist Grid à des fenêtres 16x16 pixels². Cette option permet de réduire la taille des fenêtres par deux en donnant comme valeur aux pixels la moyenne des valeurs des pixels environnant. Enfin le temps d'ouverture de la caméra est de 66,7 ms.

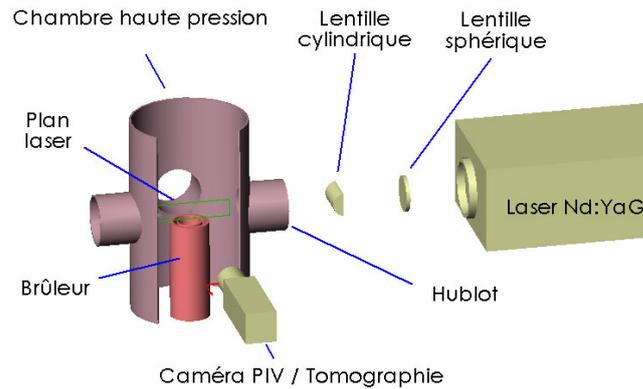
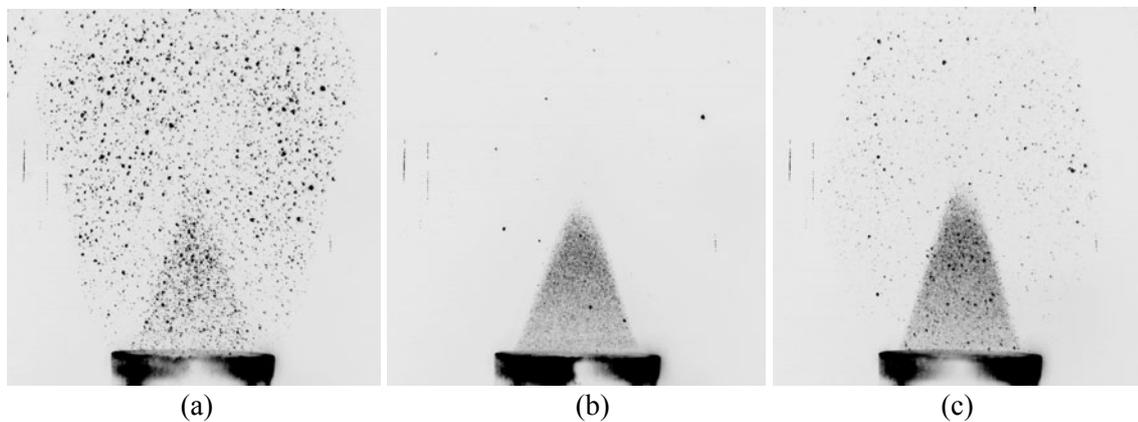


Figure B. 18 : Dispositif expérimental de la PIV

Le choix de l'ensemencement est primordial dans ce type d'étude. Ici deux types d'ensemencement ont été utilisés, un ensemencement conditionnel, en utilisant de la fumée d'encens et un ensemencement non conditionnel, en utilisant des particules solides. Il a fallu trouver le meilleur couple fumée/particule, pour obtenir un double ensemencement fin, qui ne s'agglomère pas et reste homogène. En effet, il faut tenir compte de l'humidité présente dans la fumée et de la capacité des particules solides à absorber cette humidité. Il s'est avéré que la fumée à partir de bâton d'encens fin (type « chinois ») est plus fine et moins humide que celle des bâtons d'encens épais (type « indien »). En ce qui concerne les particules solides, plusieurs ont été testés et celles qui s'agglomèrent le moins en présence de fumées est l'Aérosil R812, qui est un dioxyde de silicone amorphe synthétique.



**Figure B. 19 : (a) Ensemencement particules ($U = 1 \text{ m/s}$ et $\phi = 0,9$)
 (b) Ensemencement fumée ($U = 1 \text{ m/s}$ et $\phi = 0,9$)
 (c) Ensemencement particules + fumées ($U = 1 \text{ m/s}$ et $\phi = 0,9$)**

La Figure B. 19 permet de visualiser les différents ensemencements séparément puis combinés. Ainsi avec la combinaison des deux ensemencements, il est possible à la fois de détecter le contour de flamme et d'avoir un champ de vitesse complet.

Le système mis en place pour l'utilisation simultanée des deux types d'ensemencement est schématisé sur la Figure B. 20. Via les différentes vannes, les ensemencements peuvent être

utilisés séparément ou simultanément. Les vannes nous permettent aussi de réguler les quantités de particules ou de fumées introduites dans le mélange.

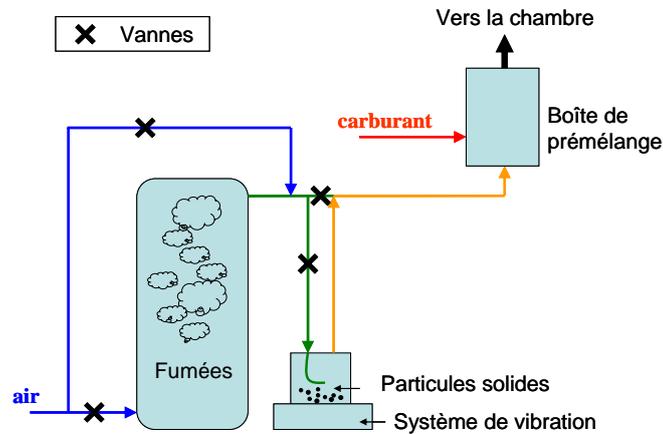


Figure B. 20 : Système de double ensemençement

IX.2.3 Post-traitement des champs de vecteurs

Le traitement des images se fait en deux étapes, l'une consiste en l'obtention de champ de vitesse de la flamme à l'aide du logiciel Insight de TSI et l'autre consiste en la détection de contour du front de flamme à partir d'un traitement sous Matlab. La combinaison de ces deux traitements permettra d'obtenir la vitesse, l'éirement et la courbure en chaque point du front de flamme.

Etape 1 : Traitement des champs PIV

A partir du doublet d'images, un champ de vecteur est obtenu via un algorithme d'inter corrélation. Certains vecteurs ne faisant pas partis du phénomène observé, principalement dus au bruit de l'image (hublots, pixels abimés,...) sont éliminés. Le critère de filtrage est lié à la déviation standard. Si la norme d'un vecteur est trop éloignée de la valeur moyenne des vecteurs environnants, ce dernier sera éliminé. La taille des fenêtres d'interrogation est ensuite réduite de moitié et afin d'éviter la perte d'information située en bordure de fenêtre, on applique la méthode de recouvrement de 50%. Ainsi pour chaque doublet d'images, nous obtenons un champ instantané de vitesse comme sur la Figure B. 21-a.

Comme certains traitements demandent d'avoir une valeur pour chaque pixel, les champs instantanés ont été lissés en utilisant une fenêtre de 3x3, de taille suffisamment petite pour ne pas modifier la validité du résultat. L'ensemble des points restant sans valeur après le lissage reçoivent une valeur issue de l'interpolation des valeurs voisines. Ainsi nous obtenons un champ de vitesses complet en tout point du domaine, voir Figure B. 21-b. A partir des ces champs instantanés, le champ moyen est calculé.

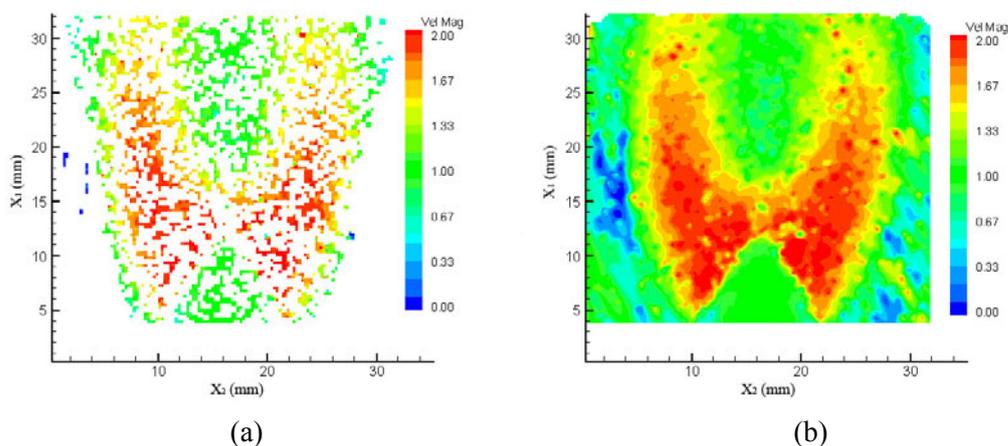


Figure B. 21 : Champ de vitesse instantané brut (a) et complété (b)

Les champs moyennés sont obtenus à partir de 300 images. La moyenne des champs instantanés bruts est tracée sur la Figure B. 22-a et celle des champs complétés sur la Figure B. 22-b. Les deux champs sont très proches. Le lissage semble donc être de bonne qualité et n'altère pas la physique de l'information.

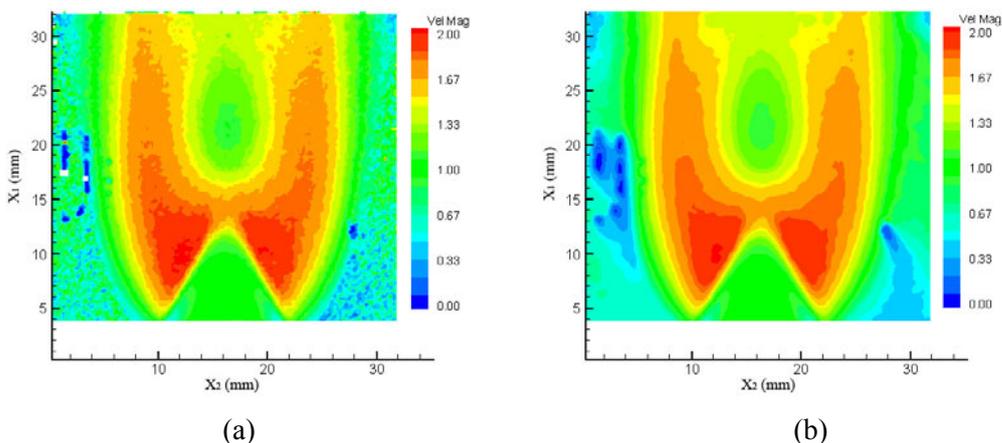


Figure B. 22 : Champ de vitesse moyennée à partir des images brutes (a) et complétées (b)

Pour le traitement sous Matlab, il a été nécessaire de reconstruire les images PIV. En effet, les fichiers vecteurs issus d'Insight peuvent être lus par le logiciel Matlab. On obtient des champs de vecteurs de taille $126 \times 124 \text{ pixels}^2$, c'est-à-dire $[(1016-1)/8] \times [(1000-1)/8] \text{ pixels}^2$. En effet, la taille des fenêtres d'interrogation faisant $16 \times 16 \text{ pixels}^2$ et avec un recouvrement de 50%, on obtient une valeur tous les 8 pixels. Cependant on souhaite superposer les champs PIV ($126 \times 124 \text{ pixels}^2$) et les images instantanées de flammes dont la taille est de $1016 \times 1000 \text{ pixels}^2$. Donc il a été nécessaire de « reconstruire » des champs de vecteurs de taille initiale.

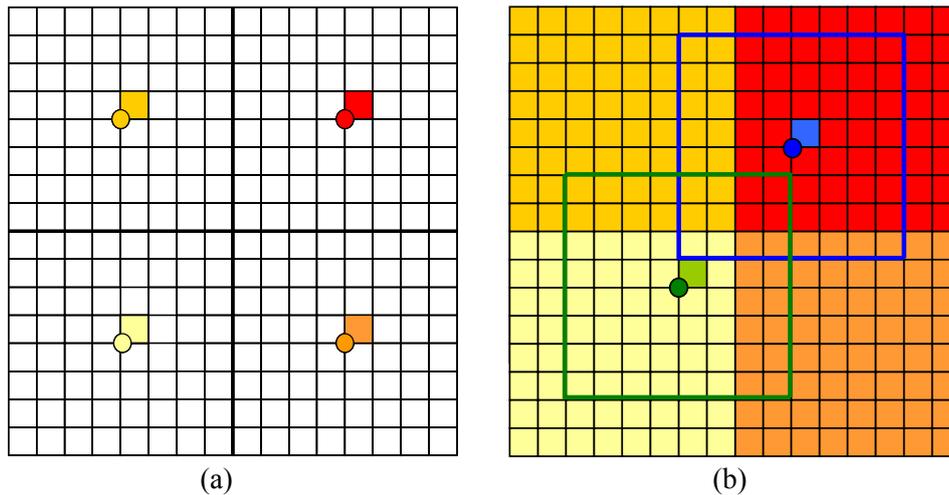


Figure B. 23 : Méthode de reconstruction du champ de vecteur

Afin de revenir à une matrice de taille initiale, la méthode suivante a été employée : on reconstruit une matrice $(1016-8) \times (1000-8)$ pixels² et on affecte à un pixel sur 8 les valeurs de la matrice 126×124 pixels² issue d'Insight (Figure B. 23-a). On complète ensuite en étendant les valeurs aux $8 \times 8 = 64$ pixels environnant le pixel (cadre bleu ou vert de la Figure B. 23-b). La matrice obtenue est très bruitée par la pixellisation (Figure B. 24-a). Pour atténuer ce bruit, on va appliquer un filtre de type Wiener. Ce filtre est créé via le logiciel Matlab. Il calcule à l'intérieur de la zone d'étude spécifié (ici 8×8 pixels²) la moyenne des vitesses et affecte cette valeur au pixel central.

Une image beaucoup moins pixellisée de taille initiale est ainsi obtenue (Figure B. 24-b). Ainsi il est possible de travailler et de comparer avec les images brutes issues de la caméra dont la taille est 1016×1000 pixels².

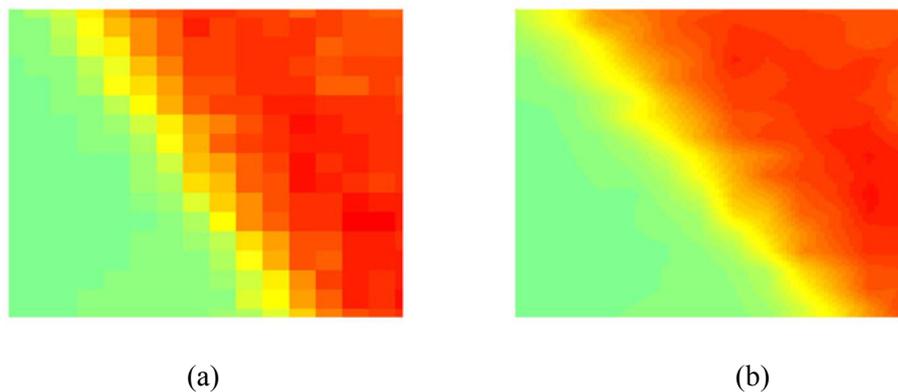


Figure B. 24 : Champ de vecteur avant lissage (a) et après lissage (b)

Etape 2 : Détection du contour

Les trois types de série d'image correspondant aux différents ensemencements ont subi le même traitement. Pour les images avec ensemencement solide, il n'est pas possible de détecter le contour sur les images instantanées. La détection de contour est donc faite sur la moyenne des

images. En ce qui concerne les images avec ensemencement encens et encens+particule solide, la détection du contour de flamme est faite pour chaque image instantanée (Figure B. 25 – b) puis l'ensemble de ces contours sont superposés. Ainsi il est possible de déterminer un contour moyen qui représente la probabilité maximum de trouver le front de flamme (Figure B. 25 – c).

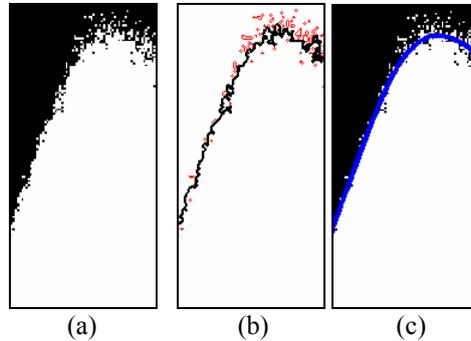


Figure B. 25 : Représentation du contour instantané (b) et moyen (c)

Sur la Figure B. 26, les différents contours détectés sont placés sur les champs de PIV associés. Il a aussi été ajouté le contour issu du cône bleu de la flamme (image prise sans ensemencement). Le traitement des images nécessaires pour obtenir les contours est amplement décrit dans le chapitre suivant sur la tomographie par plan laser.

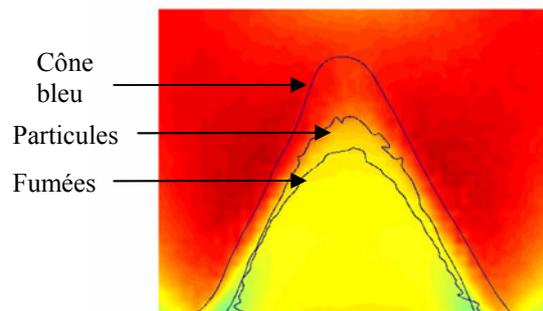


Figure B. 26 : Superposition des contours de flamme au champ de vitesse – P = 0.2 MPa

Les contours issus des images à ensemencement solides ou de fumées se trouvent dans les gaz frais, alors que le contour du cône bleu, lié à la présence de radicaux, se trouve avant l'expansion thermique mais là où la température a déjà commencé à augmenter. En effet, la présence de radicaux implique que la réaction de combustion a commencé et que la température a augmenté.

IX.3 Tomographie par plan laser

La tomographie par plan laser est une technique basée sur la diffusion de Mie, qui est un régime de diffusion de la lumière par la matière, dans le cas où le diamètre des particules diffusantes est

supérieur à la longueur d'onde du rayonnement. La section efficace de la diffusion de Mie dépend de nombreux paramètres (angles, polarisation, longueur d'onde, indice, forme, diamètre...). La tomographie induite par laser permet d'avoir des mesures quantitatives de l'aspect général de la flamme telles que la courbure du front de flamme ou la densité de surface de flamme.

IX.3.1 Dispositif expérimental

La configuration du dispositif expérimental est la même que celui de la PIV (Figure B. 18). Le laser utilisé pour la tomographie laser est un laser Continuum Nd-YAG de 180 mJ par pulse, cadencé à environ 15 Hz avec une longueur d'onde de 532,5 nm. Une lentille sphérique, de focale 1000 mm, permet de contrôler la largeur de la nappe laser ; puis une lentille cylindrique divergente, de focale 25 mm, éclate le faisceau et permet de modifier l'angle. Ainsi on obtient une nappe laser de 100 μm d'épaisseur. Cette nappe éclaire les gouttes d'huile d'olive d'un diamètre moyen de 3 μm ensemencées dans la flamme et qui se vaporisent à environ 500 K. Ensuite la lumière diffusée par les gouttes est recueillie par une caméra CCD (PIV-CAM 10-30), qui est placée perpendiculairement à la nappe laser et donne des images de 1016×1008 pixels². L'objectif utilisé est un Nikkor de focale 105 mm et une ouverture de 2.8D. La taille d'un pixel est d'environ 0,11 mm. On observe donc l'intérieur de la flamme où les gouttes d'huile existent, sinon ce sont les gaz brûlés.

Pour le traitement des images tomographiques, il a été nécessaire de développer un code permettant de traiter l'ensemble des images obtenues pour différentes pressions et différents mélanges. Le logiciel choisi est Matlab. Ces traitements ayant été réalisés lors de la thèse de Lachaux en collaboration avec Shepherd (Laboratoire National de Lawrence Berkeley, Etats-Unis) à l'aide du langage C, la validation de ce code a été possible en l'appliquant aux images déjà traitées et en comparant les résultats.

IX.3.2 Travail sur les images brutes

Le traitement des images est une étape délicate. Pour les précédents travaux, ce traitement était réalisé aux Etats-Unis en collaboration avec Shepherd. Par soucis d'autonomie et de maîtrise du traitement effectué sur les images, l'équipe de Combustion Turbulente a décidé de développer ses propres traitements sous Matlab.

Dans un premier temps, il est important de s'affranchir de l'inhomogénéité de la nappe laser des réflexions parasites. Pour cela, le fond laser (image sans flamme avec laser) est soustrait à chacune des images enregistrées. Ensuite, afin de « binariser » l'image, séparation des gaz frais et des gaz brûlés, une fonction de densité de probabilité (PDF) de l'intensité des pixels est établie (Figure B. 27).

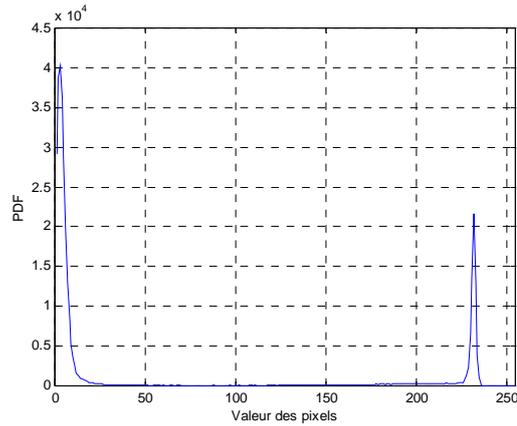


Figure B. 27 : PDF de l'intensité des pixels

Deux pics sont observés : le premier correspond aux gaz brûlés et le second correspond aux gaz frais. Le seuil choisi pour la « binarisation » des images est le minimum entre ces deux pics. Ainsi tous les pixels inférieurs à ce seuil sont mis à 255, correspondant aux gaz brûlés et tous les pixels supérieurs sont mis à 0, correspondant aux gaz frais (Figure B. 28-b). A partir de cette image « binarisée », il est facile d'obtenir le contour de flamme en appliquant un gradient sur l'image. Ainsi, au passage des pixels de valeurs 0 à 255, nous détectons le front de flamme. Seules les structures, i. e. flamme, îlots et poches, dont la taille est supérieure à 10 mm sont conservées. Cependant ce type de démarche entraîne un bruit de « pixellisation » (Figure B. 28-c). L'élimination de ce bruit est réalisée par un filtre passe-bas de type Butterworth, qui correspond à un lissage par élimination des hautes fréquences (Figure B. 28-d). De plus, le filtre de Butterworth, ne possédant aucune discontinuité, n'est pas sujet au phénomène de Gibbs (oscillations sur l'image résultat).

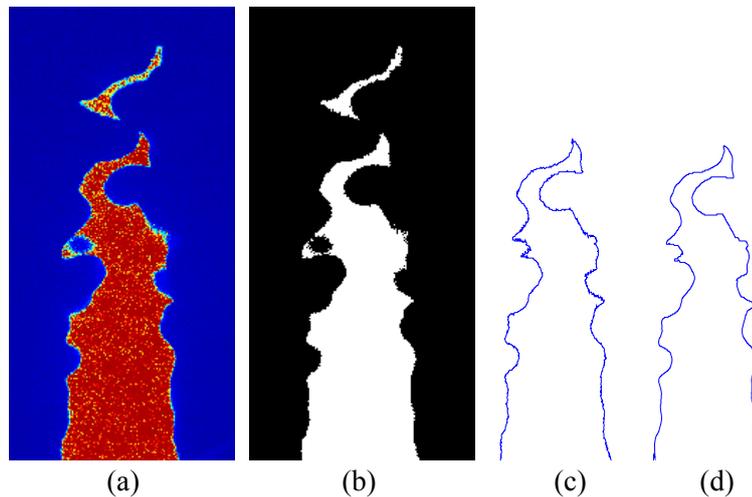


Figure B. 28 : Les différentes phases de traitement de l'image pour la flamme principale

- (a) image de départ
- (b) image « binarisée »
- (c) contour de la flamme principale
- (d) contour filtré

Les propriétés du filtre ont été choisies de telle sorte que seules les structures le long du front de flamme de l'ordre de l'épaisseur du front de flamme soient conservées. En dessous de cette valeur, les structures n'ont plus de sens physique. De plus l'incertitude laissée par la vaporisation des gouttes d'huile à 500 K ne permet pas de garder des structures très petites.

L'ordre du filtre ayant peu d'influence sur le filtrage, comme nous pouvons voir sur la Figure B. 29, un filtre d'ordre 3 a été employé avec une fréquence de coupure spatiale f_c est de 0,07 cycle/pixel, afin de ne conserver que les structures supérieures au millimètre.

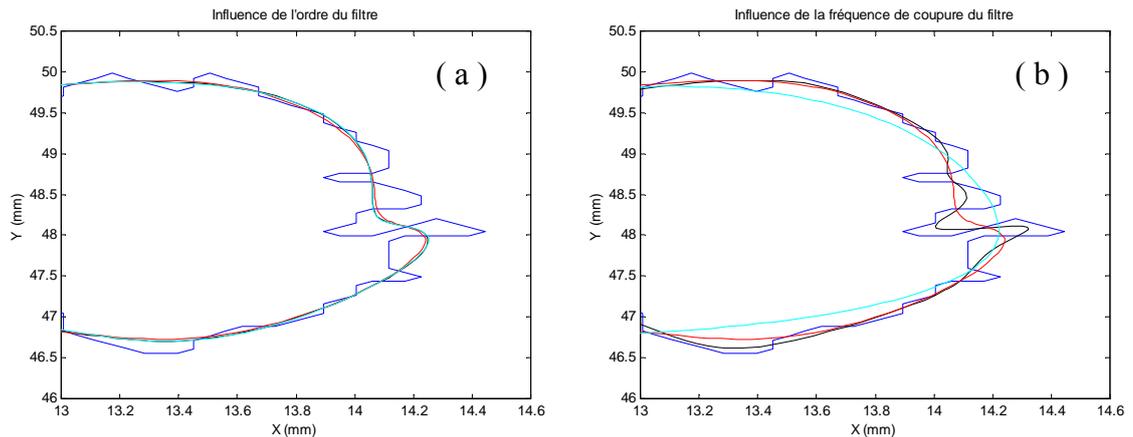


Figure B. 29: (a) Influence de l'ordre du filtre
 (bleu : contour initial – rouge : ordre=3 – vert : ordre=6 – cyan : ordre=12)
(b) Influence de la fréquence de coupure
 (bleu : contour initial – rouge : $f_c=0.07$ – vert : $f_c=0.14$ – cyan : $f_c=0.035$)

Le concept de « cycle par pixel » n'est pas toujours facile à comprendre. Sur la Figure B. 30, des rectangles régulièrement espacés selon l'axe horizontal ont été représentés et vont nous permettre de comprendre ce concept.

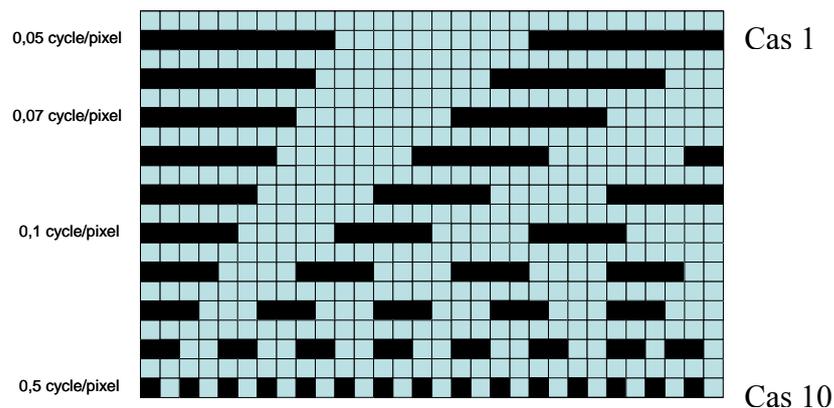


Figure B. 30 : Concept du cycle par pixel

Dans le domaine spatial, l'objet est répété tous les 20 pixels pour le cas 1 ou tous les 2 pixels pour le cas 10. Dans le domaine fréquentiel, cela est équivalent à dire qu'un pixel représente

5% = 0,05 de la période dans le premier cas (en d'autres termes, on a une fréquence spatiale de 0,05 cycle/pixel) et un pixel représente 50% = 0,5 de la période dans le second cas. Par conséquent les petites structures sont considérées comme étant des hautes fréquences. Donc si on se fixe à une fréquence de coupure de 0,07 cycle/pixel, cela signifie que toutes les structures d'une longueur inférieure à 8 pixels, équivalents à environ 0,9 mm, seront éliminées. Pour une fréquence de coupure de 0,14 cycle/pixel (Figure B. 29-b), les structures dont la longueur est supérieure à 0,5 mm sont conservées et pour une fréquence de coupure de 0,035 cycle/pixel, seules les structures supérieures à 1,3 mm sont conservées.

Sur la Figure B. 31 est représenté le contour non filtré en bleu et le contour après le filtrage en rouge. L'aspect global de la flamme est bien conservé. Seules les structures plus petites que le millimètre sont éliminées. Cette étape est une étape délicate et décisive, car à partir de ce contour de flamme, beaucoup de données pourront être extraites, telle que la courbure qui dépend beaucoup de ce filtrage.

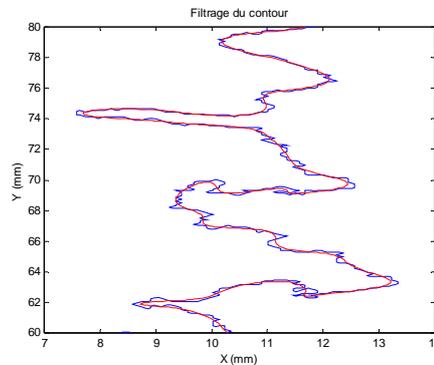


Figure B. 31 : Filtrage du contour de flamme

Le traitement des images consiste donc en une bonne détection du contour de flamme avec l'élimination des phénomènes non physiques. Il est ensuite possible à partir de ces images d'en extraire de nombreux paramètres. De plus, une étude fractale de bonne qualité sera possible. En effet, le choix et la qualité du filtre influence beaucoup les paramètres fractals.

IX.3.3 Travail à partir des images traitées

Cartographie de <C>

Il est nécessaire, avant de commencer tout traitement, de déterminer la carte d'iso-degré d'avancement de la réaction, noté <C>. Pour cela, les images binarisées sont sommées pixel par pixel. Une image en dégradé de couleur allant de 0 à 255 (Figure B. 32- a) est obtenue. Une détection des valeurs de pixel permet alors de déterminer les iso degrés d'avancement <C>. Par exemple à la valeur de pixels 25,5 est associée un <C> de 0,1 ; à 51, est associée le <C> de 0,2, ainsi de suite, jusqu'à 229,5 qui est associée au <C> de 0,9. Une carte de <C> est obtenue (Figure B. 32- b).

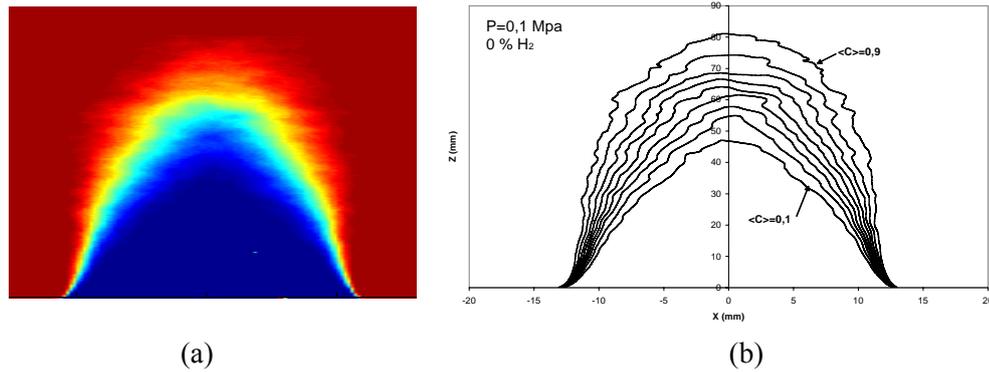


Figure B. 32 : (a) Cumul des images binarisées – (b) Cartes des iso<C> à pression atmosphérique pour un prémélange méthane-air

Pour chaque pression et chaque mélange cette opération est faite. Et à partir des contours de flammes et des cartes $\langle C \rangle$, de nombreuses données peuvent être extraites, telles que la densité de surface de flamme, l'échelle caractéristique de plissements du front de flamme, la courbure et les paramètres nécessaires pour mettre en application le modèle BML, en particulier.

Densité de surface de flamme

La densité de surface de flamme est définie comme étant le rapport entre l'aire de la flamme et son volume. Cependant le volume est une grandeur difficile à obtenir sachant que la tomographie laser ne permet d'acquérir que des images 1D. La densité de surface de flamme à deux dimensions est donc calculée à partir du rapport de la longueur du front (L) sur l'aire de la zone de flamme (A).

Elle peut être calculée pour chaque $\langle C \rangle$ en utilisant la méthode développée par Shepherd [97]. Prenons l'exemple de $\langle C \rangle = 0,25$. Pour déterminer l'aire $A(\langle C \rangle)$, il suffit de compter le nombre de pixels se trouvant entre les iso $\langle C \rangle$ 0,20 et 0,30 et de connaître les dimensions d'un pixel (dans notre étude 1 pixel = 0,1107 mm). En ce qui concerne la longueur de front de flamme $L(\langle C \rangle)$; on superpose les fronts de flamme à la carte d'iso $\langle C \rangle$, la longueur du contour se trouvant entre les iso $\langle C \rangle$ 0,20 et 0,30 est relevée et la valeur finale est la moyenne sur 300 images de ces longueurs. Ainsi la densité de surface de flammes peut être calculée par la formule suivante :

$$\Sigma(\langle C \rangle) = \frac{L(\langle C \rangle)}{A(\langle C \rangle)} \quad (23)$$

Cette méthode est schématisée à gauche de la Figure B. 33.

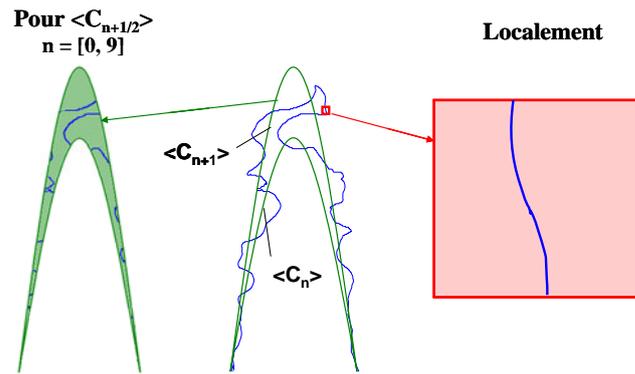


Figure B. 33 : Détermination de la densité de surface de flamme en fonction des $\langle C \rangle$ à gauche et localement à droite.

La densité de surface de flamme peut être aussi calculée localement [106]. Pour une valeur donnée de degré d'avancement, notée c^* , la densité de surface de flamme associée est définie par la relation suivante :

(24)

$$\Sigma(c^*) = \overline{|\nabla c|}_{c=c^*} \cdot \overline{P(c^*)}$$

$\overline{|\nabla c|}_{c=c^*}$ est la moyenne conditionnelle de $|\nabla c|$ pour $c = c^*$ et $\overline{P(c^*)}$ la probabilité de trouver $c = c^*$ à un endroit donné. Ici, nous allons prendre $c^* = 1$. En travaillant directement avec les images binarisées, la carte de densité de surface de flamme locale peut être obtenue. Pour chaque image, le gradient sur les pixels est calculé. Ainsi, au niveau du front de flamme, lorsque l'on passe de 0 à 255, on obtient une valeur de gradient. Les images sont ensuite sommées et moyennées, et on obtient la densité de surface de flamme locale. La méthode est résumée à droite de la Figure B. 33.

Courbure du front de flamme

La courbure du front de flamme est un paramètre intéressant à étudier car cela conditionne l'énergie qui sera libérée durant la combustion. En effet, plus le front de flamme est plissé, plus la zone de réaction est importante et donc plus il y aura d'énergie libérée.

La courbure h en un point P est définie comme étant l'inverse du rayon de courbure \mathcal{R} , où \mathcal{R} est le rayon du cercle tangent à la courbe au point P. Elle est aussi exprimée en fonction des coordonnées cartésiennes x_1 et x_2 du contour de flamme et de leurs dérivées par rapport à l'abscisse curviligne s .

$$h = \frac{\dot{x}_1 \cdot \ddot{x}_2 - \ddot{x}_1 \cdot \dot{x}_2}{(\dot{x}_1^2 + \dot{x}_2^2)^{3/2}}$$

$$\dot{x}_1 = \frac{dx_1}{ds}, \dot{x}_2 = \frac{dx_2}{ds}, \ddot{x}_1 = \frac{d^2x_1}{ds^2} \text{ et } \ddot{x}_2 = \frac{d^2x_2}{ds^2}$$

La courbure est préférentiellement calculée à partir de cette définition qui divise par 3 le temps de calcul par rapport à d'autres méthodes. La convention de signe la plus répandue est la

suivante : la courbure est comptée positivement si le front de flamme est concave du côté des gaz brûlés et comptée négativement si le front de flamme est concave du côté des gaz frais, comme nous pouvons le voir sur la Figure B. 34.

La courbure est calculée segment par segment d'une longueur de 1 mm centrée autour du point de calcul et les dérivées sont obtenues à partir des coefficients d'un polynôme de degré 3 qui passe par ce point.

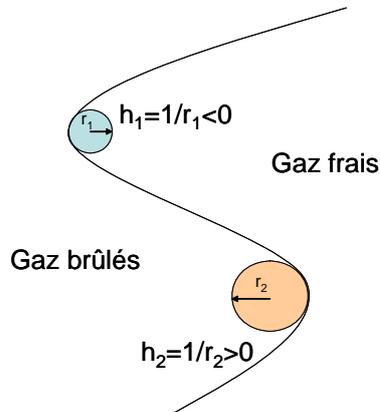


Figure B. 34 : Convention de signe pour la courbure du front de flamme

A partir de ces valeurs, plusieurs types d'analyse peuvent être faits. La courbure de manière globale peut être déterminée en travaillant sur des valeurs moyennes. Il est aussi possible de différencier leur localisation sur la cartographie des iso<C>. Pour cela la carte d'iso<C> est superposée à un contour de flamme, et entre deux courbes d'iso<C>, on détermine les courbures du front de flamme. Et enfin, il est possible de travailler de manière locale sur l'ensemble des images. Elle est calculée tout au long du front de flamme qui est ensuite moyennée pixel par pixel sur l'ensemble des images. En d'autres termes, si à un pixel on a n valeurs de courbures sur N images, la courbure sera définie comme la somme des courbures divisé par n . Tous ces types d'études apportent différents points de vue qui pourront être comparés.

Validation

La validation du code écrit sous Matlab a pu être faite en comparant nos résultats avec ceux obtenus par Ian Shepherd, qui traitait auparavant les images tomographiques obtenues à l'institut ICARE. La validation porte sur les résultats globaux finaux moyennés sur 300 images. L'ensemble des résultats concorde très bien.

PARTIE C :

Etude des flammes laminaires à haute pression

Introduction

L'étude préalable laminaire est importante avant de s'intéresser à l'étude des flammes turbulentes, qui présentent des phénomènes plus complexes. Cette étude se divise en 3 axes. Une première partie est consacrée aux phénomènes d'oscillation de la flamme conique. Ensuite une autre partie permettra de déterminer la vitesse de combustion laminaire dans différentes conditions d'expérimentation via plusieurs méthodes expérimentales et une numérique. L'ensemble des résultats obtenus seront confrontés aux résultats de la littérature et comparés entre eux. Enfin, les influences de la courbure du front de flamme et de l'étirement seront analysées et utiles pour une meilleure compréhension de l'effet de la turbulence sur le front de flamme.

Cette partie regroupe l'ensemble des résultats pour les flammes de prémélange CH₄-air à haute pression en régime laminaire avec un nombre de Reynolds inférieur à 1300. La vitesse débitante varie de 0,7 à 1 m/s. La richesse explorée va de 0,9 à 1,05. Enfin la pression n'excède pas 0,2 MPa.

X Oscillation naturelle du front de flamme laminaire

Cette partie est consacrée à l'étude du battement de la flamme. L'oscillation à faible fréquence des flammes de prémélange est observée pour différentes conditions expérimentales. Ce battement est d'environ 15 Hz et dépend de nombreux paramètres tels que les dimensions du brûleur, la vitesse débitante ou la composition du mélange. Il est aujourd'hui largement accepté que la flamme laminaire de prémélange oscille de façon périodique [25]. Pour mieux comprendre le phénomène physique qui conduit à l'oscillation de la flamme conique, d'autres résultats expérimentaux, notamment à haute pression, sont nécessaires.

X.1 Détection de l'oscillation naturelle

Tout d'abord, pour l'étude de l'oscillation de la flamme, une caméra rapide, PHANTOM, a été utilisée et placée face à la flamme. Une fréquence de 40 Hz a été sélectionnée. Un objectif de 105 mm et une bague allonge de 36 mm nous ont permis de nous centrer sur la flamme et d'obtenir une résolution correcte. Ainsi, la taille d'un pixel est de 34,8 μm .

A partir des images brutes, au nombre de 500, il est possible de remonter à l'oscillation du front de flamme. La détection du contour se fait en plusieurs étapes. Tout d'abord, il est nécessaire de s'affranchir des inhomogénéités de l'image, dues à la chambre ou la camera, en retranchant à l'image brute une image prise sans flamme dans les conditions de pression données. La détection du contour a été faite en balayant chaque colonne de pixels de l'image et en repérant le maximum de luminosité, qui correspond au front de flamme. Cependant, le front de flamme ainsi détecté peut présenter du bruit. Il est donc nécessaire de réduire ce bruit et de remplacer les points en dehors du front de flamme par la moyenne des points précédents et suivants. Ensuite le bruit de pixellisation est éliminé par un filtrage passe bas du type Butterworth du troisième ordre. Un contour de flamme lisse et aisément exploitable est ainsi obtenu. Ces différentes étapes sont présentées sur la Figure C. 1.

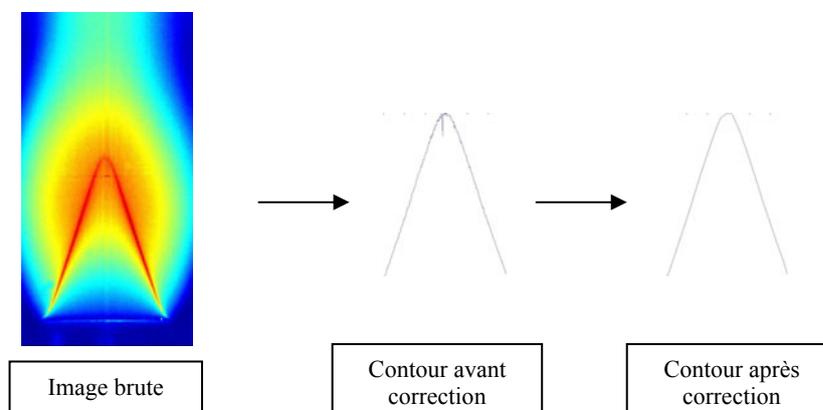


Figure C. 1: Détection du contour du front de flamme

Pour trouver la fréquence d'oscillation de la flamme, nous relevons la position du sommet de la flamme. Le sommet de la flamme est l'endroit où l'oscillation est la plus importante, c'est pourquoi il est judicieux de travailler à cet endroit. Nous obtenons donc l'évolution de la hauteur du sommet dans le temps. Ensuite la distribution spectrale de la position de la hauteur permet de déterminer la fréquence de battement de la flamme (Figure C. 2), qui est représenté par un pic. Cette méthode a été employée par Durox et al. en 1990 [26].

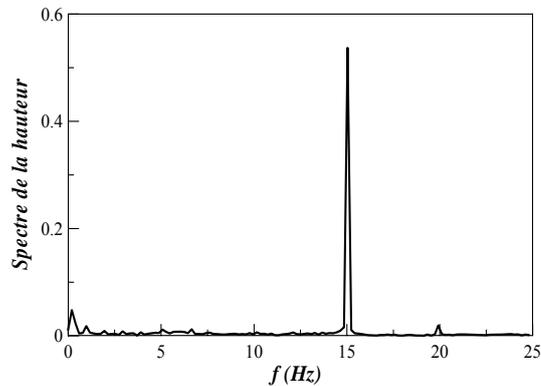
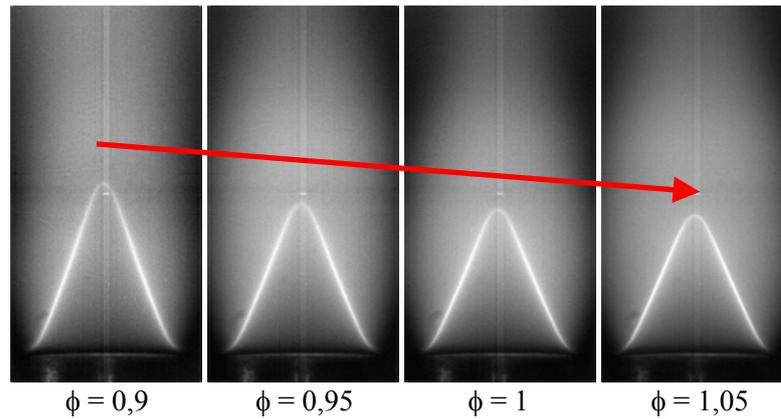


Figure C. 2: Spectre de la position de la hauteur
P = 0.1 MPa - U₀ = 0.9 m/s et ϕ = 0.9

Avec cette méthode la fréquence de battement de la flamme est déterminée pour différentes valeurs de richesse, vitesse débitante, pression et taux de dilution en CO₂. Les résultats sur l'influence de la dilution en CO₂ seront présentés dans la dernière partie consacrée à l'effet de l'ajout de CO₂ dans le prémélange.

X.2 Influence de la richesse

Tout d'abord étudions l'aspect général de la flamme laminaire en fonction de la richesse. Les résultats sont donnés à pression atmosphérique avec une vitesse débitante de 1 m/s. La hauteur de flamme décroît d'autant plus que la richesse augmente (Figure C. 3). En effet, la vitesse de combustion laminaire étant plus élevée, si la vitesse d'entrée des gaz est maintenue constante, la hauteur du front de flamme sera plus basse.



**Figure C. 3 : Flamme laminaire en fonction de la richesse
($P=0.1$ MPa et $U_0=1$ m/s)**

La Figure C. 4 représente la variation de la fréquence de battement de la flamme en fonction de la richesse de la flamme à pression atmosphérique pour deux valeurs de vitesse d'entrée des gaz. La fréquence d'oscillation de la flamme augmente avec la richesse du prémélange lorsque le mélange est pauvre. Ensuite à mélange riche, la fréquence de battement décroît lorsque la richesse augmente, en faisant référence aux travaux de Ghenaï [34]. Il est donc intéressant de noter que la fréquence de battement de la flamme suit l'évolution de la vitesse de propagation laminaire S_L .

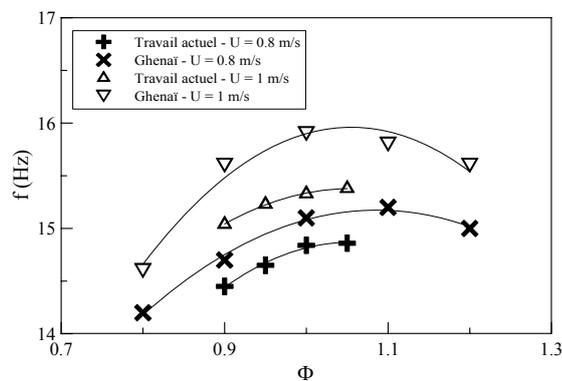
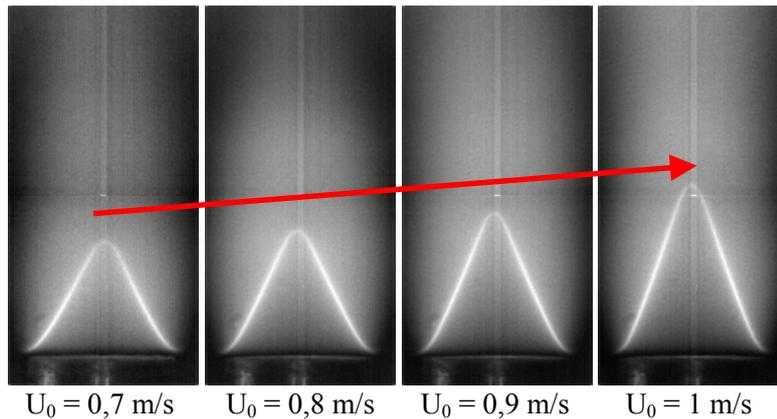


Figure C. 4 : Fréquence de battement de la flamme en fonction de la richesse pour deux vitesses débitantes distinctes de 0.8 et 1 m/s – Comparaison avec les résultats de Ghenaï [34]

Si on compare nos résultats et ceux de Ghenaï, les fréquences de battement en mélange pauvre suivent la même tendance. Cependant nos valeurs sont légèrement en dessous de celles de Ghenaï avec des écarts de l'ordre de 2% pour une vitesse débitante de 0.8 m/s et de 4% pour une vitesse débitante de 4%. Il faut noter que Ghenaï travaillait sans chambre de combustion. Le fait de travailler dans une enceinte fermée peut influencer la fréquence d'oscillation de la flamme. En effet, Ghenaï a pu supprimer les oscillations de la flamme en plaçant un tube au dessus de la flamme qui permet de capter la colonne des gaz chauds avant que l'instabilité ne se développe. Donc l'environnement de la flamme est important. Si la chambre est mise en place, la différence de température entre les gaz chauds et l'air environnant (plus élevés avec la présence de la chambre) entraîne un ΔT , donc un nombre de Grashof (déf. Page 112) et une fréquence de battement plus faibles.

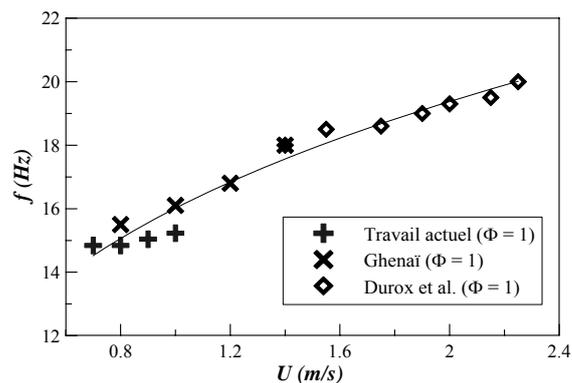
X.3 Influence de la vitesse débitante

Lorsque la vitesse débitante augmente, la hauteur de flamme croît quelle que soit la pression et quelle que soit la richesse. Les résultats sont donnés pour une richesse stœchiométrique et à pression atmosphérique (Figure C. 5). La vitesse de combustion laminaire est indépendante de la vitesse d'entrée des gaz. Donc si la vitesse débitante augmente, la hauteur de la flamme sera plus importante.



**Figure C. 5 : Flamme laminaire en fonction de la vitesse débitante
($P = 0.1 \text{ MPa}$ et $\phi = 1$)**

La Figure C. 6 représente l'évolution de la fréquence d'oscillation de la flamme en fonction de la vitesse débitante à richesse 1 et à pression atmosphérique. Les résultats de Ghenai [34], obtenus avec un brûleur de diamètre 12 mm à pression atmosphérique, et ceux de Durox [26], obtenus avec un brûleur de diamètre 8 mm à basse pression (0.03 MPa), ont été ajoutés sur le graphe.



**Figure C. 6 : Fréquence de battements de la flamme
en fonction de la vitesse débitante à richesse 1**

La fréquence de battement de la flamme augmente lorsque la vitesse débitante croît, comme Ghenai et Durox ont pu l'observer. Ce dernier a établi une loi de l'évolution de la fréquence de

battement en fonction de la vitesse débitante de la forme $f = a \cdot U^m$ où $m = \frac{1}{4}$ pour une richesse de 1 avec une pression de 0,03 MPa. Sur la Figure C. 7 ont été reportée la fréquence de battement de la flamme en fonction de la vitesse pour deux richesses différentes ainsi que l'approximation donnée par la formule précédente.

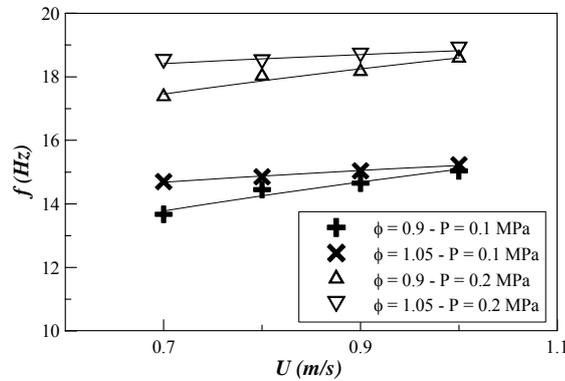


Figure C. 7: Fréquence d'oscillation de la flamme en fonction de la richesse débitante approximée par la formule $f = a \cdot U^m$ (ligne)

A pression atmosphérique, pour une richesse de 0.9, le coefficient m a une valeur de 0.26; et à richesse 1.05 le coefficient m vaut 0,1. A 0.2 MPa, pour une richesse de 0.9, le coefficient m a une valeur de 0.18; et à richesse 1.05 le coefficient m vaut 0,06. La première observation que l'on peut faire c'est que ce coefficient m dépend beaucoup de la pression. Plus la pression augmente, plus la valeur de ce coefficient diminue. C'est pourquoi nos valeurs sont inférieures à celles trouvées par Durox, notamment à richesse stœchiométrique. D'autre part, lorsque la richesse du mélange est augmentée, le coefficient m diminue très nettement.

X.4 Influence de la pression

La Figure C. 8 représente l'évolution du front de flamme en fonction de la pression. Nous pouvons voir que la hauteur de flamme croît. La hauteur du cône est environ 1.5 fois le diamètre du brûleur à pression atmosphérique et 2 fois le diamètre à 0.2 MPa. En effet, avec l'augmentation de pression, la vitesse de combustion laminaire décroît. Ainsi on observe l'effet inverse de l'effet de la richesse. Si la pression augmente, le régime devient turbulent et on observe la formation de cellules sur le front de flamme qui n'est ainsi plus conique. Une étude bien détaillée a été réalisée sur la formation de flamme cellulaire par Durox en 1992 [27]. Dans notre travail, nous sommes restés à des nombres de Reynolds suffisamment faibles pour avoir une flamme parfaitement conique, sans formation de cellules.

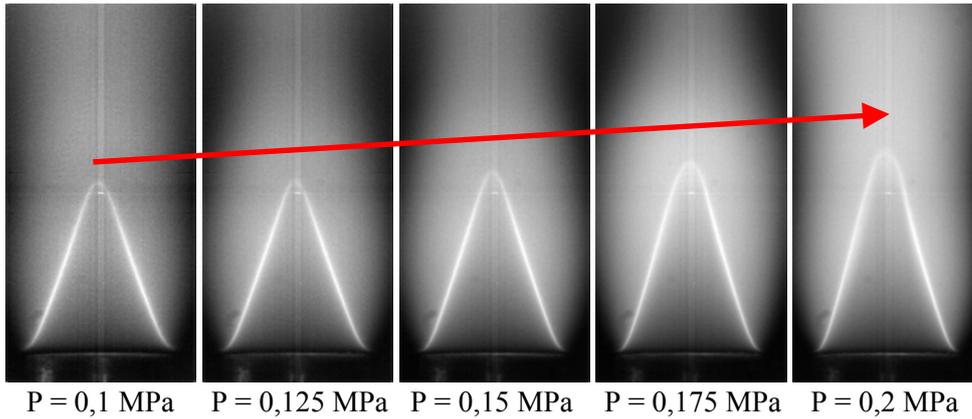


Figure C. 8 : Flamme laminaire en fonction de la pression
($U=1$ m/s et $\phi=1$)

La fréquence d'oscillation augmente avec la montée en pression (Figure C. 9). En effet, l'augmentation de pression entraîne une augmentation de la densité des gaz et par conséquent une augmentation de l'oscillation naturelle de la flamme. Il a été montré [24] que le fait de diminuer la pression permettait de réduire les effets de la gravité et donc de réduire le battement de la flamme.

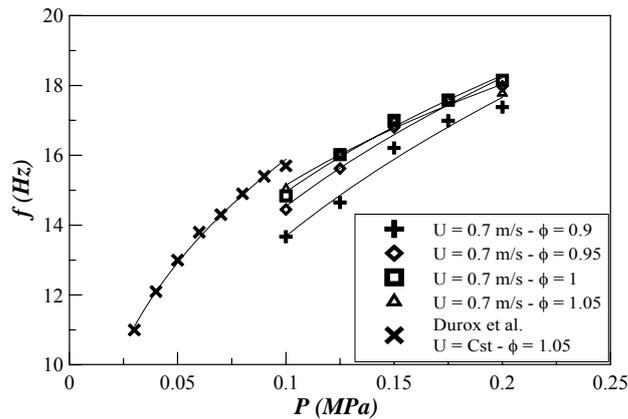


Figure C. 9 : Fréquence d'oscillation de la flamme en fonction de la pression

Durox et al. [26] ont étudié l'influence de la basse pression sur le battement de la flamme. Durox et al. ont constaté que la fréquence de battement est proportionnelle à P^q , avec $q = 0.3$ pour une richesse de 1.05. Dans nos différents cas de figure, la valeur de q est approximativement 0.3 (Tableau C. 1).

q	$U_0 = 0.7$ m/s	$U_0 = 0.8$ m/s	$U_0 = 0.9$ m/s	$U_0 = 1$ m/s
$\phi = 0.90$	0.37	0.31	0.31	0.31
$\phi = 0.95$	0.33	0.31	0.3	0.3
$\phi = 1.00$	0.29	0.28	0.29	0.29
$\phi = 1.05$	0.25	0.26	0.26	0.25

Tableau C. 1 : Evolution du coefficient q pour différentes vitesses débitantes et richesses.

En moyenne, q vaut 0.3, mais nous pouvons observer que q est constant en fonction de la vitesse débitante mais décroît lorsque la richesse augmente. Et ces résultats corroborent bien ceux de Durox et al. puisqu'à richesse stœchiométrique, q vaut 0.3.

X.5 Nombre de Strouhal

La fréquence d'oscillation du front de flamme laminaire peut être représentée par le nombre sans dimension appelé nombre de Strouhal, St . Il décrit les mécanismes de recirculation périodique et est défini de la manière suivante:

$$St = \frac{f \cdot D}{U_0}$$

f est la fréquence d'oscillation de la flamme, U_0 est la vitesse débitante et D est le diamètre du brûleur. La Figure C. 10 représente la variation du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds pour différentes pressions et différentes richesses. Le nombre de Strouhal augmente légèrement lorsque le mélange est plus riche. Ce résultat coïncide bien avec ceux de Ghenai, qui observa une augmentation de ce nombre dans le cas des flammes pauvres (à pression atmosphérique). Par contre pour les flammes riches, il observa que ce nombre diminue lorsque la richesse augmente.

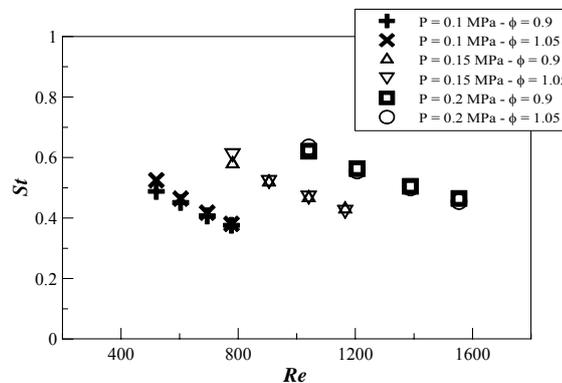


Figure C. 10 : Evolution du nombre Strouhal en fonction du nombre de Reynolds

Pour une pression constante, lorsque le nombre de Reynolds décroît, le nombre de Strouhal augmente. En effet, la gravité est prédominante et par conséquent la fréquence d'oscillation devient importante. Concernant l'effet de la pression, le nombre de Strouhal augmente avec la pression pour une même richesse. L'effet de gravité est d'autant plus important que la pression, donc la densité, augmente.

L'étude menée par Kostiuik et Cheng en 1995 [58] a montré qu'il existait une relation entre le nombre de Strouhal qui tient compte des battements de la flamme, le nombre Richardson qui est le rapport entre l'énergie potentielle gravitationnelle et l'énergie cinétique et le nombre de

Reynolds qui est le rapport entre forces d'inertie et forces visqueuses. Cette formule fut reprise et corrigée dans l'article de Gotoga et al. en 2003 [36] :

$$\frac{St *^2}{Ri} = 0.00028 Re^{*2/3}$$

L'astérisque * représente la normalisation par le terme d'expansion thermique $(1+\tau)$. Le facteur d'expansion thermique tient compte des effets de la gravité pour différents mélanges, et des pressions variables. A titre d'exemple, il vaut 6 pour un mélange avec une richesse de 0.9 et 6.6 pour une richesse de 1.05.

Sur la Figure C. 11, les données ont été approximées par une équation linéaire passant par l'origine. L'effet de la pression a été représenté pour une vitesse débitante de 1 m/s et une richesse de 0.9. L'effet de la richesse a été représenté pour une vitesse débitante de 1 m/s à pression atmosphérique. Enfin les résultats en fonction de la vitesse débitante ont été donnés pour une richesse de 0.9 à pression atmosphérique. Les résultats pour les autres cas d'études sont équivalents à ceux présentés ci-dessous.

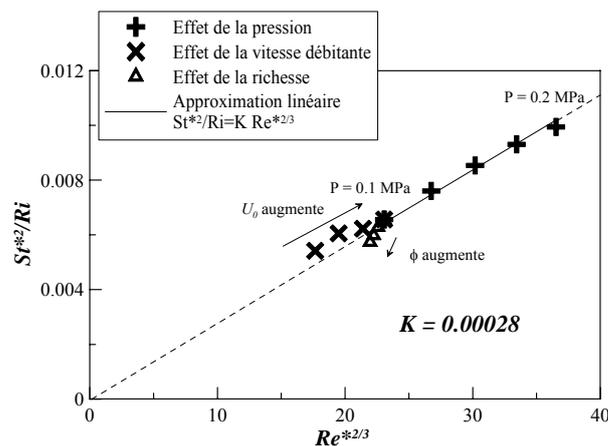


Figure C. 11 : Corrélation empirique concernant les fréquences de battement de la flamme

La constante K est de 0.00028 pour l'approximation des résultats en fonction de la pression. Elle vaut 0.00029 avec la variation de la vitesse débitante, et 0.00027 avec la variation de la richesse. Cette expression empirique reste donc valable quelles que soient les conditions d'expérimentation.

X.6 Nombre de Grashof

Le nombre de Grashof mesure le rapport des forces gravitationnelles aux forces de viscosité agissant sur le fluide. Il rend compte alors des phénomènes de convection naturelle. Dans notre cas d'étude, plus ce nombre sera élevé, plus la fréquence d'oscillation de la flamme sera

importante. Il est défini à partir du coefficient d'expansion thermique τ , de la masse volumique ρ , de la viscosité dynamique η , et d'une longueur caractéristique L .

$$Gr = \frac{g \tau \Delta T L^3}{\nu^2} = \frac{g \tau \rho^2 \Delta T L^3}{\mu^2}$$

On prendra comme longueur caractéristique le diamètre du brûleur. La longueur L est donc constante.

Le nombre de Grashof s'exprime aussi en fonction du nombre de Richardson Ri et du nombre de Reynolds Re :

$$Gr = Ri Re^2$$

L'étude du nombre de Grashof montre que lorsque la pression augmente c'est la variation de la masse volumique qui conditionne l'évolution de la fréquence d'oscillation. En effet, la masse volumique augmente de 800% entre 0.1 et 0.9 MPa. Ceci s'explique par le fait que la masse volumique est proportionnelle à la pression. Par contre, S_L^0 diminue de 72% et les variations de température ΔT sont très faibles. On observe une nette augmentation de la fréquence de battement de la flamme en fonction de la pression via la diminution de la viscosité cinématique.

La Figure C. 12 représente l'augmentation du nombre de Grashof et de la fréquence d'oscillation de la flamme en fonction de la pression pour une vitesse débitante de 0.7 m/s et à richesse stœchiométrique.

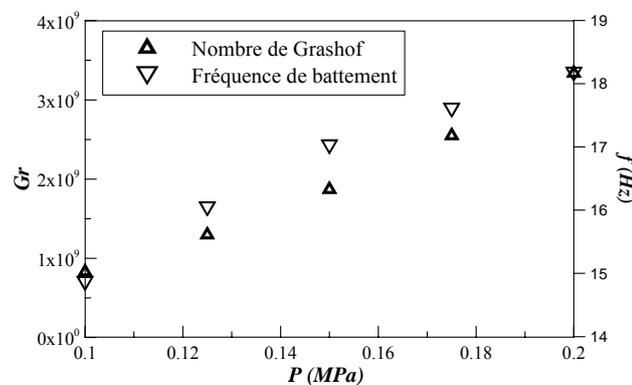


Figure C. 12 : Nombre de Grashof et fréquence de battement en fonction de la pression ($U = 0.7$ m/s et $\phi = 1$)

Lorsque la richesse augmente, la variation de température est prédominante par rapport à la viscosité cinématique ν , qui reste quasiment constante. En effet, si la richesse passe de 0.6 à 1 à pression atmosphérique pour un mélange CH_4 -air, on observe une augmentation de 230% de S_L , ce qui entraîne une augmentation de 110% de $\tau \Delta T$. Donc la fréquence de battement augmente. Dans l'étude des flammes diluées en CO_2 (Partie E – page 171), nous verrons que les mêmes mécanismes sont mis en jeu, avec une diminution de la vitesse de combustion laminaire qui entraîne une baisse de $\tau \Delta T$ et donc une baisse de la fréquence d'oscillation de la flamme.

X.7 Conclusion sur l'oscillation de la flamme laminaire

L'oscillation du front de flamme a pu être étudiée en utilisant une caméra rapide fonctionnant ici à 40 Hz.

L'évolution de la fréquence de battement de la flamme en fonction de la richesse suit l'évolution de la vitesse de propagation laminaire. Ainsi en mélange pauvre, elle augmente et en mélange riche, elle diminue [34]. L'étude du nombre de Grashof a montré que c'est l'expansion thermique et les variations de température directement liés à la vitesse de combustion laminaire qui conduisent à une hausse de la fréquence de battement en mélange pauvre.

Concernant l'effet de la vitesse débitante, la fréquence d'oscillation augmente lorsque l'entrée des gaz est plus rapide. La corrélation établie par Durox et al. [26] selon laquelle la fréquence augmente en $U^{0.25}$ est valable seulement à richesse stœchiométrique et à pression atmosphérique. Lorsque la pression augmente ou lorsque la richesse diminue, l'évolution en fonction de U est moins rapide.

La fréquence d'oscillation de la flamme augmente avec la pression. L'évolution observée par Durox et al. en $P^{0.3}$ à basse pression reste valable dans le cas des hautes pressions. L'étude du nombre de Grashof a mis en avant que c'est la variation de la masse volumique du mélange qui engendre une convection naturelle et des oscillations plus importantes avec la montée en pression.

Enfin, tous les résultats obtenus pour les différents cas de figure peuvent être approximés par une formulation établie par Kostiuk et Cheng [58], qui relie le nombre de Strouhal (relatif à la fréquence liée à la recirculation des gaz brûlés), le nombre de Richardson (relatif à la gravité) et le nombre de Reynolds.

$$\frac{St *^2}{Ri} = 0.00028Re*^{2/3}$$

Nous avons pu voir qu'il existait une interaction entre la fréquence de battement de la flamme et la vitesse de combustion laminaire, notamment lorsque la richesse est modifiée. Ce résultat sera aussi valable lorsque l'on diluera le mélange avec du CO_2 (Partie E – page 171). Après avoir étudié la fréquence d'oscillation de la flamme, nous allons pouvoir nous intéresser à la vitesse de combustion laminaire.

XI Vitesse de combustion laminaire

Très peu d'études expérimentales ont été réalisées pour la détermination de la vitesse de combustion laminaire à haute pression. Quelques études seront citées :

- Celles de Vagelopoulos et al. [104] en 1994 et de Hassan et al. [44] en 1998 qui ont utilisés une flamme à contre courant,
- Celle de Rozenchan et al. [89] en 2002 avec le dispositif de la bombe sphérique
- Celle de Ogami et Kobayashi [77] en 2005 avec une flamme de type Bunsen.

L'objectif de ce chapitre est donc d'étudier l'effet de la haute pression et des différents types de mélange sur la vitesse de propagation laminaire. Trois méthodes, deux expérimentales et une numérique, sont comparées et confrontées à la littérature.

XI.1 Méthodes de détermination

XI.1.1 A partir du code CHEMKIN– Méthode A

Les calculs de vitesse de combustion laminaire, d'épaisseurs de flamme et d'autres paramètres caractéristiques de la flamme ont été effectués avec le code de calcul PREMIX et de la bibliothèque CHEMKIN-II. La cinétique chimique a été modélisée par le mécanisme GRI-Mech v.3.0. tronqué du mécanisme d'oxydation de N_2 [100].

XI.1.2 A partir des images brutes – Méthode B

La première méthode expérimentale pour déterminer S_L^0 est basée sur les images obtenues avec la caméra rapide, en employant une formulation de conservation de la masse. Le volume de gaz par seconde sortant du brûleur $U \cdot (\pi \cdot R^2)$ est égal au volume de gaz traversant le front de flamme $S_L^0 \cdot S_{\text{cône}}$. La surface du cône est obtenue en faisant une demi révolution du front de flamme selon l'axe du brûleur.

XI.1.3 A partir des champs PIV – Méthode C

En ce qui concerne la détermination de la vitesse de combustion laminaire à partir des champs PIV, deux méthodes ont été testées. La première consiste à calculer S_L avec la méthode du cône:

$$S_L = U_1 \cdot \cos(\alpha_2)$$

U_1 est la vitesse axiale des gaz frais, et α_2 est l'angle entre la tangente au front de flamme et l'axe horizontal (Figure A.7). U_1 est la vitesse moyenne sur l'axe vertical avant le front de flamme à partir du brûleur jusqu'au front de flamme.

La vitesse de propagation laminaire a été aussi été calculée avec la méthode de Ogami et Kobayashi [77] :

$$S_L = U_r \sin(\theta)$$

U_r est la vitesse locale au début de la zone de préchauffage. Cette vitesse est déterminée en relevant la vitesse minimale sur les lignes de courant du champ de vitesse. En effet sur une ligne de courant, on observe tout d'abord une diminution de la vitesse puis une accélération due à l'expansion thermique de la réaction de combustion (Figure C. 13). θ est l'angle entre la ligne courant et la tangente au front de flamme.

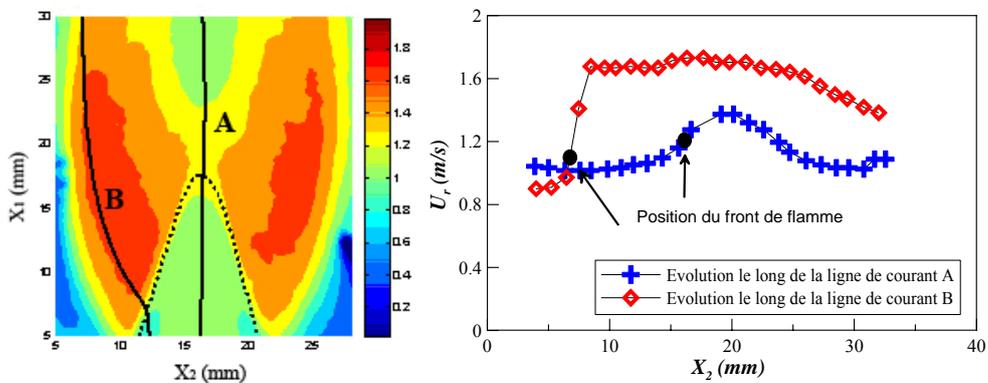


Figure C. 13 : Evolution de U_r le long de 2 lignes de courant.

Ces deux méthodes sont comparées pour différentes pressions, une richesse de 1.05 et une vitesse débitante de 1 m/s sur la Figure C. 14. Les croix représentent la méthode d'Ogami et Kobayashi et les lignes représentent la méthode du cône.

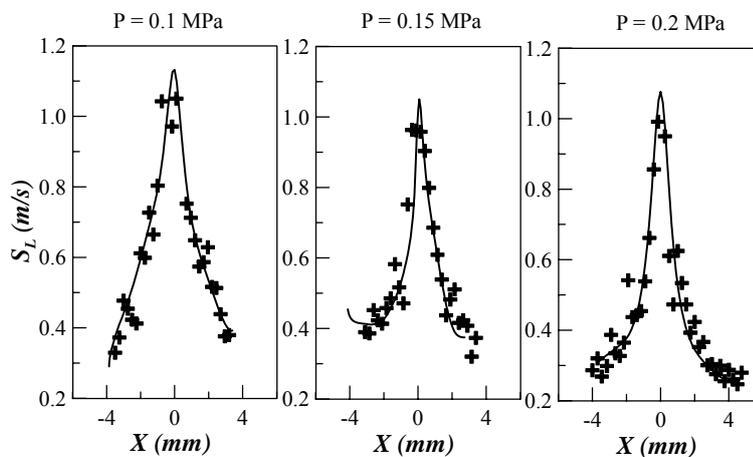


Figure C. 14 : Comparaison de la méthode de Ogami et Kobayashi [77] (+) et celle du cône (-) pour la détermination de la vitesse de combustion laminaire – $\phi = 1.05$ et $U_0=1$ m/s

Les deux méthodes sont en très bon accord quelle que soit la pression. La méthode la plus simple et prenant le moins de temps de calcul est celle du cône. Tous les résultats présentés maintenant seront issus de cette méthode. La vitesse de combustion laminaire non étirée S_L^0 est la vitesse relevée sur le côté du cône où $\kappa = 0$. L'effet de l'étirement sera étudié dans le chapitre suivant, mais nous pouvons déjà voir sur la Figure C. 28 qu'il existe effectivement une valeur de S_L lorsque $\kappa = 0$. Nous allons maintenant nous pencher sur l'effet de la richesse, de la pression et de la vitesse débitante sur S_L^0 .

XI.2 Influence de la richesse

Tout d'abord nous allons étudier la vitesse de combustion laminaire en fonction de la richesse. Les résultats présentés sur la Figure C. 15 sont donnés à pression atmosphérique avec une vitesse débitante de 1 m/s, pour un étirement nul. Il est connu que la vitesse de combustion laminaire augmente lorsque que l'on passe de mélange pauvre à un mélange stœchiométrique.

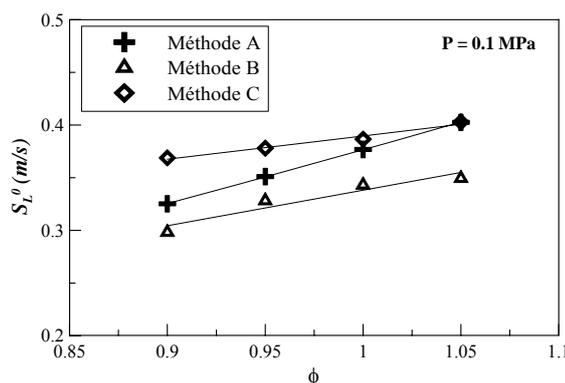


Figure C. 15 : Vitesse de combustion laminaire en fonction de la richesse à pression atmosphérique et une vitesse débitante de 1 m/s

La vitesse de combustion laminaire déterminée à partir de la surface du cône (B) est légèrement sous estimée par rapport à celle déterminée avec CHEMKIN (A). En effet, nous avons vu que le cône bleu, donc sa surface, sont plus grands (Figure B. 26). Par contre les résultats issus de la PIV (C) présentent des valeurs supérieures à celles calculées numériquement. De plus la pente de la courbe est identique dans les deux cas expérimentaux, et inférieure à la numérique. La concordance entre les 3 méthodes reste bonne.

Sur la Figure C. 16 sont tracés les résultats à 0.2 MPa. Concernant la méthode C, seules deux richesses ont été traitées (0.9 et 1.05). Alors qu'à pression atmosphérique, la méthode expérimentale B sous estime la vitesse de propagation laminaire par rapport à la méthode numérique A; à pression plus élevée, les observations sont opposées. Plus la pression augmente, plus les écarts sont importants entre l'expérimental et le numérique. En outre, il faut noter que les méthodes expérimentales concordent bien.

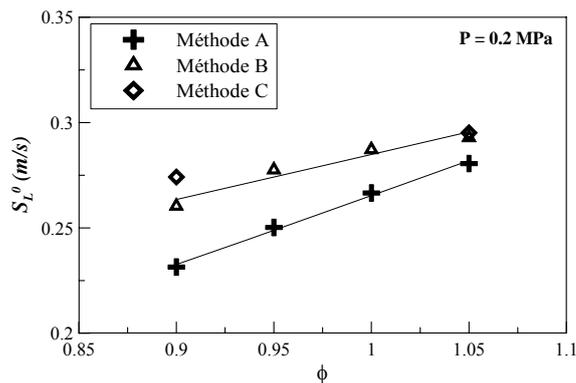


Figure C. 16 : Vitesse de combustion laminaire en fonction de la richesse pour une pression de 0.2 MPa et une vitesse débitante de 1 m/s

Enfin sur la Figure C. 17 sont comparées les différentes méthodes avec les résultats de la littérature (Vagepoulos et al. [104], Hassan et al. [44], Rozenchan et al. [89] et Ogami et Kobayashi [77]) à pression atmosphérique en fonction de la richesse.

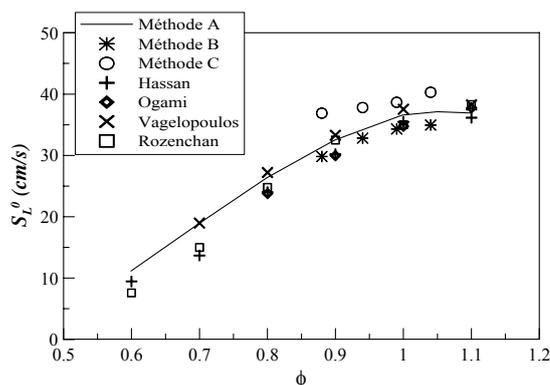


Figure C. 17 : Vitesse de flamme laminaire en fonction de la richesse ($U = 1$ m/s – $P = 0.1$ MPa) – Comparaison avec la littérature

La méthode numérique est très proche des résultats expérimentaux de la littérature. Cependant, la méthode B sous estime la valeur de S_L^0 mais suit bien la tendance. La méthode C surestime la vitesse de combustion laminaire avec une évolution moins bien cernée. Cette dernière méthode manque de précision car la détection du contour du front de flamme délimité par la disparition de l'encens est très approximative.

XI.3 Influence de la vitesse

Théoriquement, la vitesse de propagation laminaire ne dépend pas de la vitesse débitante des gaz frais. Cependant des variations de l'ordre de 5 % sont possibles, comme nous pouvons le voir sur la Figure C. 18. Ces petites différences peuvent être dues à la méthode de détermination

de S_L sur un cône et l'étirement que peut subir la flamme. De plus la variation de la vitesse de combustion laminaire en fonction de la richesse n'est pas la même selon la vitesse débitante. En effet, plus la richesse est élevée ou plus la vitesse débitante est faible, plus la flamme est petite. Donc les effets de courbure et d'étirement se font plus ou moins ressentir et la vitesse de flamme varie par conséquent. A pression atmosphérique, les résultats expérimentaux sont inférieurs à ceux numériques.

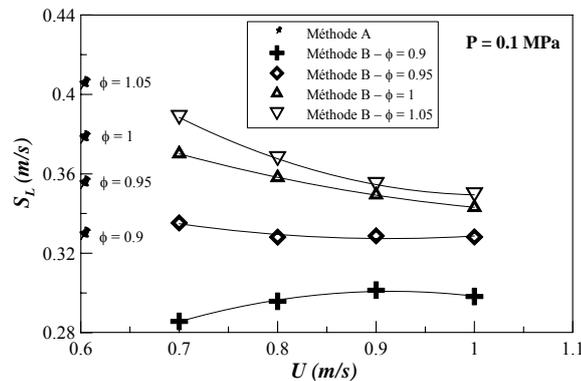


Figure C. 18 : Vitesse de combustion laminaire en fonction de la vitesse débitante à pression atmosphérique – Méthode A et B

Sur la Figure C. 19 sont présentés les résultats à 0.2 MPa. A pression plus élevée, les résultats expérimentaux sont supérieurs à ceux obtenus numériquement, observation déjà faite lors de l'étude en richesse.

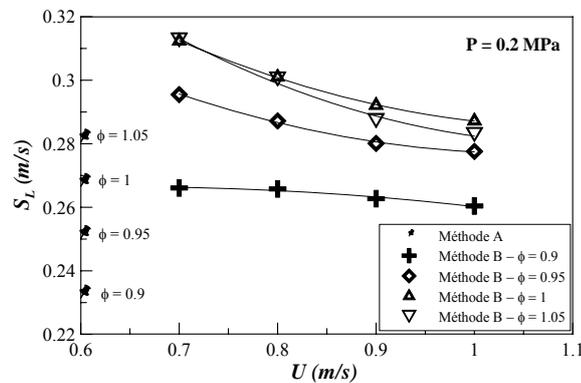


Figure C. 19 : Vitesse de combustion laminaire en fonction de la vitesse débitante pour une pression de 0.2 MPa – Méthode A et B

La vitesse de propagation laminaire décroît lorsque la vitesse débitante des gaz frais augmente. Cela s'explique par le fait que la surface du cône est plus importante lorsque la vitesse débitante augmente. Ainsi l'étirement est plus important modifiant légèrement la vitesse de combustion.

XI.4 Influence de la pression

Lorsque la pression augmente, la vitesse de combustion laminaire diminue en P^{-a} . Andrews et Bradley [2] ont proposé un coefficient a égal à 0.5 et Lachaux [60] un coefficient a de 0.6. Avec la méthode A nous obtenons une évolution de S_L^0 en $P^{-0.55}$. Les deux autres méthodes s'étendent sur une plage allant de 0.1 à 0.2 MPa, ce qui est trop peu pour avoir une bonne appréciation de la valeur a .

Comme nous avons pu le constater sur les Figure C. 15-15 et Figure C. 18-18, plus la pression croît, plus les écarts entre les valeurs expérimentales de la vitesse de propagation laminaire et les valeurs numériques sont importants.

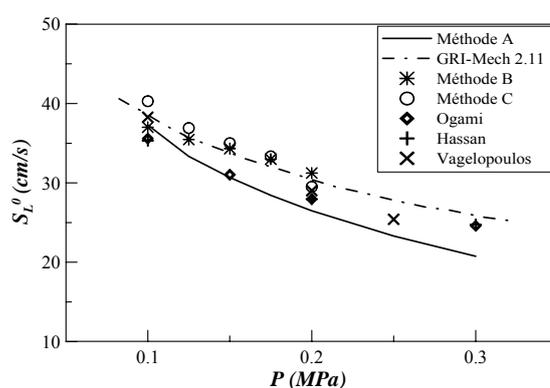


Figure C. 20 : Vitesse de flamme laminaire en fonction de la pression ($U = 1$ m/s – $\phi = 1$) – Comparaison avec la littérature

Sur la Figure C. 20, on observe très bien l'écart qui se forme entre les résultats expérimentaux et ceux numériques des calculs CHEMKIN avec le mécanisme de réaction GRI-Mech3 (Méthode A) lorsque la pression augmente. Par contre si l'on compare avec les calculs avec le mécanisme de réaction GRI-Mech2.11 [8], nos résultats expérimentaux sont beaucoup plus proches, contrairement aux résultats d'Ogami et Kobayashi [77], qui corroborent mieux avec ceux du GRI-Mech3.

XI.5 Conclusion sur la vitesse de combustion laminaire

Trois méthodes, deux expérimentales et une numérique, ont été employées pour déterminer la vitesse fondamentale de combustion laminaire. La méthode PIV semble être la plus éloignée, mais donne des tendances correctes. Sa mise en œuvre et le traitement des images sont compliqués, c'est pourquoi l'exactitude des résultats est mauvaise. Par contre, son utilisation s'avère indispensable pour la suite de l'étude. En effet, à partir des champs PIV et des contours de flamme, il sera possible d'étudier l'effet de l'étirement sur la vitesse de combustion laminaire.

La méthode classique du cône permet d'avoir une bonne évaluation de la vitesse de combustion laminaire. Les résultats sont proches de ceux numériques et sont surestimés lorsque la pression augmente. En effet, comme nous pouvons le voir sur la Figure B. 26, le contour bleu se trouve dans la réaction de combustion, là où les vitesses du champ ont déjà augmenté dues à l'expansion thermique. Donc cette dernière méthode reste limitée et un coefficient correcteur tenant compte de la position du front de flamme du cône bleu doit être mis en place. Cela peut être une correction de densité ou de température, grandeur non disponible dans cette étude.

Dans ce chapitre nous avons étudié la vitesse de combustion à étirement nul. Maintenant on va se pencher sur les effets de la courbure et de l'étirement sur cette vitesse.

XII Effet de la courbure et de l'étirement

En 1990, Echekki et Mungal [30] ont parallèlement mesuré la vitesse laminaire au sommet et sur les côtés d'une flamme laminaire conique à pression atmosphérique en utilisant la PTV (Particule Tracking Velocimetry) et déterminé la courbure de la flamme en s'appuyant sur des photographies de la flamme. Il a été montré que la vitesse de flamme croît de façon non linéaire en fonction de la courbure de la flamme et qu'elle dépend de manière linéaire de l'étirement du front de flamme. Les mesures PIV nous permettent de vérifier les dépendances de la vitesse de combustion laminaire à la courbure et à l'étirement et d'étendre les résultats à haute pression.

XII.1 La courbure

La mesure de la courbure a un caractère bidimensionnel bien que le phénomène de courbure soit un phénomène tridimensionnel. En considérant l'aspect axisymétrique du brûleur, le calcul est réalisé dans le plan (X_1, X_2).

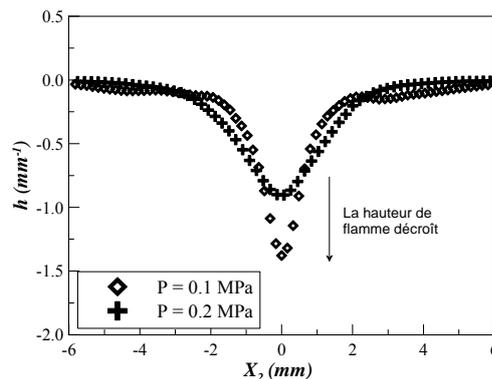


Figure C. 21 : Courbure du front de flamme pour deux pressions distinctes ($U = 1 \text{ m/s} - \phi = 1$)

La courbure est très importante au sommet du cône de la flamme (Figure C. 21). Sur les côtés du cône, la courbure est quasiment nulle. Bien que la flamme soit plus haute à haute pression (Figure C. 8), la courbure est moins importante au sommet de la flamme. Sur la Figure C. 8, on s'aperçoit que le sommet de la flamme est plus arrondi à des pressions élevées et donc la courbure est moins importante. Les mêmes conclusions peuvent être faites concernant l'influence de la richesse (Figure C. 22). Lorsque la richesse croît, la hauteur de flamme diminue et le rayon courbure maximal est moins important.

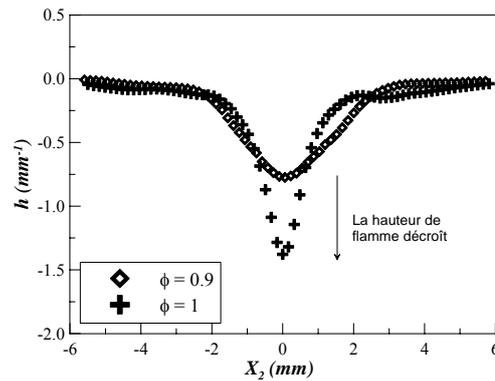


Figure C. 22 : Courbure du front de flamme pour deux richesses distinctes (P=0.1MPa – U₀=1m/s)

Par contre en faisant varier la vitesse débitante, la courbure se comporte différemment en fonction de la hauteur de la flamme (Figure C. 23). En effet, lorsque la vitesse débitante augmente, la hauteur de flamme croît. Le sommet de la flamme est plus fin et la courbure augmente.

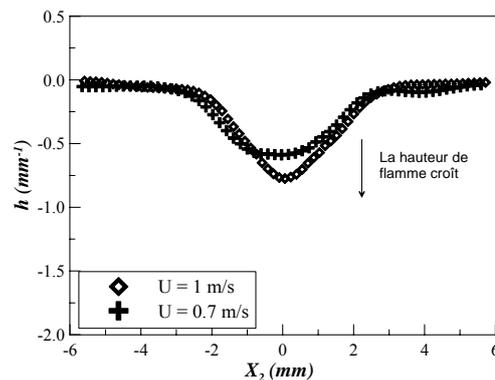


Figure C. 23 : Courbure du front de flamme pour deux vitesses débitantes distinctes (P = 0.1MPa – phi=0.9)

Donc si la hauteur croît en fonction de l'augmentation de pression, de la diminution de la richesse ou de l'augmentation de la vitesse débitante, la courbure n'a pas le même comportement. La hauteur de flamme H s'exprime de la façon suivante :

$$H = R \sqrt{\left(\frac{U_0}{S_L^0}\right)^2 - 1}$$

R est le rayon du brûleur. En fonction de la variation de pression et de richesse, c'est le changement de la vitesse de combustion laminaire S_L^0 qui fait varier la hauteur. Au contraire dans le cas où la variation de hauteur est engendrée par la variation de la vitesse débitante, S_L^0 est constante. Ceci peut expliquer cette différence de comportement.

L'observation des vitesses confirme l'évolution de la courbure le long du front de flamme. Sur la Figure C. 24 et la Figure C. 25, sont représentés les profils de vitesses axiale, radiale,

tangentielle et normale le long du front de flamme, ainsi que le module de la vitesse pour une richesse de 1, une vitesse débitante de 1 m/s et une pression de 0.2 MPa. Dans les autres cas d'étude, les profils sont similaires.

La vitesse axiale est quasiment constante sur la majeure partie du front de flamme, et tend vers zéros sur les lèvres du brûleur. Cette vitesse est très proche de la vitesse débitante et la zone pour laquelle la correspondance existe s'appelle le « cœur de potentiel ». La vitesse tangentielle est très faible car l'écoulement du jet est principalement axial.

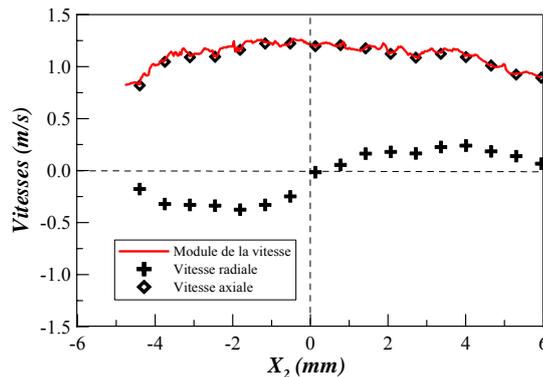


Figure C. 24 : Profils des vitesses axiale et radiale et module de la vitesse en chaque point du front de flamme ($P = 0.2 \text{ MPa} - U_0 = 1 \text{ m/s} - \phi = 1$)

La vitesse tangentielle est tout d'abord positive puis devient négative au sommet de la flamme. Elle est très proche en valeur absolue de la vitesse débitante sur les bords de la flamme. Tandis La vitesse normale au front de flamme est faible sur les côtés de la flamme et est de l'ordre de la vitesse débitante au sommet.

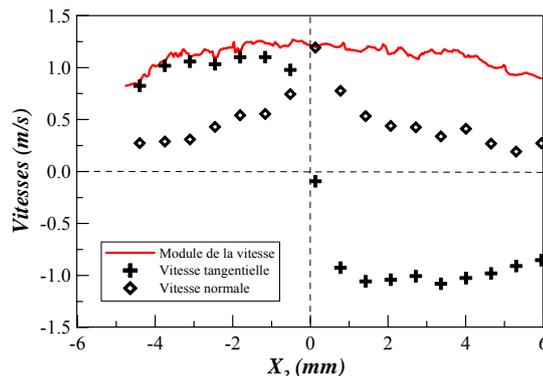


Figure C. 25 : Profils de vitesses tangentielle et normale au front de flamme et module de la vitesse ($P = 0.2 \text{ MPa} - U_0 = 1 \text{ m/s} - \phi = 1$) en chaque point du front de flamme

Au sommet du cône les courbures sont importantes. Ainsi, le front de flamme courbé agit comme une lentille qui focalise la chaleur des gaz brûlés vers les gaz frais. Ce phénomène a donc pour effet d'augmenter localement la température des gaz frais et d'accroître la vitesse de

propagation. Ces résultats corroborent bien avec ceux de Choi et Puri [17, 18], qui ont montré que S_L était largement supérieure à S_L^0 au sommet de la flamme.

Dans le cadre d'une flamme de type Bunsen, deux zones se différencient : le sommet et le coté du cône. Cette géométrie a un impact sur les vitesses de flamme qui sont accélérées au sommet (Figure C. 14), et ceci a été confirmé par l'étude la courbure. Maintenant, nous allons nous intéresser à l'étirement du front de flamme.

XII.2 L'étirement

L'étirement de la flamme \mathcal{K} peut être décomposée en deux contributions [13], l'une due à la déformation de la surface liée à l'écoulement \mathcal{K}_s et l'autre due à l'effet de la courbure \mathcal{K}_c .

$$\mathcal{K} = \mathcal{K}_s + \mathcal{K}_c = \vec{\nabla}_t \cdot \vec{U} + S_L h$$

h est la courbure calculée dans le paragraphe précédent. S_L est la vitesse de combustion laminaire locale calculée avec la méthode du cône. Le gradient tangentiel de la vitesse est calculé en fonction de l'abscisse curviligne le long du front de flamme. Il peut être estimé avec la formule suivante :

$$\vec{\nabla}_t \cdot \vec{U} = \frac{U_{GF(i+1)} - U_{GF(i)}}{s_{i+1} - s_i}$$

Les deux composantes de l'étirement le long du front de flamme sont représentées sur la Figure C. 26 en fonction de l'abscisse à 0.1 et 0.2 MPa avec une richesse stœchiométrique et une vitesse débitante de 1 m/s. Dans les autres cas de figures, les conclusions sont les mêmes.

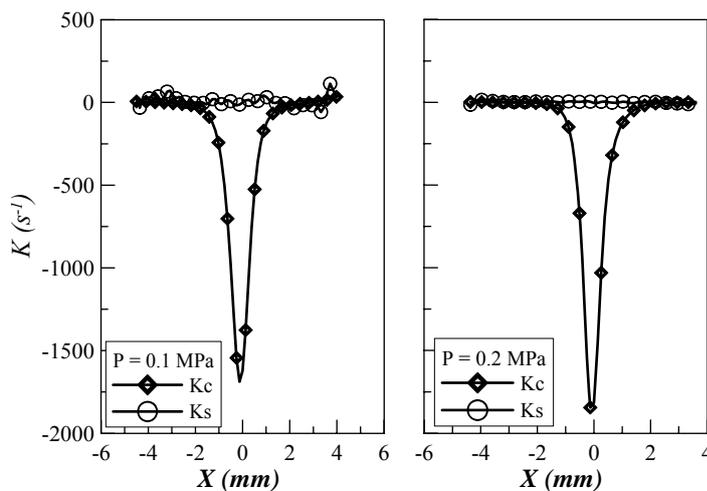


Figure C. 26 : Etirement le long du front de flamme
($\phi = 1$ et $U_0 = 1 \text{ m/s}$)

La composante de l'étirement liée à la courbure \mathcal{K}_c suit l'évolution de la courbure avec un pic de forte valeur négative au sommet du cône. L'étirement lié au cisaillement est quasiment nulle. Effectivement, le cisaillement est nul pour les flammes Bunsen. Donc pour un brûleur axisymétrique, l'étirement provient principalement de l'effet de courbure avec les valeurs absolues entre 1500 et 2000 s^{-1} . Il est intéressant d'étudier l'évolution de l'étirement maximum en fonction de la vitesse débitante, de la richesse et de la pression (Figure C. 27).

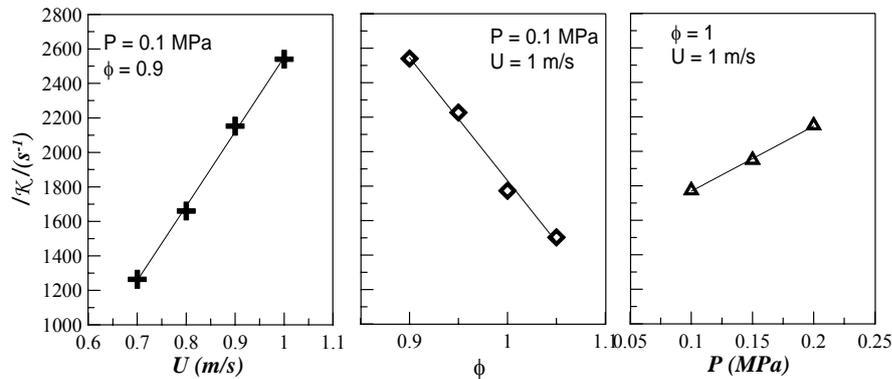


Figure C. 27 : Etirement maximum (module de l'étirement) en fonction de la richesse, de la vitesse débitante et de la pression

Contrairement à la courbure, l'étirement est directement lié à la hauteur de la flamme. Lorsque la vitesse débitante augmente ou lorsque que la pression augmente, la hauteur de flamme croît ainsi que l'étirement. Alors que lorsque la richesse du mélange augmente, la hauteur et donc l'étirement est diminué. Or l'étirement provient de l'effet de courbure :

$$\mathcal{K} \approx \mathcal{K}_C = S_L h$$

D'après cette dernière formule, l'évolution de \mathcal{K} n'est pas logique. En effet, lorsque la pression augmente, S_L^0 et la courbure h diminuent, or \mathcal{K} croît. Nous allons donc approfondir ce point dans le paragraphe suivant.

XII.3 Couplage Vitesse / Etirement

Le Tableau C. 2 résume les évolutions des différents paramètres en fonction de l'augmentation de la pression, la richesse et la vitesse débitante.

Tout d'abord notons que l'évolution de la vitesse de combustion laminaire à étirement nulle est différente de celle au sommet. L'évolution de l'étirement est cohérente si l'on le calcule à partir de la vitesse de combustion laminaire au sommet, $S_{L \text{ au sommet}}$, et non si on utilise S_L^0 . De plus, S_L est le paramètre prédominant dans le calcul de l'étirement. En effet, lorsque la pression augmente, la courbure décroît et $S_{L \text{ au sommet}}$ augmente, or la multiplication des deux paramètres aboutit à l'augmentation de l'étirement. Donc $S_{L \text{ au sommet}}$ est prédominant.

	U_0	ϕ	P
Hauteur H	↗	↘	↗
Courbure $ h $	↗	↗	↘
S_L^0	==	↗	↘
S_L au sommet	↗	↘	↗
Étirement $ \kappa $	↗	↘	↗

Tableau C. 2 : Résumé des résultats obtenus

La Figure C. 28 représente sur un même graphe la vitesse de combustion laminaire S_L et l'étirement κ pour une flamme à pression atmosphérique pour une richesse stœchiométrique et une vitesse débitante de 1 m/s.

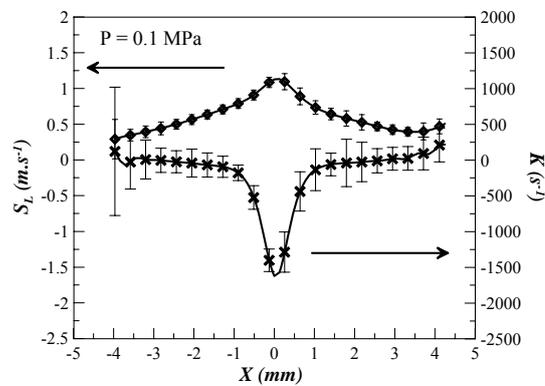


Figure C. 28 : Vitesse de combustion laminaire S_L et étirement κ à pression atmosphérique ($\phi = 1$ et $U_0 = 1$ m/s)

La vitesse de combustion laminaire est minimum pour un étirement nul, ce qui correspond aux côtés de la flamme. De plus, la vitesse de propagation laminaire croît lorsque que l'intensité de l'étirement augmente. Le maximum de S_L est ainsi obtenu au sommet de la flamme. La Figure C. 29 représente la vitesse de combustion laminaire S_L et l'étirement κ pour une pression de 0.2 MPa. Les conclusions sont les mêmes.

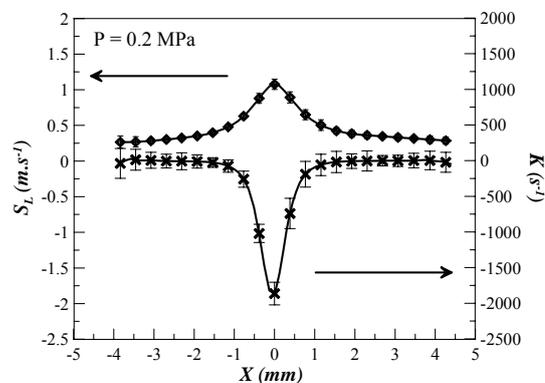


Figure C. 29 : Vitesse de combustion laminaire S_L et étirement κ pour une pression de 0.2 MPa ($\phi = 1$ et $U_0 = 1$ m/s)

Comme S_L est lié à l'étirement \mathcal{K} quelle que soit la pression, il est intéressant de tracer S_L en fonction de \mathcal{K} (Figure C. 30). Seul deux cas de pressions sont présentés, sachant que pour les autres cas d'étude, les évolutions sont similaires.

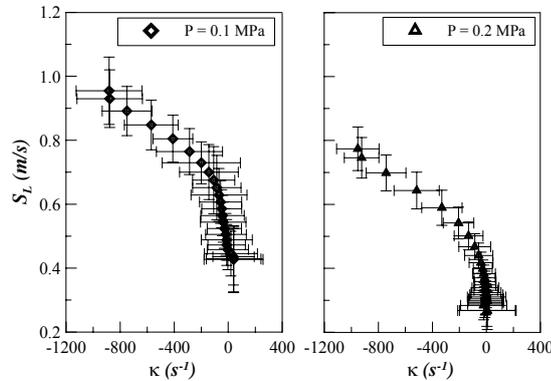


Figure C. 30 : Vitesse de combustion laminaire S_L en fonction de l'étirement \mathcal{K} pour deux pressions distinctes ($\phi = 1$ et $U_\theta = 1$ m/s)

On peut voir que la vitesse de combustion laminaire augmente lorsque $|\mathcal{K}|$ augmente, ce qui correspond au sommet de la flamme. Et pour $|\mathcal{K}| = 0$, la vitesse de combustion laminaire est minimum, ce qui correspond au côté de flamme, là où la courbure dite nulle, que l'on assimile à la vitesse fondamentale de combustion sans étirement S_L^0 .

XII.4 Conclusion sur les effets de la courbure et de l'étirement

La courbure et l'étirement sont deux paramètres primordiaux dans le calcul de la vitesse de combustion laminaire. Le sommet du cône est un point singulier où la courbure très importante agit comme une lentille de focalisation de la température et ainsi entraîne l'augmentation des vitesses. En ce même point, l'étirement est maximum et la valeur de S_L est largement supérieure S_L^0 . La valeur de S_L à étirement nul est relevée là où $\mathcal{K} = 0$, sans qu'une interpolation ne soit faite.

PARTIE D :

Etude des flammes turbulentes à haute pression

Contexte

Cette partie est la continuité des travaux réalisés à l'ICARE lors des dernières thèses consacrées à l'étude de la haute pression. Lachaux [59-61] fut le premier, à Orléans, à caractériser l'effet de l'augmentation de pression sur les flammes turbulentes de prémélange CH₄-Air. Il a largement contribué à la caractérisation macroscopique de ce type de flamme. Ensuite Halter [42, 43] continua ce projet en étudiant la structure interne de la flamme à l'aide de l'imagerie Rayleigh. Cela a ainsi permis d'obtenir une meilleure compréhension des interactions entre la turbulence et la combustion.

Du point de vue de la modélisation, Lachaux a utilisé ses résultats expérimentaux pour tester le modèle BML [10]. Halter a complété cette analyse en appliquant ses résultats issus de l'expérience au modèle basé sur l'équation de transport de la densité de surface de flamme [107, 108]. Dans ce travail, un nouveau modèle basé sur l'équation de transport filtré [5, 16, 51] est testé. A partir des images tomographiques, il est possible de déterminer la densité de surface de flamme filtrée, et de relier ce dernier à l'aspect fractal de la flamme de prémélange.

Donc dans un premier temps, nous déterminerons à partir des images tomographiques, les caractéristiques fractales de la flamme via la méthode des compas. Il sera alors possible de voir si des corrélations existent entre les paramètres fractals et les structures de flamme ou les échelles de turbulence. Ensuite, via la densité de surface de flamme filtrée, on pourra déterminer de nouveau les paramètres fractals et les comparer aux résultats trouvés avec la méthode des compas. Enfin, un modèle de sous maille pour le plissement de la flamme sera testé avec nos résultats expérimentaux, ce qui nous permettra de conclure si ce modèle reste valable à haute pression.

XIII Effet de la pression et de la richesse

XIII.1 Effet de la pression - Rappels

XIII.1.1 Rappels de l'effet de pression sur la structure macroscopique de la flamme

Ces rappels sont relatifs aux travaux réalisés par Lachaux [60]. L'ensemble de son étude a été réalisé pour un mélange CH_4 -air avec une richesse de 0.6, une vitesse débitante de 2.1 m/s. L'analyse des images tomographiques a montré que la structure de la flamme est complètement modifiée avec la montée en pression (Figure D. 1). En effet, la hauteur de flamme est plus importante et le front de flamme est plus éclaté avec la montée en pression.

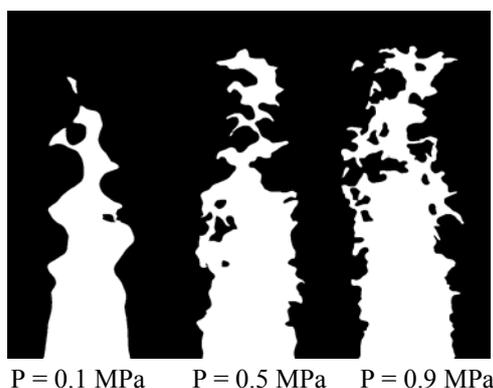


Figure D. 1 : Images binarisées pour des pressions de 0,1 MPa, 0,5 MPa et 0,9 MPa

Les études de la courbure et du plissement permettent de mieux se rendre compte de l'effet de la pression sur le front de flamme. La Figure D. 2 représente la PDF de courbure moyenne sur 300 contours de flamme. Avec l'augmentation en pression, les courbures sont plus intenses (le pic de la PDF décroît) et le plissement de la flamme est accentué.

De plus, on constate un élargissement de la PDF de courbure, qui traduit le fait que lorsque la pression augmente les petites structures sont plus nombreuses. Donc le rayon de courbure moyen diminue et cela implique une augmentation de la surface de flamme.

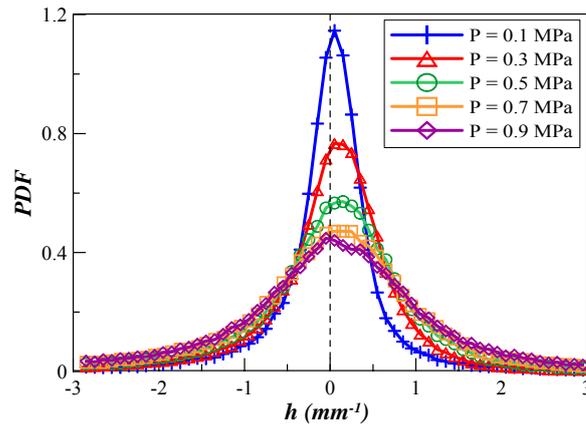


Figure D. 2 : PDF de la courbure du front de flamme pour différentes pressions

En ce qui concerne la densité de surface de flamme, et donc le taux de combustion, ils augmentent significativement. Nous pouvons le voir sur la Figure D. 3, qui représente l'évolution de la densité de surface de flamme en fonction de la variable d'avancement moyenne $\langle C \rangle$ pour différentes pressions. De plus, le maximum de cette densité de surface de flamme augmente linéairement avec la pression.

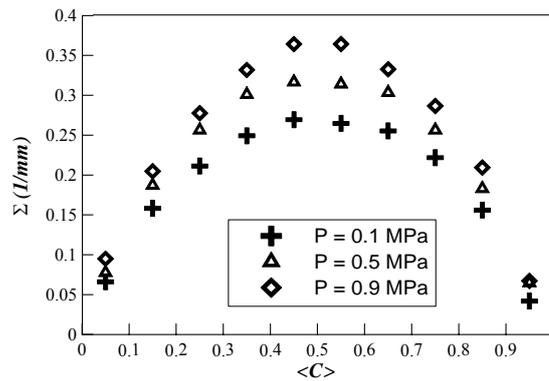


Figure D. 3 : Densité de surface de flamme en fonction des $\langle C \rangle$

Il est utile de se remémorer l'ensemble de ces résultats, qui seront corrélés aux résultats trouvés dans la suite de cette partie. De plus, ils permettront de bien comprendre l'évolution des caractéristiques fractales des flammes.

XIII.1.2 Effet de la pression sur la turbulence

L'étude de l'effet de l'augmentation de pression sur la turbulence a été réalisée de nouveau lors des mesures LDA. Le Tableau D. 1 regroupe les résultats pour un $\langle C \rangle = 0.05$ et à 5 mm au dessus du brûleur. Ils sont comparables à ceux trouvés par Lachaux [60] à 5 mm au dessus du brûleur et à ceux trouvés par Halter [42] pour $\langle C \rangle = 0.05$.

P (MPa)	ϕ	S_L (m/s)	u' (m/s)	v' (m/s)	u'/S_L	L_u (mm)	λ (mm)	η (mm)	δ_L (mm)	Re_t
<i>Pour $\langle C \rangle = 0.05$</i>										
0.1	0.6	0.112	0.15	0.12	1.33	9.0	3.92	0.338	0.201	80
0.3	0.6	0.058	0.19	0.16	3.27	6.1	1.6	0.11	0.130	210
0.5	0.6	0.041	0.18	0.15	4.39	5.8	1.3	0.073	0.109	307
0.7	0.6	0.034	0.19	0.14	5.58	4.9	0.9	0.057	0.095	373
0.9	0.6	0.029	0.17	0.15	5.86	8.5	0.82	0.047	0.085	405
<i>A 5 mm au dessus du brûleur</i>										
0.1	0.6	0.112	0.16	0.14	1.42	2.9	1.7	0.21	0.201	20
0.3	0.6	0.058	0.19	0.17	3.27	2.9	1.1	0.09	0.130	105
0.5	0.6	0.041	0.19	0.17	4.39	3	0.88	0.062	0.109	180
0.7	0.6	0.034	0.19	0.18	5.58	3.2	0.77	0.048	0.095	287
0.9	0.6	0.029	0.18	0.17	6.21	2.9	0.65	0.040	0.085	303

**Tableau D. 1 : Echelle de turbulence en fonction de la pression
A 5 mm au dessus du brûleur et pour un $\langle C \rangle = 0.05$**

Concernant les résultats à 5 mm au dessus du brûleur, l'échelle intégrale de longueur L_u ne varie pas en fonction de la pression et est imposée par la géométrie du brûleur. Par contre l'échelle de Kolmogorov décroît en $P^{-3/4}$ à cause de la décroissance de la viscosité cinématique ν avec la pression. La taille des petites structures turbulentes diminue avec la montée en pression.

Concernant les résultats pour $\langle C \rangle = 0.05$, les effets de la combustion sont répercutés sur l'échelle intégrale qui diminue. La turbulence est homogène, par contre l'isotropie n'est pas parfaite.

D'autre part, l'épaisseur laminaire, calculés à l'aide du code PREMIX, décroît avec l'augmentation de pression. L'augmentation de la masse volumique prédomine sur la baisse de la vitesse fondamentale de combustion, et donc l'épaisseur laminaire décroît.

Ces résultats nous montrent dans l'ensemble que la pression modifie modérément le champ des vitesses (u' reste constant) mais affecte les échelles caractéristiques et les nombres sans dimensions (tels que le nombre de Reynolds turbulent Re_t) par l'intermédiaire de la viscosité cinématique.

XIII.2 Effet de la richesse

XIII.2.1 Effet de richesse sur la structure macroscopique de la flamme

Une étude de l'effet de la richesse sur la flamme de prémélange pauvre a été réalisée pour une vitesse débitante de 2.1 m/s à pression atmosphérique. Les images issues de la tomographie

nous montrent que la hauteur de flamme est beaucoup plus faible (Figure D. 4). Ceci résulte du fait que la vitesse de combustion est plus rapide. Par contre, contrairement à ce que l'on pouvait voir lors de l'étude en pression, la structure du front de flamme varie très peu lorsque la richesse augmente.

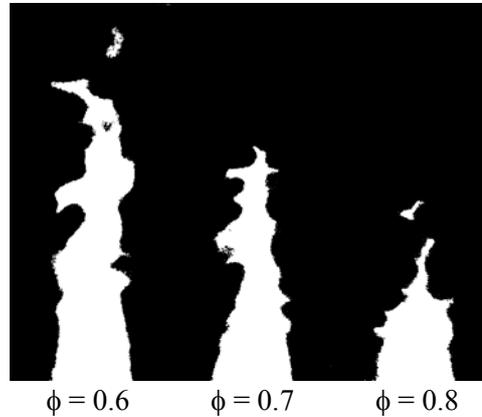


Figure D. 4 : Images binarisées pour des richesses de 0,6 ; 0,7 et 0,8

L'étude de la courbure confirme ce résultat. En effet, la PDF de courbure varie très peu (Figure D. 5). On note un faible élargissement de la courbe avec une petite diminution du pic du maximum de la PDF de courbure. Les changements sont de l'ordre de 5% entre la richesse 0,6 et 0,8 ; tandis que ceux dus à l'augmentation de pression sont de 25% entre chaque pas de 0,2 MPa.

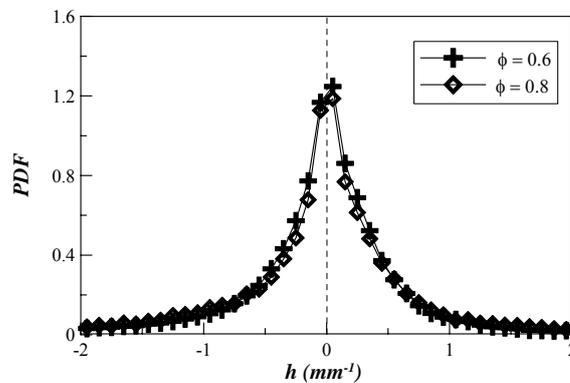


Figure D. 5 : PDF de courbure pour différentes richesses

Enfin la densité de surface de flamme et le taux de combustion varient très peu en fonction de la richesse. L'ensemble de ces résultats rejoignent ceux de Pavé [81].

XIII.2.2 Effet de la richesse sur la turbulence

En ce qui concerne l'effet de la richesse sur les échelles de turbulence, nous pouvons voir que les échelles de Kolmogorov, qui représentent les plus petites structures, restent constantes ; ainsi

que l'échelle intégrale de turbulence, qui représentent les plus gros tourbillons (Tableau D. 2). Les échelles de turbulence restent inchangées, donc le nombre de Reynolds turbulent Re_t et l'intensité turbulente u'/S_L sont constants.

P (MPa)	ϕ	S_L (m/s)	u' (m/s)	u'/S_L	L_u (mm)	η (mm)	δ_L (mm)	Re_t
0.1	0.6	0.112	0.17	1.53	3	0.224	0.201	81
0.1	0.7	0.189	0.18	0.95	3	0.224	0.119	81
0.1	0.8	0.266	0.18	0.67	3	0.224	0.084	81

Tableau D. 2 : Echelle de turbulence en fonction de la richesse à 5 mm au dessus du brûleur

L'épaisseur de flamme laminaire δ_L décroît très fortement avec l'augmentation de richesse jusqu'à 1.05. La vitesse de combustion laminaire augmente, ainsi la combustion est plus rapide et l'épaisseur de combustion décroît. L'épaisseur laminaire est inversement proportionnelle à la vitesse S_L .

Après ce bref rappel concernant l'effet de la haute pression et de la richesse sur la structure de la flamme, nous allons nous intéresser à l'aspect fractal de la flamme. Nous allons voir que la topologie de la flamme conditionne les paramètres fractals.

XIV Etude fractale

La théorie fractale est utilisée dans la combustion turbulente de prémélange pour décrire les densités de surface de flamme filtrées dans le cadre de la modélisation LES. En effet, les données relatives à cette étude promeuvent le développement de modèles pour la simulation aux grandes échelles des écoulements réactifs. Les résultats exposés dans ce chapitre ont donné lieu à une publication dans le *Proceedings of the Combustion Institute* intitulée : « Fractal characterisation of high-pressure and hydrogen-enriched CH₄-air turbulent premixed flames » en 2007 [21]. Ici seuls les résultats concernant l'effet de pression et de richesse sur l'aspect fractal de la flamme seront présentés.

La méthodologie est décrite dans la Partie A.V et les résultats de l'étude fractale sont résumés dans le Tableau D. 3 pour les différentes pressions et différentes valeurs de richesse. On y trouve les caractéristiques globales de la flamme, ainsi que l'évolution du pic de la PDF de courbure qui, comme on le verra par la suite, est liée aux paramètres fractals.

P (MPa)	ϕ	u'/S_L	D_3	ε_i (mm)	ε_0 (mm)	D_3 évolution	Max. PDF courbure évolution
0.1	0.6	1.33	2.0974	1.5	14		
0.3	0.6	3.27	2.2091	0.85	9	+ 5%	- 33%
0.5	0.6	4.39	2.2405	0.8	8	+ 1.4%	- 26%
0.7	0.6	5.58	2.2478	0.75	6.5	+ 0.33%	- 17%
0.9	0.6	6.51	2.2502	0.7	6	+ 0.1%	- 6.5%
0.1	0.6	1.33	2.0974	1.5	14		
0.1	0.7	0.95	2.134	1.3	8.5	+ 1.7%	- 0%
0.1	0.8	0.67	2.139	1.1	4.5	+ 0.23%	- 3.3%

Tableau D. 3 : Conditions expérimentales et résultats fractals

Les différents paramètres fractals, dimensions fractales D_3 , fréquences de coupure interne ε_i et externe ε_0 , sont étudiés dans la suite de ce chapitre. Commençons tout d'abord par l'étude de la dimension fractale.

XIV.1 La dimension fractale

Les évolutions de la dimension fractale tridimensionnelle D_3 en fonction de la pression et de la richesse sont représentées sur la Figure D. 6, dont l'axe des abscisses est l'intensité de turbulence u'/S_L .

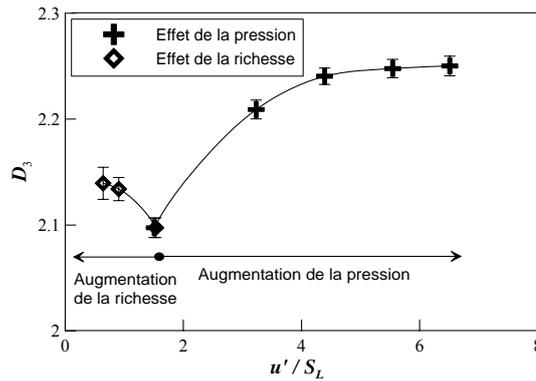


Figure D. 6 : Evolution de la dimension fractale en fonction de u'/S_L pour les différents cas d'étude.

La dimension fractale ne varie pas de la même manière selon la variation de pression ou la variation de richesse. La dimension fractale augmente dans les deux cas. Cependant la pression, ou la richesse n'ont pas la même influence sur u'/S_L . Lorsque la pression augmente, la dimension fractale et u'/S_L augmentent. Par contre, lorsque la richesse tend vers la stœchiométrie, la dimension fractale augmente, et u'/S_L décroît. La variation de D_3 en fonction u'/S_L est ainsi opposée à celle observée lorsque la pression augmente. Etudions donc de plus près les effets de la pression et de la richesse sur la dimension fractale.

XIV.1.1 Effet de la pression

En ce qui concerne l'évolution en fonction de la pression, la dimension fractale D_3 croît de 2 vers 2,3. A partir de 0,5 MPa les évolutions deviennent plus faibles. Cette évolution a été observée dans la plupart des études réalisées précédemment. Kobayashi et al. [54] trouvent que D_3 tend vers une limite de 2,3 lorsque u'/S_L croît, pour un mélange méthane/air et une richesse de 0,9. L'étude menée par Murayama et Takeno [75] montrent que D_3 tend vers 2,28 lorsque u'/S_L augmente pour une flamme CH_4 /air avec une richesse de 0,65. Il faut noter que dans les deux études citées précédemment, la vitesse de combustion laminaire reste constante et u' varie en changeant les grilles de turbulence. Au contraire dans notre configuration, u' reste constant, et la vitesse de combustion laminaire varie selon la pression, ou la richesse.

Sur la Figure D. 7, nous pouvons comparer nos résultats avec ceux de Kobayashi et al. [54], qui sont donnés pour une plaque perforée dont les diamètres de trous sont de 2 mm, avec une pression allant de 0.1 à 1 MPa pour un mélange méthane-air de richesse 0,9. La dimension fractale qu'il trouve reste inférieure à 2.67, qui est la limite théorique dans le cas d'une turbulence homogène de Kolmogorov.

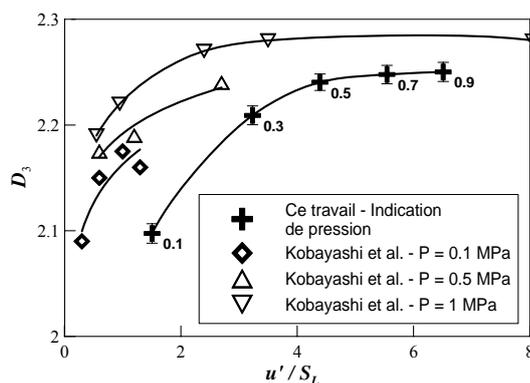


Figure D. 7 : Relation entre la dimension fractale et u'/S_L pour différentes pressions

De plus, les dimensions fractales déterminées par Kobayashi sont supérieures aux nôtres. Ceci s'explique par le fait que la richesse à laquelle il travaille est plus grande, ce qui induit une augmentation de la dimension fractale (Tableau D. 3)

En fonction de la pression, l'évolution de la longueur L de flamme en fonction de l'échelle de mesure ε bien marquée comme le montre la Figure D. 8.

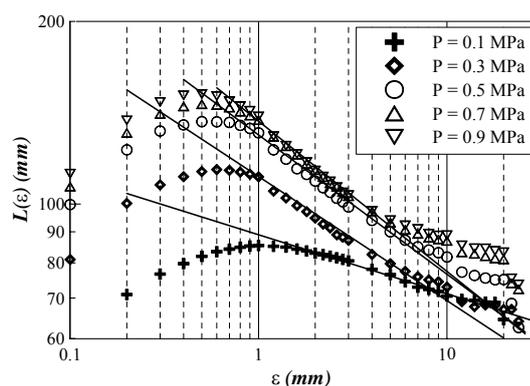


Figure D. 8 : Variation de la longueur mesurée en fonction de l'échelle de mesure pour différentes pressions

Nous pouvons voir que $L(\varepsilon)$ croît avec la pression. En effet, la hauteur de la flamme est plus importante, donc sa longueur aussi. De plus, la pente de la courbe est plus accentuée avec la pression, traduisant une augmentation de la dimension fractale. Ce qui s'explique par le fait que le front de flamme est plus plissé. En effet, si on considère une droite dans un plan, la dimension fractale est de 2 et elle augmente pour des images dont la courbure est plus importante. Il est donc possible de faire une corrélation entre la détermination de la courbure et de la dimension fractale. En effet, plus le pic de courbure en zéro sera bas, plus la dimension fractale sera grande (Tableau D. 3). Par contre, cela nous donne seulement une indication sur l'évolution de la dimension fractale et non la valeur de la dimension fractale.

D'après ce que l'on a vu précédemment, le fait de représenter D_3 en fonction de u'/S_L est trop restrictif. En effet, la dimension fractale n'évolue pas de la même manière selon u'/S_L . Donc, d'autres paramètres rentrent en ligne de compte. Il faut considérer tous les paramètres de la

combustion pour avoir une bonne appréciation de la dimension fractale. Le meilleur moyen actuellement d'avoir une idée de l'évolution de la dimension fractale est d'étudier la courbure du front de flamme.

Dans l'article de Lee [64], dans lequel il a voulu connaître les effets du nombre de Damköhler Da sur la dimension fractale, il a été démontré que la dimension fractale est proportionnelle à l'inverse du nombre de Damköhler. Dans notre cas, nous observons le même type d'évolution plus une variation fonction de $P^{-0.2}$. Il a été ainsi possible d'établir, avec $C_1 = 20$, que :

$$D_3 = \frac{C_1}{Da} \cdot \left(\frac{P}{P_0} \right)^{-0.2}$$

La Figure D. 9 représente les valeurs expérimentales et l'approximation donnée par Lee, corrigée avec un facteur $P^{-0.2}$, $f(Da,P)$. Les deux courbes sont très proches, et la différence maximum n'excède pas 1%. La formulation est donc assez bonne moyennant une correction en pression.

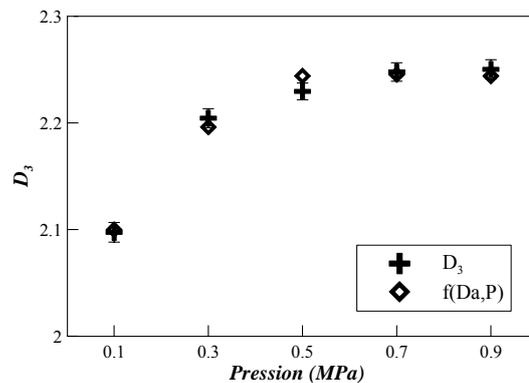


Figure D. 9 : Evolution de la dimension fractale en fonction de la pression

On peut ajouter que le nombre de Damköhler Da est proportionnel à $P^{-0.25}$ (contre $P^{-0.2}$ dans l'étude de Lachaux [60]) et donc que D_3 varie selon $P^{0.05}$.

XIV.1.2 Influence de la richesse

Lorsque la richesse du mélange augmente, nous observons la même corrélation courbure/dimension fractale. En effet, la courbure croît et la dimension fractale décroît. Cependant, la dimension fractale augmente lorsque u'/S_L décroît, ce qui est contraire aux résultats prédits dans les précédentes études fractales [41, 99]. Nous pouvons expliquer en partie cette différence par le fait que dans ces études la vitesse de combustion laminaire est gardée constante et u' variait. Dans notre cas de figure, u' est gardé constant et S_L varie en fonction de la richesse.

Quelques données trouvées dans les études de Gülder, Smallwood et al. [41, 99] permettent de justifier cet effet « contraire » lorsque la richesse tend vers 1. Tous les résultats sont résumés dans le Tableau D. 4 et représentés sur la Figure D. 10.

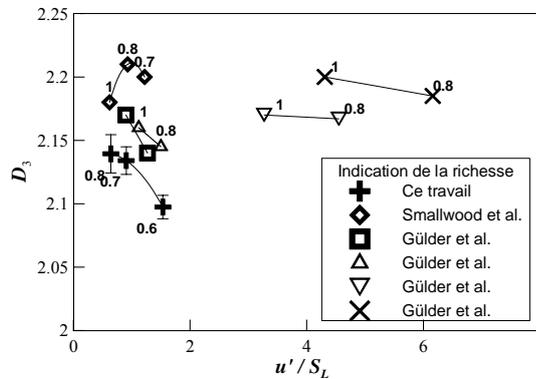


Figure D. 10: Evolution de la dimension fractale en fonction de u'/S_L lorsque ϕ augmente

Les résultats récoltés dans ces deux études [41, 99] ont été sélectionnés de telle sorte que l'échelle intégrale de la turbulence soit constante afin de se ramener à notre configuration.

Smallwood (CH ₄)	ϕ	Lu (mm)	u'/S_L	D_3
<i>losange</i>	0.7	3.1	1.22	2.2
	0.8	3.1	0.93	2.21
	1	3.1	0.62	2.18
Gülder (C ₃ H ₈)	ϕ	Lu (mm)	u'/S_L	D_3
<i>carré</i>	0.8	1.67	1.27	2.14
	1	1.51	0.9	2.17
<i>triangle</i>	0.8	1.8	1.5	2.145
	1	1.78	1.12	2.16
<i>triangle inversé</i>	0.8	1.7	4.55	2.167
	1	1.76	3.27	2.17
<i>croix</i>	0.8	1.9	6.16	2.185
	1	2.06	4.31	2.20

Tableau D. 4 : Récapitulatif des résultats fractals en fonction de la richesse [41, 99]

Dans tous les cas de figures, si on garde une échelle intégrale constante et que l'on fait varier la richesse, la dimension fractale décroît lorsque l'intensité de turbulence augmente. Donc on ne peut pas se fier seulement à u'/S_L pour décrire la dimension fractale. Par contre, nous avons vu que plus la courbure augmente en intensité, plus la dimension fractale augmente, comme dans le cas de la variation en pression. Cette dépendance nous donne seulement une indication sur les tendances de la dimension fractale.

Désormais nous allons nous pencher sur la fréquence de coupure interne et externe et nous allons voir que la courbure a aussi un rôle fondamental dans l'évaluation de ces paramètres.

XIV.2 La fréquence de coupure interne

En ce qui concerne la fréquence de coupure interne, représentative des plus petites structures, l'augmentation de pression entraîne une décroissance de ε_i , comme nous pouvons voir sur la Figure D. 11.

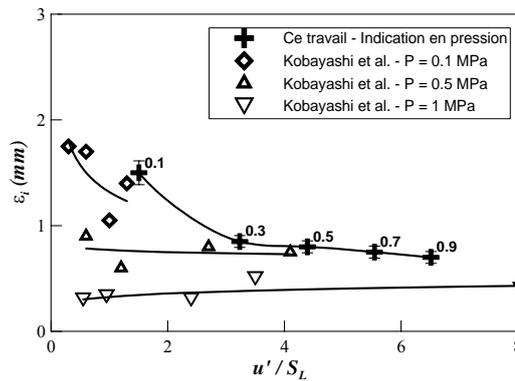


Figure D. 11 : Relation entre la fréquence de coupure interne en fonction de u'/S_L lorsque la pression varie.

Cela signifie bien que les échelles caractéristiques de la turbulence diminuent en taille. Les tendances observées par Kobayashi sont les mêmes [54].

L'évolution de ε_i avec la richesse est représentée sur la Figure D. 12. Les résultats de Gülder, Smallwood et al. [41, 99], dont les caractéristiques expérimentales sont récapitulées dans le Tableau D. 4, ont été aussi reportés.

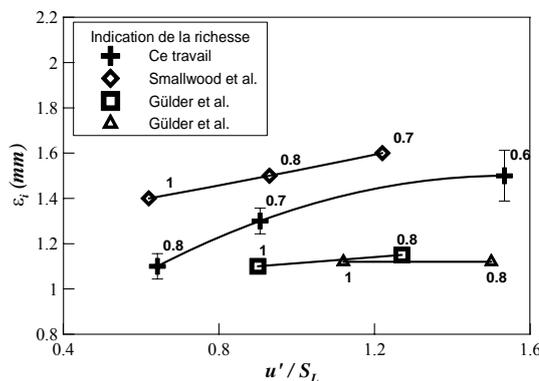


Figure D. 12 : Relation entre la fréquence de coupure interne en fonction de u'/S_L lorsque la richesse varie.

La tendance observée est que la fréquence de coupure interne croît avec le rapport u'/S_L et décroît quand la richesse augmente. On a donc un comportement en fonction de u'/S_L inverse à celui observé lors du changement en pression.

Pour l'instant, aucun lien précis entre la fréquence de coupure interne et les échelles de turbulences ne peut être fait. Cependant, il a été possible de démontrer qu'il existait un lien fort entre la courbure et la dimension fractale. Alors il semble intéressant d'étudier la corrélation qui peut exister entre la fréquence de coupure interne et le rayon de courbure moyen du front de flamme. Sur la Figure D. 13, l'ensemble des valeurs de ε_i normalisée par le rayon de courbure moyen \mathcal{R} en fonction de l'intensité de combustion sont représentées. Le rayon de courbure moyen est la moyenne des rayons de courbure calculés en chaque point du front de flamme sur 300 images de flamme pour chaque cas d'étude.

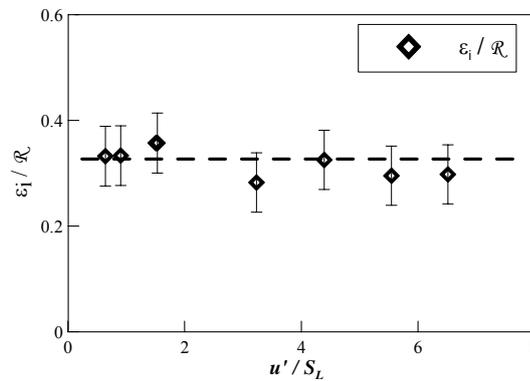


Figure D. 13 : Fréquence de coupure interne en fonction du rayon de courbure moyen

La fréquence de coupure interne normalisée par le rayon de courbure est constant égal à 0,33 en fonction de u'/S_L quel que soit la configuration expérimentale. Il existe donc un lien entre la fréquence de coupure interne et la courbure du front de flamme.

La fréquence de coupure interne, qui représente les plus petites échelles entre l'interaction des tourbillons avec le front de flamme, a été approximée par de nombreux modèles. Gülder et Smallwood [40] ont répertorié l'ensemble de ces modèles et les ont comparés entre eux. Suite à cette étude, il a été montré que ε_i/δ_L était proportionnel à $Ka^{-1/2}$ avec une épaisseur laminaire définie par $\delta_L = \nu/S_L$, où ν est la viscosité cinétique. Nous prendrons l'épaisseur de combustion laminaire formulée par Zeldovich, pour nos calculs :

$$\delta_L = \frac{\lambda_{GF}}{\rho_{GF} \cdot C_p_{GF} \cdot S_L}$$

Ainsi à pression atmosphérique, nous retrouvons bien la même relation de proportionnalité avec un coefficient 7. Ce coefficient de proportionnalité est celui aussi trouvé par Roberts et al. [88]. De plus, à partir de données expérimentales sur la fréquence de coupure interne, Roberts et al. en ont déduit l'expression empirique suivante :

$$\frac{\varepsilon_i}{\delta_L} = 2 \cdot \left(\frac{u'}{S_L} \right)^{-3/4} \left(\frac{L_u}{\delta_L} \right)^{1/4}$$

L_u est l'échelle intégrale de la turbulence. Dans cette étude, le nombre de Prandtl était de 0,72 et l'épaisseur laminaire de la flamme comme étant égale à $7,4 \alpha / S_L$. Ainsi l'équation résultante, d'après les données de Roberts et al. est :

$$\frac{\varepsilon_i}{\delta_L} = 7 \cdot \text{Ka}^{-1/2}$$

D'après les valeurs expérimentales obtenues, ε_i et δ_L évolue suivant $P^{0.4}$, et Ka est proportionnel à $P^{0.8}$. On peut donc en déduire une nouvelle formulation pour la fréquence de coupure ε_i en fonction de la pression :

$$\frac{\varepsilon_i}{\delta_L} = 7 \cdot \text{Ka}^{-1/2} \cdot \left(\frac{P}{P_0} \right)^{0.4}$$

Or le nombre de Karlovitz peut s'exprimer en fonction de l'épaisseur laminaire et de l'échelle de Kolmogorov par $\text{Ka} = (\delta_L / \eta)^2$. La fréquence de coupure interne peut être exprimée par :

$$\varepsilon_i = 7,6 \cdot \eta \cdot \left(\frac{P}{P_0} \right)^{0.4}$$

Les résultats issus de cette dernière formule ont été comparés et représentés sur la Figure D. 14.

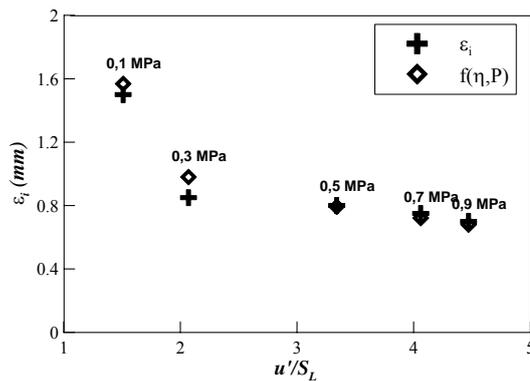


Figure D. 14 : Evolution de la fréquence de coupure interne suivant la pression

Les résultats sont très proches avec des différences n'excédant pas 5%. Donc la fréquence de coupure interne est liée à l'échelle de Kolmogorov avec une dépendance en $P^{0.4}$.

XIV.3 La fréquence de coupure externe

En ce qui concerne l'évolution de la fréquence de coupure externe avec la pression (Tableau D. 3), elle est proportionnelle à $P^{-0.4}$, comme la fréquence de coupure interne, ε_i . De plus, sa valeur est inférieure au diamètre du brûleur et supérieure à l'échelle intégrale de la turbulence.

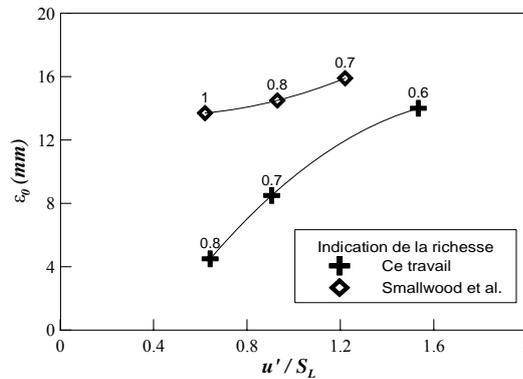


Figure D. 15 : Relation entre la fréquence de coupure externe en fonction de u'/S_L lorsque la richesse varie

La Figure D. 15 montre l'évolution de ε_0 en fonction de u'/S_L lorsque la richesse du mélange varie. La fréquence de coupure externe varie de manière parallèle à la fréquence de coupure interne. En effet, ε_0 croît quand la richesse décroît et lorsque l'intensité de turbulence u'/S_L décroît. Les résultats obtenus par Smallwood et al. [99] affichent les mêmes tendances.

Une formulation plus générale des fréquences de coupure interne et externe a été déterminée à partir des caractéristiques générales de l'écoulement quel que soit le cas de figure étudié. En effet, nous avons pu remarquer que les fréquences de coupure adimensionnées par l'épaisseur laminaire ε_i / δ_L sont linéaires par rapport à $Re_t^{-0.5}$. Pour nous ramener à des évolutions en fonction de u' / S_L , nous avons donc tracé le rapport $\varepsilon_i / (Re_t^{-0.5} \delta_L)$ en fonction de u'/S_L . Après plusieurs tests pour ajuster ces courbes, nous avons pu en déduire qu'il existait une relation sous forme exponentielle :

$$\frac{\varepsilon_i \text{ ou } \varepsilon_0}{\delta_L} = A \cdot Re_t^{-0.5} \cdot \frac{u'}{S_L} \cdot \left[\exp\left(B \left(1 - \frac{u'}{S_L}\right)\right) + 1 \right]$$

Pour la fréquence de coupure interne, les constantes A et B ont pour valeurs respectivement 24,5 et 3,7. Concernant la fréquence de coupure externe, A et B ont pour valeurs respectivement 170 et 1,95.

Nous pouvons retrouver les résultats expérimentaux (points) et leurs approximations (lignes) sur la Figure D. 16.

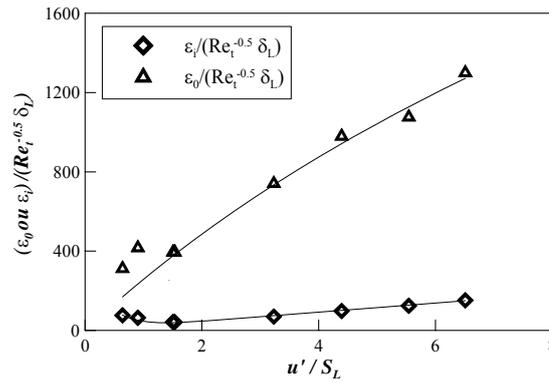


Figure D. 16 : Représentation des fréquences de coupure en fonction u'/S_L

L'approximation faite pour la fréquence de coupure interne est bien meilleure que celle faite pour la fréquence de coupure externe pour des intensités de turbulence faible. Par contre lorsque u'/S_L devient important, nous avons une évolution quasiment linéaire des fréquences de coupure adimensionnées par l'épaisseur laminaire et le Reynolds turbulent.

XIV.4 Densité de surface de flamme

La densité de surface de flamme est définie comme le rapport de la surface de flamme par unité de volume. Elle peut être déterminée par la méthode développée par Shepherd [97]. Cela consiste à superposer la cartographie de $\langle C \rangle$ aux différents contours de flamme. Les longueurs entre deux valeurs de $\langle C \rangle$ sont additionnées et déterminées pour chacune des images, on obtient donc $L_i(\langle C \rangle)$. A_i est l'aire entre deux valeurs de $\langle C \rangle$ (Figure B. 33 – page 98). Ensuite la densité de surface de flamme est obtenue par la formule suivante :

$$\Sigma(\langle C \rangle) = \frac{1}{n_i} \sum_{i=1}^{n_i} \frac{L_i(\langle C \rangle)}{A_i(\langle C \rangle)}$$

Gouldin et al. [38] ont proposé un modèle de fermeture exprimant la densité de surface de flamme en fonction des paramètres fractals pour des flammes prémélangées turbulentes :

$$\Sigma = \frac{A}{\delta_T} \cdot \left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon_i} \right)^{D_3-2} \langle C \rangle (1 - \langle C \rangle)$$

A est une constante, $\langle C \rangle$ est le degré d'avancement moyen, et δ_T est l'épaisseur turbulente. A pression atmosphérique, cette formule s'applique très bien avec une constante A égale à 23. Lorsque la pression augmente, cette dernière formule n'est plus valable. Une correction en $P^{-\alpha}$ est nécessaire. La densité de surface de flamme s'exprime donc avec $\alpha = -0.135$ par :

$$\Sigma = \frac{A}{\delta_T} \cdot \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_i} \right)^{D_3-2} \langle C \rangle (1 - \langle C \rangle) \left(\frac{P}{P_0} \right)^\alpha$$

Nous pouvons voir, sur la Figure D. 17, qu'il y a une bonne corrélation entre la densité de surface de flamme calculée à partir du modèle développée par Shepherd, qui s'appuie sur le modèle BML et celle calculée à partir de l'étude fractale avec la formule précédente corrigée par $P^{-0.135}$.

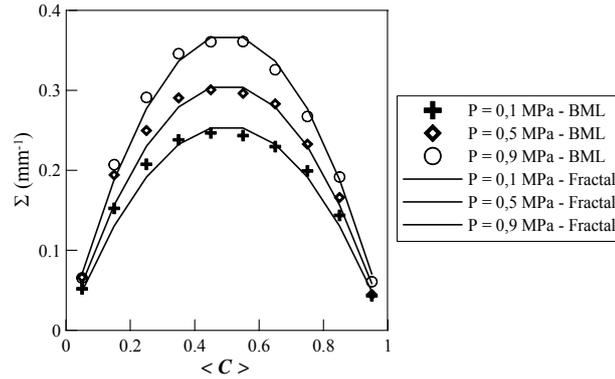


Figure D. 17 : Densité de surface de flamme pour différents $\langle C \rangle$

L'aspect fractal de la flamme et la densité de surface de flamme sont liés. Il est ainsi possible, à partir des paramètres fractals, d'exprimer de façon précise la valeur de la densité de surface de flamme ainsi que son évolution en fonction de $\langle C \rangle$. Cela nous amène donc à étudier l'intensité de combustion.

XIV.5 Intensité de combustion

L'intensité de combustion S_T / S_L peut être déterminée via plusieurs méthodes. Trois méthodes seront présentées et comparées dans ce paragraphe.

La première est celle de Smallwood et al. [99] basée sur l'aspect fractal de la flamme. Il propose, pour des flammes coniques, de déterminer l'intensité de combustion S_T / S_L à partir de $A_{C_{0.5}} / A_{C_{0.05}}$; qui est le rapport de l'aire située sous la courbe délimitée par $\langle C \rangle = 0,5$ sur l'aire située sous celle délimitée par $\langle C \rangle = 0,05$.

$$\frac{S_T}{S_L} = \frac{A_{C_{0.5}}}{A_{C_{0.05}}} \cdot \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_i} \right)^{D_3-2} \quad (\text{Méthode A})$$

La seconde méthode, suggérée par Shepherd [97], est de déterminer la densité de surface de flamme à partir de l'épaisseur turbulente δ_T et du maximum de densité de surface de flamme

Σ_{\max} , obtenue pour $\langle C \rangle = 0.5$ (Figure D. 17). Cette méthode est basée sur le modèle BML et la formule est la suivante :

$$\frac{S_T}{S_L} = \Sigma_{\max} \cdot \delta_T \quad (\text{Méthode B})$$

L'épaisseur turbulente est déterminée à partir des courbes d'avancement de la réaction suivant la hauteur de flamme. Elle représente une distance moyenne entre les valeurs à $\langle C \rangle = 0.05$ et $\langle C \rangle = 0.95$. Elle comprend les courbures, les plissements, et les détachements d'îlots. La méthodologie est très bien détaillée à la page 184 sur l'étude de la dilution en CO_2 .

Enfin la dernière méthode, la plus simple, est de déterminer S_T avec la méthode du cône, pour laquelle il suffit de connaître la vitesse débitante U constante égale à 2,1 m/s, le diamètre de sortie du brûleur de 2.5 mm, la hauteur maximum de l'iso $\langle C \rangle = 0,1$, qui correspond aux gaz frais :

$$S_T = \sqrt{U^2 / (1 + (H/R)^2)} \quad (\text{Méthode C})$$

Et l'intensité de turbulence est obtenue en faisant le rapport de S_T ainsi calculée et de S_L calculée à partir du logiciel CHEMKIN.

Toutes les méthodes sont représentées la Figure D. 18. Nous pouvons voir que l'évolution globale de S_T / S_L est linéaire avec u' / S_L .

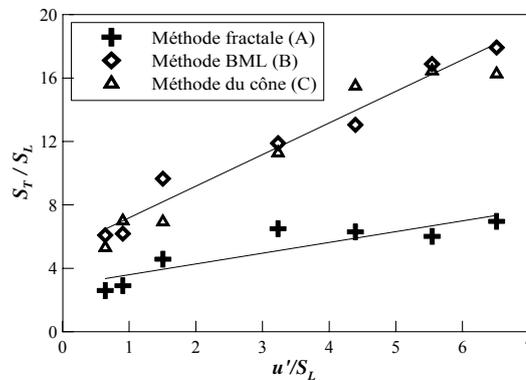


Figure D. 18 : Intensité de combustion calculée à partir des différentes méthodes.

La méthode A sous estime beaucoup l'intensité de combustion par rapport aux deux autres méthodes. Le rapport $A_{C0.5} / A_{C0.05}$ donne des valeurs comprises entre 3 et 6 et le rapport $(\varepsilon_0 / \varepsilon_i)^{D^{3-2}}$ est de l'ordre de 1.2 – 1.7. Il est possible de corriger la formulation en multipliant la formule par une constante en moyenne égale à 2.2 (ligne bleue sur la Figure D. 19). Nous verrons dans le dernier chapitre que le facteur correcteur de 2.2 reste aussi valable lorsque que le prémélange est dilué avec du CO_2 (Partie E – page 197).

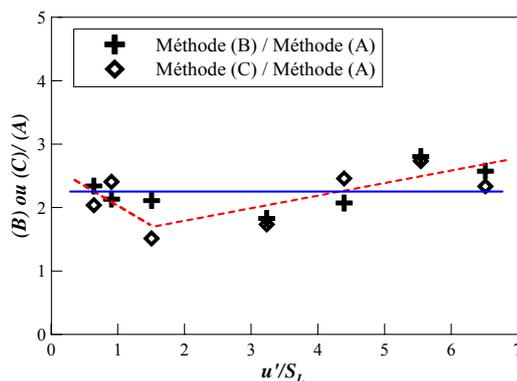


Figure D. 19 : Rapport des valeurs issues des méthodes B ou C et la méthode A.

Cependant on peut noter une légère décroissance de ce coefficient à basse intensité de combustion (ce sont les points en fonction de la richesse) et une augmentation à plus haute intensité (ce sont les points en fonction de la pression). C'est le même comportement que celui de la dimension fractale (Figure D. 6). De plus les valeurs sont proches de celles de la dimension fractale. On pourrait alors proposer une nouvelle formulation fractale du rapport S_T/S_L .

$$\frac{S_T}{S_L} = D_3 \cdot \frac{A_{C_{0,5}}}{A_{C_{0,05}}} \cdot \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_i} \right)^{D_3-2}$$

Cette nouvelle formule sera aussi testée sur des mélanges dilués et nous verrons qu'elle reste valable quelle que soit la teneur en CO_2 (Partie E – page 197).

XIV.6 Conclusion sur l'étude fractale

La dimension fractale augmente lorsque la richesse ou la pression augmente. Cependant le comportement de cette dimension suivant u'/S_L est opposé selon si c'est la pression ou la richesse qui varie. La dimension fractale résulte de la taille des structures du front de flamme, tout comme la courbure. Ainsi plus les structures sont petites, plus la courbure est faible, et plus la dimension fractale est importante.

Nous avons aussi vu que la fréquence de coupure interne est directement liée au rayon de courbure moyen du front de flamme ($\varepsilon_i = 0.33\mathcal{R}$) et à l'échelle de Kolmogorov. Ce résultat confirme le fait qu'il existe une relation forte entre l'échelle de coupure basse et les petites échelles de la turbulence.

Suite à une étude sur l'intensité de turbulence, il a été possible d'établir une relation entre l'interprétation fractale de la vitesse de combustion turbulente et l'interprétation fractale du rapport S_T/S_L . En effet, la formulation proposée par Smallwood en 1995 sous estime la valeur de l'intensité de combustion et il est possible de la corriger en la multipliant par un facteur proche

de la dimension fractale. Ce résultat sera aussi vérifié lors de l'étude des flammes diluées en CO_2 (Partie E).

XV Application aux modèles LES

Dans le cadre de la simulation aux grandes échelles, Scotti et Meneveau [92, 93] ont développée en 1997 un modèle fractal pour les écoulements non réactifs. Ensuite au cours des travaux de thèse Knikker [50] a utilisé pour une combustion prémélangée la théorie fractale afin de décrire la densité de surface filtrée. C'est une étape qui s'avère nécessaire pour la résolution de l'équation de transport filtré :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{c}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \tilde{c}) + \nabla \cdot (\bar{\rho} (\mathbf{u} c - \tilde{\mathbf{u}} \tilde{c})) = \overline{\rho w |\nabla c|}$$

Le principe est de faire correspondre la taille du filtre LES à l'échelle de mesure ε et de comparer la contribution de la densité de surface de flamme intégrée sur un volume à la surface de flamme $A(\varepsilon)$. La correspondance entre le filtrage LES et la méthode des cercles sera détaillée ultérieurement.

Nous allons appliquer cette théorie à nos flammes turbulentes prémélangées et tester la validité de la méthode à haute pression. L'ensemble des résultats présenté dans ce paragraphe est réalisé pour un mélange CH_4 -Air avec une richesse de 0.6 et pour les pressions 0.1 et 0.9 MPa.

XV.1 Variable d'avancement filtré

L'étude est faite à partir des images obtenues en tomographie par plan laser. La première étape est de binariser l'image afin de pouvoir extraire le front de flamme. Le choix du filtre utilisé pour supprimer les effets de pixellisation est crucial pour l'étude fractale [96]. Il est choisi de telle sorte que seules les structures supérieures à l'épaisseur du front de flamme soient conservées. La méthodologie est décrite dans la partie B (page 93) lors de la description du système de tomographie par plan laser. Un exemple de binarisation à 0.9 MPa est représenté sur la Figure D. 20.

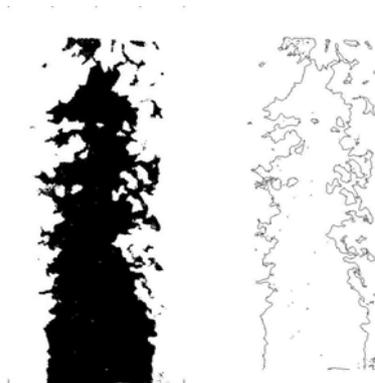


Figure D. 20 : Image binarisée d'une flamme à 0,9 MPa (à gauche) et du contour du front de flamme non filtré (à droite)

Les images tomographiques binarisées fournissent, sous réserve d'un front de flamme infiniment mince, les champs instantanés de la variable d'avancement c de la surface de flamme. L'application directe d'un filtre LES sur cette image permet d'extraire la variable d'avancement filtrée \bar{c} . Dans cette étude, c 'est un filtre gaussien de taille Δ qui sera utilisé.

La Figure D. 21 montre le résultat du filtrage d'une image instantanée d'une flamme à pression atmosphérique et à 0.9 MPa. Le filtre utilisé possède une taille de 45 pixels de côté, soit environ 5 mm. Le front de flamme est lissé et résolu sur plusieurs pixels. Les petites structures ont disparu et les grandes structures sont encore présentes, comme le décrit la modélisation LES. Les grandes structures sont résolues et les petites structures sont non résolues.

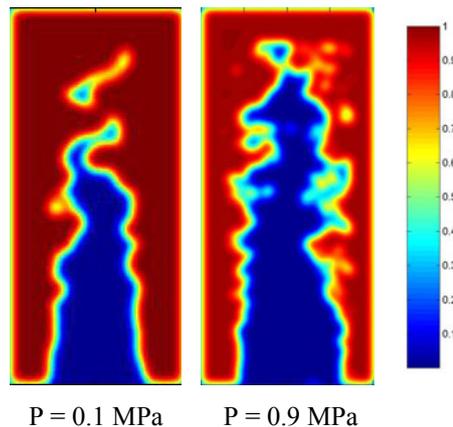


Figure D. 21 : Variable d'avancement filtré \bar{c} avec $\Delta = 45$ pixels

De plus nous pouvons observer que le filtrage des bords de l'image entraîne un dégradé non physique. Nous avons donc pris un domaine autour de la flamme suffisamment large pour ne pas interférer avec le filtrage du front de flamme. Sur ces images instantanées (Figure D. 21), il est possible d'observer toute la dynamique de flamme, contrairement à la cartographie d'iso degré d'avancement moyennée sur 300 images (Figure D. 22).

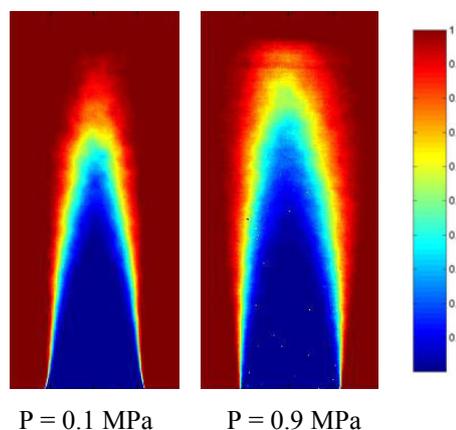


Figure D. 22 : Champs moyennés sur 300 images des $\langle C \rangle$ à 0.1 et 0.9 MPa

XV.2 Modélisation de densité de surface de flamme

Concernant la résolution de l'équation de transport filtrée, la densité de surface de flamme filtrée doit être exprimée en fonction de variables connues de l'écoulement. Knikker [50] propose de décomposer la densité de surface de flamme en deux contributions :

- la contribution résolue à partir du module de gradient de la variable d'avancement $|\overline{\nabla c}|$
- la contribution non résolue définie comme la différence entre la surface de flamme totale et celle résolue $\overline{\Sigma} - |\overline{\nabla c}|$.

Une autre décomposition possible est obtenue en introduisant un facteur de plissement de la surface de flamme, noté Ξ et défini par :

$$\overline{\Sigma} = \Xi |\overline{\nabla c}|$$

Dans le cas d'une flamme plane, le plissement Ξ est égal à 1. La densité de surface de flamme est alors décomposée en une contribution résolue et une contribution non résolue de la manière suivante [84]:

$$\overline{\Sigma} = \underbrace{|\overline{\nabla c}|}_{\text{Partie résolue}} + \underbrace{(\Xi - 1)|\overline{\nabla c}|}_{\text{Partie non-résolue}}$$

Nous allons maintenant extraire la densité de surface de flamme. Cette étape n'est pas aussi simple car la définition $\overline{\Sigma} = |\overline{\nabla c}|$ n'est pas directement utilisable. En effet, le gradient de c n'est pas défini dans le cas d'une flamme infiniment mince. Cependant Vervisch et al. [105] montre que l'intégrale de volume qui apparaît dans l'opération de filtrage LES peut être remplacée par une intégrale de surface. Donc pour obtenir la densité de surface de flamme filtrée, on applique l'opération de filtrage LES au contour de flamme :

$$\overline{\Sigma}(\mathbf{x}, t) = \int_v F(\mathbf{x} - \mathbf{x}') |\nabla c(\mathbf{x}', t)| dv' = \int_0^1 dc * \int_{A^*(t)} F(\mathbf{x} - \mathbf{x}') dA'$$

$A^*(t)$ est la surface définie par l'iso-contours $c(\mathbf{x}, t) = c^*$. Dans le cas d'une flamme infiniment mince, l'expression de la densité de surface de flamme filtrée devient :

$$\overline{\Sigma}(\mathbf{x}, t) = \int_{A(t)} F(\mathbf{x} - \mathbf{x}') dA' \text{ avec } A(t) \text{ la surface de la flamme.}$$

La densité de surface de flamme instantanée filtrée à 0.1 et 0.9 MPa est représentée sur la Figure D. 23. C'est la partie résolue de la densité de surface de flamme. Le filtre utilisé est le filtre gaussien avec une taille de 45×45 pixels².

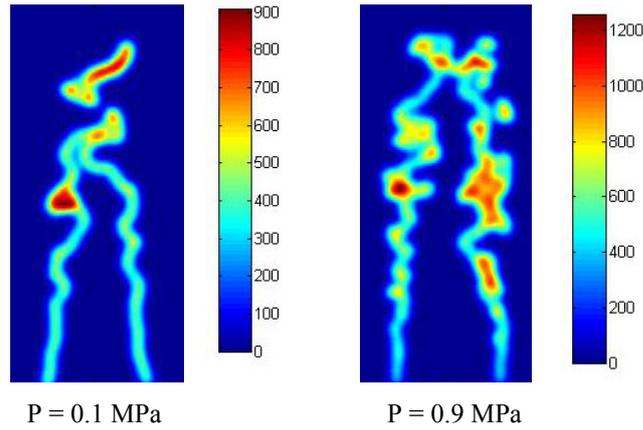


Figure D. 23 : Cartographie de la densité de surface de flamme filtrée $\bar{\Sigma}$ à 0.1 et 0.9 MPa - $\Delta = 45$ pixels

Nous pouvons donc voir que la densité de surface de flamme est plus grande là où les plissements sont plus importants. De plus, à pression atmosphérique, la densité de surface de flamme est plus faible qu'à haute pression. La valeur maximale à pression atmosphérique est de 900 et à 0.9 MPa, le maximum se trouve autour de 1200.

Si l'on fait la moyenne de ces cartographies sur 300 images, on retrouve une cartographie similaire à celle déterminé à l'aide de la formulation suivante:

$$\Sigma(c^*) = \overline{|\nabla c|}_{c=c^*} \cdot \overline{P(c^*)}$$

$\overline{|\nabla c|}_{c=c^*}$ est la moyenne conditionnelle de $|\nabla c|$ pour $c=c^*$ et $\overline{P(c^*)}$ est la probabilité de trouver $c = c^*$ à un endroit donné.

La densité de surface de flamme filtrée varie selon une parabole en fonction de la variable d'avancement filtré (Figure D. 24). Ces résultats corroborent bien ceux obtenus sur une moyenne de 300 images. En effet, il a été montré dans les travaux de Lachaux [60] que le maximum de densité de surface de flamme se trouve être autour de $\langle C \rangle = 0.5$. On retrouve exactement le même comportement avec la densité de surface de flamme filtrée.

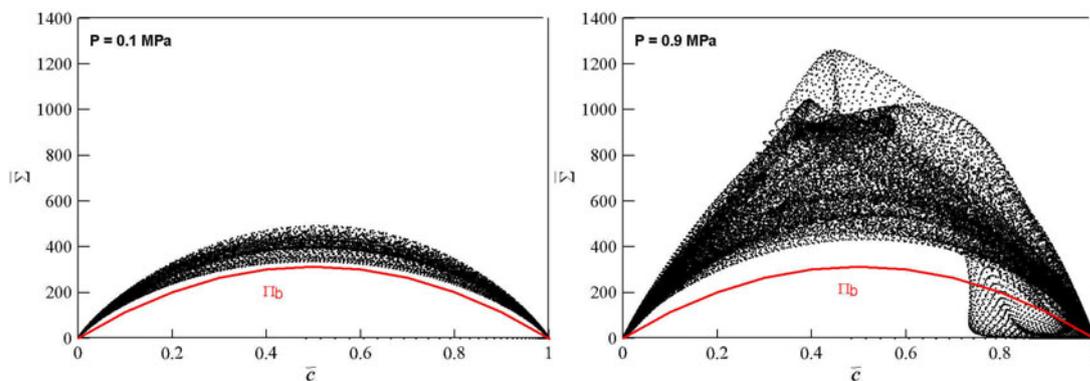


Figure D. 24 : Evolution de la densité de surface de flamme filtrée en fonction de la variable d'avancement filtré - $\Delta = 45$ pixels

Suite à cette observation, Boger et al. [5] propose d'approcher la contribution résolue de densité de surface de flamme à la variable d'avancement filtré selon la formule suivante :

$$\Pi_b = 4\sqrt{\frac{6}{\pi}} \frac{\bar{c}(1-\bar{c})}{\bar{\Delta}}$$

La contribution résolue Π_b varie entre 0 et 314. $\Pi_{b\max}$ correspond à la valeur maximum de Π_b pour $c = 0.5$. Ce modèle donne de bons résultats à pression atmosphérique. Par contre pour des pressions plus élevées, ce modèle ne fonctionne plus car il sous estime la densité de surface de flamme résolue. Le modèle de la contribution de la densité de surface de flamme proposée est bien adapté à basse pression mais pas à haute pression.

La partie résolue calculée à partir de la variable d'avancement filtrée est représentée sur la Figure D. 25 pour les deux pressions. Nous pouvons voir qu'à pression atmosphérique la partie résolue est beaucoup plus importante qu'à 0.9 MPa.

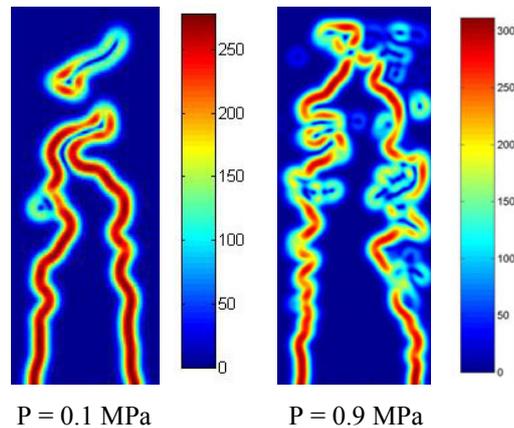


Figure D. 25 : Cartographie instantanée de la contribution résolue de la DSF à 0.1 et 0.9 MPa - $\Delta = 45$ pixels

La partie non résolue calculée à partir de la variable d'avancement filtré est représentée sur la Figure D. 26. Le travail de modélisation de la partie non résolue sera plus important à haute pression. En effet, à 0.9 MPa, les structures sont plus petites et la partie non résolue est plus importante.

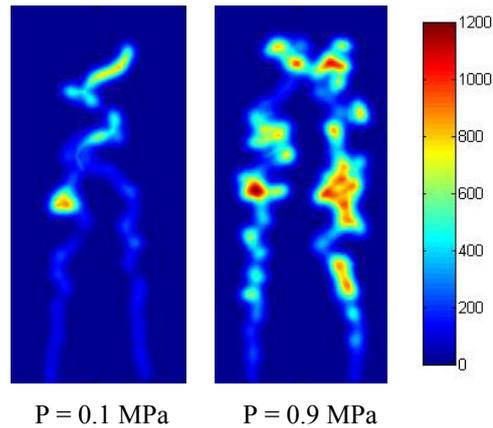


Figure D. 26 : Cartographie instantanée de la contribution non résolue de la DSF à 0.1 et 0.9 MPa - $\Delta = 45$ pixels

Enfin, le facteur de plissement instantané (Figure D. 27) peut être facilement déterminé à partir de la contribution résolue et non résolue de la densité de surface de flamme avec la formule suivante :

$$\Xi = \frac{\langle \bar{\Sigma} \rangle}{\langle |\nabla \bar{c}| \rangle}$$

Le plissement est plus important là où les structures de flammes sont plus petites. Donc plus la pression sera élevée, plus les structures seront petites, et plus le plissement sera important. On voit très bien qu'à haute pression, il existe de nombreuses zones où les valeurs du plissement sont élevées.

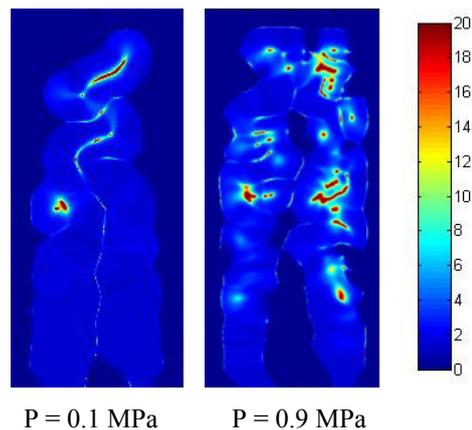


Figure D. 27 : Cartographie du facteur de plissement - $\Delta = 45$ pixels

L'objectif de la décomposition de la densité de surface de flamme est de réduire considérablement la partie à modéliser, ce que nous avons pu observer dans les deux cas de pressions. Cependant plus la pression augmente, plus la partie à modéliser est importante. Pour obtenir un modèle correct de la densité de surface de flamme non résolue, la taille du filtre, qui est un paramètre important, doit être prise en compte et étudiée.

XV.3 Influence du filtre

Tout d'abord, étudions l'influence de la taille du filtre sur la densité de surface de flamme. Sur l'ensemble de la flamme, il est possible de comparer la surface de flamme globale à la surface de flamme résolue moyenne sur une série d'images. La convergence des résultats est obtenue pour un nombre d'images N de valeur 25. Pour des raisons de temps de calculs, nous n'excéderont pas ce nombre d'images. Ainsi, la surface de flamme globale s'exprime par :

$$\langle \Sigma \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \left[\int_v \Sigma dv \right]_n$$

La Figure D. 28 trace l'évolution de surface de flamme résolue en fonction de la taille du filtre à 0.9 MPa, sachant que pour les autres pressions, les comportements sont les mêmes. La partie résolue se trouve sous la limite de la densité de surface de flamme résolue et la partie non résolue se trouve entre les deux limites représentées.

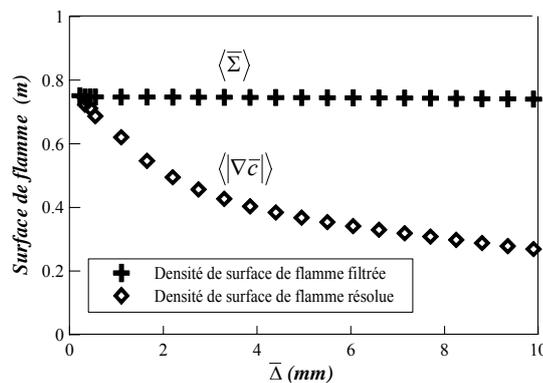


Figure D. 28 : Surface de flamme en fonction de la taille du filtre à 0.9 MPa

La surface de flamme globale reste constante quelle que soit la taille du filtre. En ce qui concerne la surface de flamme résolue, lorsque le filtre tend vers zéro, elle correspond à la surface de flamme réelle. Lorsque la taille du filtre augmente, la surface de flamme résolue diminue car le filtre enlève les plus petites structures.

Sur la Figure D. 29, nous avons tracé la surface de la flamme moyenne $\langle \bar{\Sigma} \rangle$ en fonction de la pression. On observe une augmentation linéaire de la surface de flamme avec la pression. Ceci corrobore bien le fait que la montée de pression entraîne une augmentation de l'intensité de turbulence, un front de flamme plus plissé et une hauteur de flamme plus importante.

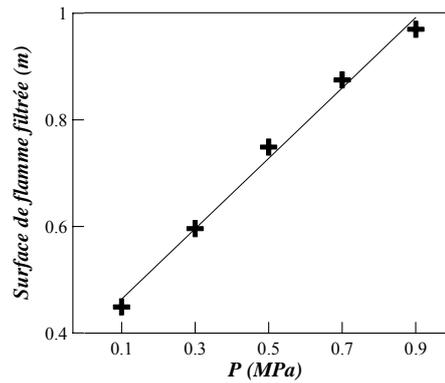


Figure D. 29 : Evolution de la surface de flamme en fonction de la pression

Lachaux [60] calcula la longueur du front de flamme d'une image 2D et observa que la surface de flamme croît de façon affine avec la pression. Ceci corrobore bien nos résultats.

La Figure D. 30 montre l'évolution du facteur de plissement global Ξ_g pour différentes pressions, défini par le rapport de la surface de flamme filtrée et la surface de flamme résolue dans le volume :

$$\Xi_g = \frac{\langle \bar{\Sigma} \rangle}{\langle |\nabla c| \rangle}$$

Le facteur de plissement croît lorsque la taille du filtre augmente. Lorsque la taille du filtre est nulle, la surface de flamme résolue est égale à la surface de flamme réelle, c'est pourquoi le plissement est égal à 1. Ensuite, lorsque l'on augmente la taille du filtre, le filtrage exclut les petites structures et le plissement de la surface résolu croît.

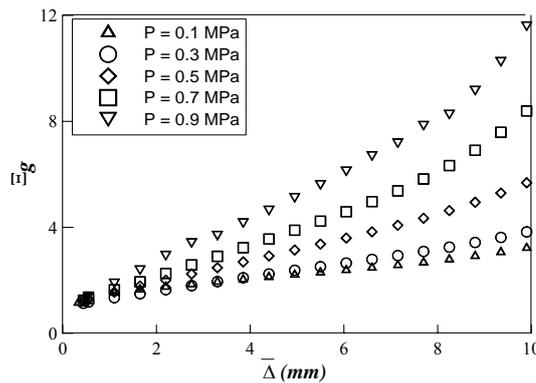


Figure D. 30 : Evolution du facteur de plissement en fonction de la taille du filtre et de la pression (moyenne sur 25 images)

Comme nous avons pu l'observer sur la Figure D. 27, le facteur de plissement augmente lorsque la pression augmente. En effet les structures sont plus petites avec l'augmentation de pression. Ces résultats nous permettront dans le chapitre XV.5 de tester le modèle de plissement proposé par Charlette et al. en 2002 [16].

XV.4 Description fractale de surface de flamme

La théorie fractale peut être utilisée dans le cadre de la combustion turbulente prémélangée pour décrire les densités de surface filtrée. En effet, la méthode des compas utilisées pour la détermination des paramètres fractals est comparable au filtrage LES de la densité de surface de flamme. La taille du filtre $\bar{\Delta}$ peut être assimilée à l'échelle de mesure ε et la contribution résolue de la densité de surface de flamme intégrée sur un volume Π est assimilable à la surface de flamme $A(\varepsilon)$.

D'après la théorie fractale, la longueur de flamme $L(\varepsilon)$ dans le plan de l'image dépend de l'échelle de mesure ε , avec ε_0 la fréquence de coupure haute et ε_i la fréquence de coupure basse :

$$L_{\varepsilon_i} / L_{\varepsilon_0} = (\varepsilon_0 / \varepsilon_i)^{D_3-2}$$

Si on fait l'hypothèse que la surface de résolue Π peut être considérée comme une géométrie fractale, cette relation s'écrit :

$$\langle \Pi \rangle = \langle \bar{\Sigma} \rangle (\bar{\Delta} / \delta_c)^{2-D_{3LES}}$$

δ_c est l'échelle de coupure basse comparable à ε_i .

La Figure D. 31 représente la surface de flamme résolue $\Pi = |\nabla \bar{c}|$ tracées sur une échelle linéaire (a) et une échelle log-log (b) en fonction de l'échelle de coupure (symboles). La surface de flamme est obtenue en faisant la moyenne sur 25 images pour chaque pression.

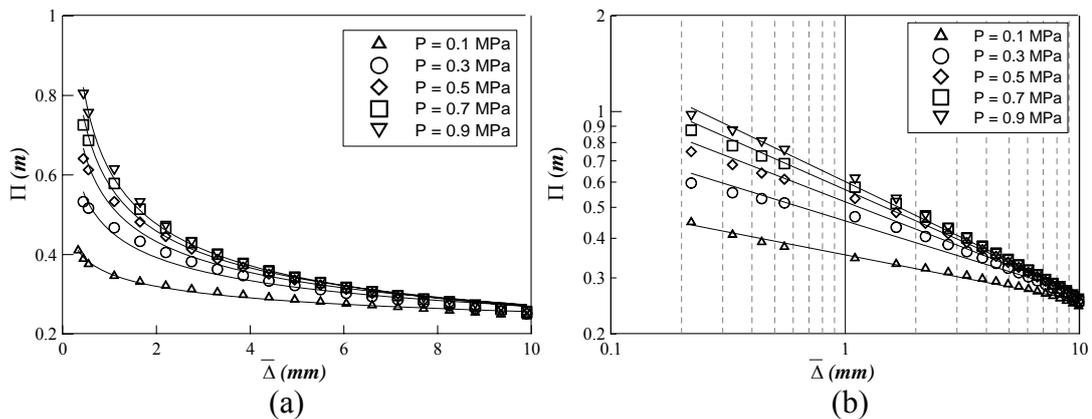


Figure D. 31 : Surface de flamme résolue en échelles linéaire (a) et log-log (b) en fonction de la taille du filtre et la pression et son estimation fractale représentée par les lignes

Sur la Figure D. 31 - (b), on distingue très bien la zone linéaire qui va déterminer la dimension fractale D_{3LES} . Cette représentation est très proche de la Figure D. 8, cependant on n'observe pas de surface seuil lorsque la taille du filtre tend vers zéro. Il sera donc difficile de déterminer l'échelle de coupure basse.

Pour les 25 images instantanées de chaque pression, nous avons pu déterminer la dimension fractale D_{3LES} et l'échelle de coupure δ_C à partir de la formule précédente. Ces paramètres sont ensuite comparés à la dimension fractale D_3 et l'échelle de coupure ε_i déterminées à partir de la méthode des compas. Nous pouvons tout d'abord voir que l'estimation fractale corrobore bien la surface de flamme résolue sur la Figure D. 31. Les résultats issus de cette approximation et de la méthode des compas sont présentés sur la Figure D. 32 et Figure D. 33.

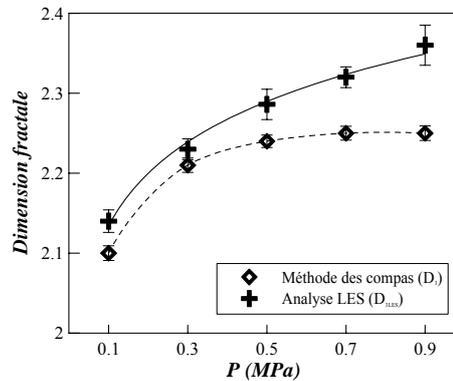


Figure D. 32 : Dimension fractale à partir de la méthode des compas et déduites à partir de l'analyse LES

Concernant la dimension fractale, les résultats ont le même comportement. En effet lorsque la pression augmente, la dimension fractale augmente car les structures sont plus petites. Cependant à haute pression, on a une divergence de la dimension fractale avec le modèle LES en comparaison à la méthode des compas. Le modèle diverge d'autant plus que la pression augmente.

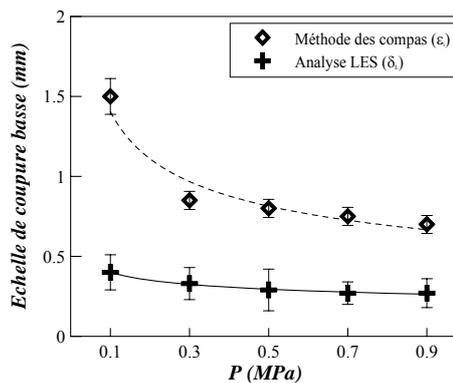


Figure D. 33 : Echelle de coupure basse à partir de la méthode des compas et déduites à partir de l'analyse LES

Concernant l'échelle de coupure interne, nous observons une décroissance de cette échelle en fonction de la pression pour les deux analyses. Cependant les écarts de valeurs sont importants avec une sous estimation pour le modèle LES. Cette sous estimation peut être induite par la difficulté à distinguer l'échelle de coupure basse sur la Figure D. 31 - (b).

Les évolutions en fonction de la pression de ces deux paramètres fractals sont similaires dans les deux cas de détermination (méthode des compas et modèle LES). Cependant plus la pression augmente, plus la dimension fractale issue du modèle LES s'écarte de la valeur issue de la méthode des compas. D'autre part, l'échelle de coupure basse est beaucoup plus faible.

XV.5 Modèle de plissement

Charlette et al. [16] ont proposé de modéliser le facteur de plissement global par la formule suivante :

$$\Xi_g = \left(1 + \frac{\bar{\Delta}}{\eta_c} \right)^\beta$$

η_c est l'échelle de coupure basse. Cette expression peut être considérée comme un modèle fractal avec $\beta = D_{3\text{cha}} - 2$. La Figure D. 34 montre l'évolution du facteur de plissement en fonction de la taille du filtre. Les lignes continues indiquent l'évolution prédite par le modèle en utilisant les valeurs β et η_c , données dans le Tableau D. 5.

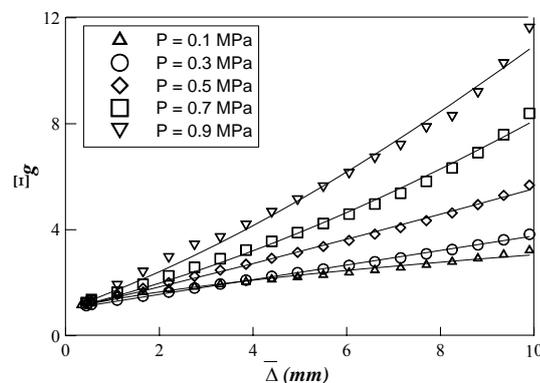


Figure D. 34 : Facteur de plissement global mesuré (symboles) et estimé par l'expression de Charlette (lignes)

La dimension fractale $D_{3\text{cha}}$ et l'échelle de coupure basse η_c sont largement surestimées (Tableau D. 5) comparées aux valeurs reportées dans les Figure D. 32 et D. 33. Cependant les évolutions en fonction de la pression sont correctes.

Pression (MPa)	β	η_c (mm)	D_{3cha}
0.1	0.48	5.2	2.48
0.3	0.97	3.46	2.97
0.5	1.12	2.75	3.12
0.7	1.64	3.86	3.64
0.9	1.47	2.44	3.47

Tableau D. 5 : Estimation de β , η_c et D_{3cha}

Knikker [50] constata la même chose lors de son étude en richesse des flammes de prémélange méthane-air. La correspondance entre les paramètres fractals n'est pas bien vérifiée avec ce modèle.

XV.6 Conclusion sur les modèles LES

Dans le cas d'une flamme infiniment mince, le modèle de la densité de surface de flamme résolue proposée par Boger est valable à pression atmosphérique et non à haute pression.

Une analogie entre la méthode des compas et le filtrage LES permet d'appliquer la méthode fractale à la simulation aux grandes échelles. Cette modélisation donne des résultats mitigés. La dimension fractale a une valeur proche de celle obtenue avec la méthode des compas à pression atmosphérique et tend à diverger avec la montée en pression. Cependant l'évolution de la dimension est bien capturée. Par contre, la valeur de l'échelle de coupure interne largement est sous estimée.

Enfin le modèle de plissement global proposée par Charlette n'est pas en mesure de nous donner une bonne appréciation du plissement de la flamme quelle que soit la pression. Même si il permet de faire une bonne approximation du plissement du front de flamme, les paramètres fractals qui en résultent sont erronés.

PARTIE E :

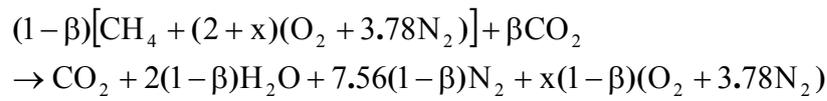
Etude des flammes diluées en CO₂ à haute pression

Contexte et Rappels

Après avoir étudié l'effet de la haute pression sur des flammes laminaires, puis turbulentes, nous allons étudier l'effet de la pression sur les flammes diluées en CO₂. L'étude de ces flammes de méthane diluées en CO₂ se caractérise par un double enjeu : étude des gaz de recirculation dans lesquels les taux de CO₂ sont élevés et étude des gaz issus du processus de dégradation des déchets qui produit un gaz contenant 65% de CH₄ et 35% CO₂.

Cette partie présente l'ensemble des résultats obtenus sur l'impact de l'ajout de CO₂ dans les flammes de prémélange pauvre CH₄-Air à haute pression. Le premier chapitre est consacré à l'étude laminaire de la flamme diluée par le CO₂, en analysant principalement l'effet de la dilution sur la vitesse de combustion laminaire. Ensuite les échelles de turbulences sont décrites pour différents taux de dilution à plusieurs pressions. Le troisième chapitre porte sur l'aspect structurel de la flamme diluée. Enfin l'analyse fractale vue dans la partie précédente et le modèle BML seront appliqués à ces flammes diluées en CO₂.

Rappelons que tous les résultats présentés dans ce chapitre sont donnés pour une richesse de 0,6 et une vitesse débitante de 2,1 m/s. La réaction de combustion, valable pour l'ensemble de cette partie, est la suivante :



x est l'excès d'air défini à partir de la richesse du mélange ϕ . β est le pourcentage volumique ou molaire de CO₂ qui dilue le carburant :

$$x = 2\left(\frac{1}{\phi} - 1\right) \quad \text{et} \quad \beta = \frac{n(\text{CO}_2)}{n(\text{CH}_4) + n(\text{CO}_2)}$$

XVI Etude laminaire

L'effet de la dilution en CO₂ a été étudié pour une pression allant de 0.1 à 0.2 MPa lors de l'étude laminaire. Le choix de la vitesse et de la richesse a été fait de sorte que la hauteur de flamme soit comprise entre 1.5 et 2 fois le diamètre du brûleur laminaire, pour des raisons de prises de vue au niveau de la caméra PHANTOM. L'ensemble des conditions expérimentales est résumé dans le Tableau E. 1.

P	β	$\phi - U_0$ (m.s ⁻¹)
0.1 MPa	0 à 0.4	0.9 – 1.1
		0.95 – 1.2
		1 – 1.3
		1.05 – 1.4
0.15 MPa	0 à 0.4	0.8 – 0.7
		0.85 – 0.8
		0.9 – 0.9
		0.95 – 1
0.2 MPa	0 à 0.45	0.8 – 0.6
		0.85 – 0.7
		0.9 – 0.8
		0.95 – 0.9

Tableau E. 1 : Conditions expérimentales pour l'étude laminaire

On a un recouvrement des gammes pour le taux de dilution et la richesse. Par contre, concernant la vitesse débitante, les valeurs sont au-dessus de 1 m/s à pression atmosphérique et en-dessous de 1 m/s pour les autres pressions.

XVI.1 Oscillation naturelle de la flamme

Tout d'abord nous allons nous intéresser à l'effet de l'ajout de CO₂ sur le battement de la flamme conique du type Bec Bunsen. La méthodologie est la même que celle présentée dans la Partie C (page 105). Nous pouvons rappeler les différentes étapes de la méthode. Tout d'abord, la hauteur de flamme est détectée sur le contour de flamme filtré. Puis une distribution spectrale de cette position permet de connaître la fréquence de battement de la flamme, qui est représentée par un pic.

Préalablement, regardons l'aspect général de la flamme laminaire en fonction du taux de dilution en CO₂ (Figure E. 1). La hauteur de la flamme est d'autant plus importante que le taux de dilution augmente. En effet, la vitesse de combustion laminaire est plus faible, ainsi pour une vitesse débitante constante, le front de flamme se crée plus en aval de la sortie du brûleur.

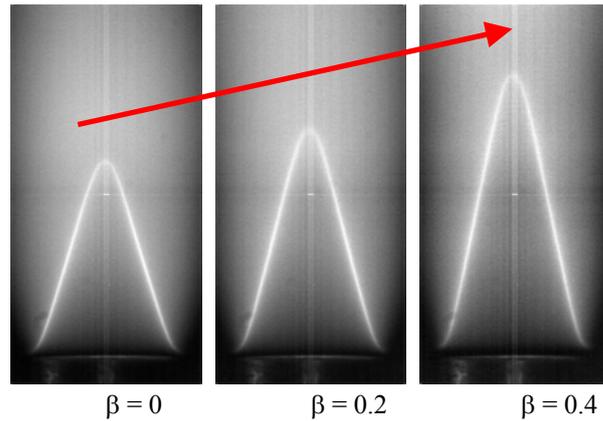


Figure E. 1 : Flamme laminaire pour différentes dilutions en CO₂
(P = 0.1MPa - $\phi = 0.95$ et $U_0 = 1.2\text{m/s}$)

La Figure E. 2 représente la variation de la fréquence d'oscillation au sommet de la flamme en fonction du pourcentage de CO₂ dans le mélange. La richesse est maintenue constante et la vitesse débitante varie selon la pression. L'évolution de la fréquence de battement de la flamme en fonction de β est linéaire. On observe les mêmes comportements pour différentes valeurs de U_0 et de pression.

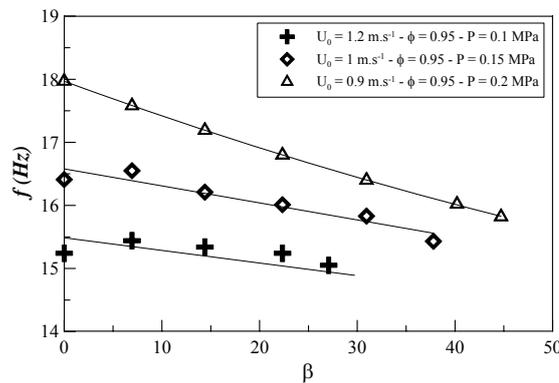


Figure E. 2 : Fréquence d'oscillation de la flamme en fonction de la teneur en CO₂.

Quelle que soit la pression dans la chambre, la fréquence de battement au sommet de la flamme décroît en fonction du pourcentage de CO₂. Sa valeur se situe entre 15 et 20 Hz. On peut se ramener à l'observation faite en fonction de la richesse (§ X.2 - page 106). En effet, on a pu observer que l'évolution de la fréquence de battement suivait celle de la vitesse de combustion laminaire. Lorsque le taux de dilution β passe de 0 à 40% à pression atmosphérique, on observe une diminution de 10% du terme $\tau \Delta T$ et une diminution de 6% de v^2 . Donc d'après le nombre de Grashof qui renvoie à l'information de la convection naturelle, la fréquence de battement de la flamme diminue.

$$\text{Gr} = \frac{g \tau \Delta T L^3}{v^2} = \frac{g \tau \rho^2 \Delta T L^3}{\mu^2}$$

On rappellera que la longueur caractéristique L est le diamètre du brûleur D . Les mêmes observations ont pu être faites à haute pression. Donc la baisse de la fréquence d'oscillation est liée à la baisse de la vitesse de combustion laminaire, qui induit une différence de température et une expansion thermique plus faibles.

Kostiuk et Cheng en 1995 [58] ont établi une relation entre le nombre de Strouhal qui tient compte des battements de la flamme, le nombre Richardson qui est le rapport entre l'énergie potentielle gravitationnelle et l'énergie cinétique et le nombre de Reynolds qui est le rapport entre forces d'inertie et forces visqueuses. Cette formule fut reprise et corrigée dans l'article de Gotoda et al. en 2003 [36] :

$$\frac{St^*{}^2}{Ri} = 0.00028 Re^{*2/3}$$

L'astérisque * représente la normalisation par le terme d'expansion thermique $(1+\tau)$. Nous avons pu voir dans l'étude des flammes laminaire CH₄-air (§ X.5 - page 111) que cette relation était valable quelle que soit la pression, la richesse ou la vitesse débitante.

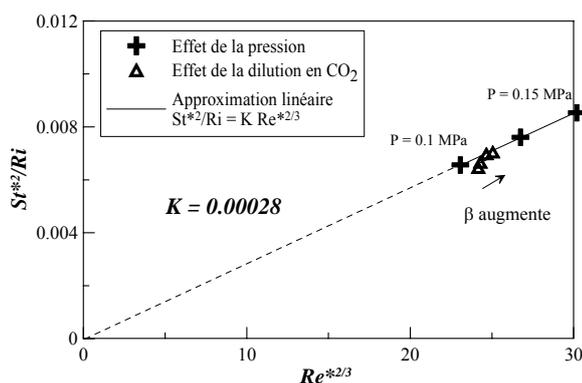


Figure E. 3 : Corrélation empirique de Kostiuk et Cheng [58]

Sur la Figure E. 3, nous pouvons voir que la relation reste aussi valable quelle que soit la dilution en CO₂. Ici les résultats représentés sont pour une vitesse débitante de 1.1 m/s, une richesse de 0.9 et une dilution allant jusqu'à 40%.

XVI.2 Calculs Chemkin

Les calculs des vitesses de combustion laminaire, d'épaisseurs de flamme et des autres paramètres caractéristiques de la flamme ont été déterminés avec le code de calcul PREMIX de la bibliothèque CHEMKIN-II. La cinétique chimique a été modélisée par le mécanisme GRI-Mech v.3.0. tronqué du mécanisme d'oxydation de N₂ [100]. Les premiers calculs ont été réalisés sans diffusion thermique pour une température des gaz frais de 300K, à pression

atmosphérique. Le pourcentage de CO₂ a été poussé jusqu'aux limites du code. Nous avons pu atteindre 80% de CO₂ dans le mélange avant que le calcul ne diverge.

Lors de ces premiers calculs, l'option MIX a été utilisée, c'est-à-dire que le modèle de transport est basé sur une formulation d'un mélange moyen sans diffusion thermique. Si l'on introduit la diffusion thermique multi composant, les options MULT et TDIF sont à activer. Les résultats obtenus sont similaires, comme nous pouvons le constater sur la Figure E. 4. Les différences observées sont de l'ordre de 0,5 à 1%. Il en est de même pour les épaisseurs de Spalding et de Zeldovich. Très peu de différences sont observées. Les calculs seront donc réalisés sans diffusion thermique pour l'ensemble des autres pressions, car l'utilisation du modèle de diffusion peut multiplier par 10 les temps de calcul.

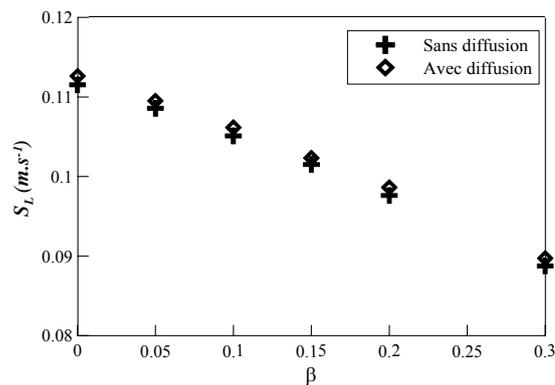


Figure E. 4 : Effet du modèle de diffusion thermique sur la vitesse de combustion laminaire pour différents pourcentages de CO₂ – $\phi = 0.6$

Les autres hypothèses utilisées pour les calculs sont : flamme de propagation libre, laminaire prémélangée stationnaire, adiabatique et isobare. Les résultats bruts sont les évolutions de la température, de concentration et de fraction massique de chaque espèce. A partir de ces résultats, nous pouvons en déduire la vitesse de combustion laminaire S_L^0 sans étirement, le gradient de température maximal $(dT/dz)_{max}$, l'épaisseur thermique de Spalding δ_s , l'épaisseur de Zeldovich δ_L , l'angle au sommet et la hauteur d'une flamme conique équivalente et le temps chimique. On trouvera l'ensemble de ces résultats en Annexe B.

La température adiabatique de combustion diminue sous l'effet de la dilution et reste constante avec la pression. La présence de CO₂, qui est un gaz inerte, entraîne une puissance dégagée localement durant la combustion moins importante, et une décroissance de la température.

Il est possible de voir l'évolution de la vitesse de combustion laminaire en fonction de la pression pour plusieurs taux de dilution sur la Figure E. 5. Elle décroît avec la présence de CO₂ pour les différents mélanges. La loi $S_L = a(P/P_0)^{-0.6}$ établie par Lachaux [60] est valable avec a la valeur de vitesse de combustion laminaire à pression atmosphérique. Sans présence de CO₂, la constante a vaut 0.61 et lorsque $\beta = 0.4$, la constante est égale à 0.63.

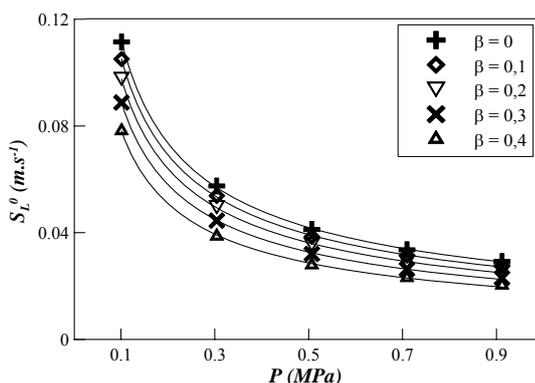


Figure E. 5 : Evolution de S_L^0 en fonction de la pression pour différentes dilutions et leurs approximations – $\phi = 0.6$

L'ajout de CO₂ dans le mélange ne modifie donc pas la loi d'évolution que l'on avait avec du méthane pur. On observe une décroissance rapide jusqu'à 0,5 MPa, puis une stagnation pour les pressions supérieures.

Sachant que la vitesse de combustion laminaire décroît lorsque la teneur en CO₂ augmente, la hauteur de la flamme est plus importante. Elle est représentée sur la Figure E. 6 qui montre son évolution en fonction de la dilution du carburant par le dioxyde de carbone. Cela rejoint bien ce que l'on a pu observer expérimentalement (Figure E. 1).

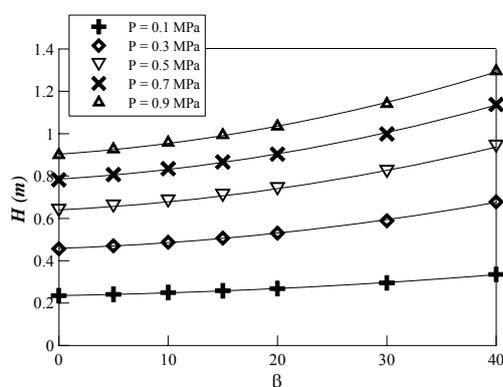


Figure E. 6 : Evolution de la hauteur de flamme en fonction de la dilution et de la pression – $\phi = 0.6$

En ce qui concerne les épaisseurs caractéristiques de flamme, que ce soit l'épaisseur de Zeldovich, δ_L , ou l'épaisseur thermique, dite de Spalding, δ_s , elles augmentent de l'ordre de 40% entre un mélange sans dilution et un mélange avec 40% de CO₂ quelle que soit la pression (Figure E. 7). Il est possible d'établir une loi reliant cette épaisseur et le taux de dilution sous la forme $\delta_L = a \cdot \exp(b \cdot \beta)$ avec a la valeur de la l'épaisseur sans dilution $\delta_{L,\beta=0}$. La constante b est égale à 0.89 à pression atmosphérique, 0.92 à 0.5 MPa et 0.89 à 0.9 MPa. L'approximation s'écrit donc de la manière suivante $\delta_L = \delta_{L,\beta=0} \cdot \exp(0.9 \cdot \beta)$ et est représenté par les lignes continues sur la Figure E. 7.

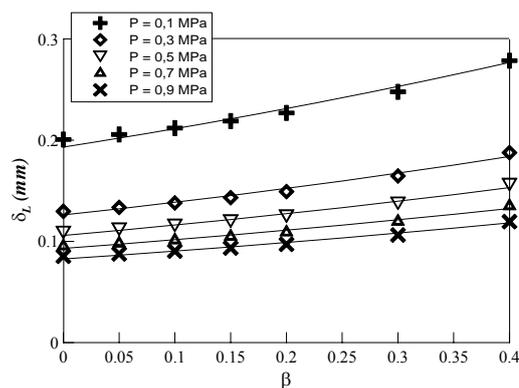


Figure E. 7 : Evolution de l'épaisseur laminaire en fonction de la dilution et de la pression – $\phi = 0.6$

Ceci s'explique par le fait que la combustion est plus lente. Les épaisseurs définies suivant le degré d'avancement de la réaction sont donc plus importantes. On peut aussi le voir lorsque l'on étudie le temps caractéristique chimique τ_c , qui augmente sensiblement avec la dilution. Par exemple, sans ajout de CO₂, $\tau_c = 8.75$ ms et avec 40 % de CO₂, $\tau_c = 16.37$ ms.

XVI.3 Vitesse de combustion laminaire

Seules deux des trois méthodes, présentées dans le paragraphe XI.1 (page 115) ont été utilisées pour la détermination de la vitesse de combustion laminaire. Les résultats sont issus des calculs avec le code PREMIX (Méthode A) et de la méthode de la surface du cône (Méthode B). Suite à une panne sur le suppresseur d'air et devant les bons résultats obtenus avec la méthode B dans la partie C, les mesures PIV sur des flammes de CO₂ n'ont pas été réalisées pour obtenir la vitesse de combustion laminaire. Très peu d'études [29, 90, 111] concernent la vitesse de combustion laminaire pour des mélanges CH₄-CO₂-air. De plus, dans ces références, les mélanges étudiés ont des taux très élevés en dilution autour 80 % dans l'oxygène. En effet, ils étudient l'effet du CO₂ en remplaçant le N₂ de l'air par du dioxyde de carbone. Or dans ce travail, le taux de CO₂ maximum dans l'air atteint 5%, lorsqu'il y a 35% de CO₂ dans le carburant. Nous n'aurons donc pas d'éléments de comparaison.

La Figure E. 8 représente les résultats sur les vitesses fondamentales de flamme obtenues à partir de la méthode A à pression atmosphérique. Il a aussi été porté sur cette figure les résultats expérimentaux obtenus par Vagelopoulos [104] pour du méthane pur.

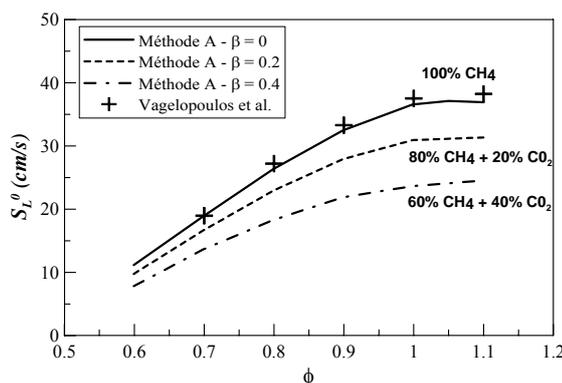


Figure E. 8 : Vitesse de combustion laminaire en fonction de la richesse pour différents taux de dilution à pression atmosphérique

On constate que lorsque le taux de CO₂ augmente, la vitesse de combustion laminaire diminue. En effet, le dioxyde de carbone étant un gaz inerte, il n'intervient pas dans la réaction de combustion et cette dernière est ralentie.

La Figure E. 9 représente l'effet de la dilution sur les vitesses fondamentales de flammes obtenues expérimentalement et numériquement. Quelles que soient la richesse, la vitesse débitante et la pression, la pente de $S_L/S_{L\beta=0}$ reste identique et l'ensemble des points est confondu.

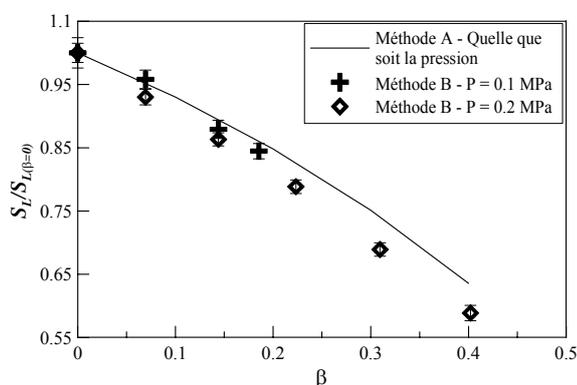


Figure E. 9: Vitesse de combustion laminaire normalisée en fonction de la teneur en CO₂ dans le CH₄ pour 0.1 et 0.2 MPa

Nous pouvons constater que les résultats expérimentaux sont légèrement inférieurs aux résultats numériques. De plus, lorsque la teneur en CO₂ est supérieure à 20%, on observe une divergence des deux méthodes, avec une décroissance plus rapide de la vitesse $S_L/S_{L\beta=0}$ calculée à partir des expériences.

XVI.4 Conclusion sur l'étude laminaire

Cette étude nous a permis de caractériser l'influence de l'ajout de CO₂ et de l'augmentation de pression sur les flammes laminaires prémélangées de méthane et d'air.

La fréquence de battement de la flamme décroît lorsque la teneur en CO₂ augmente. Elle suit l'évolution de la vitesse de combustion laminaire. En effet, la dilution en CO₂ engendre une diminution de la vitesse fondamentale de combustion et une diminution sensible de la température. L'étude du nombre de Grashof a confirmé cette tendance.

Concernant la vitesse de combustion laminaire, nous obtenons un bon accord entre la méthode expérimentale du cône et la méthode numérique. Toutefois, les valeurs expérimentales sont légèrement plus faibles.

Ce chapitre nous a permis de connaître les caractéristiques fondamentales de la flamme diluées en CO₂, nécessaires à l'étude en écoulement turbulent.

XVII Caractérisation de la turbulence

Après l'étude des flammes laminaires, nous allons nous intéresser à la dynamique de l'écoulement réactif et non réactif. Il est nécessaire de caractériser le champ turbulent, généré par la grille, afin de pouvoir traiter les autres données expérimentales. Nous allons donc déterminer à partir des mesures LDV, les échelles de turbulences, les vitesses moyennes et turbulentes, qui varient en fonction de la pression et de la teneur en CO₂ dans le prémélange. L'ensemble des résultats pour la suite de l'étude est donné pour les pressions de 0.1 et 0.9 MPa.

XVII.1 Effet de la pression sans flamme (Rappels)

Les différentes échelles de turbulence, données à partir de l'intégrale de la fonction d'auto corrélation des fluctuations de vitesses, sont valables si le champ de turbulence est homogène et isotrope et si l'écoulement est incompressible. Lachaux [60] et Halter [42] ont vérifié ces hypothèses à haute pression en utilisant la LDV et la PIV.

L'évaluation des échelles de turbulence à haute pression a été réalisé au cours de ce travail à l'aide de la LDV (Annexe C). Elles sont similaires à celles fournies par Lachaux et sont résumés dans le Tableau D. 1 (page 137). Nous pouvons rappeler que les échelles spatiales de Taylor λ et de Kolmogorov η varient respectivement en $P^{-1/2}$ et $P^{-3/4}$. En effet, l'augmentation de pression entraîne une diminution de la viscosité cinématique et donc une baisse des échelles de turbulence.

XVII.2 Effet de l'ajout de CO₂

Tout d'abord, rappelons que la présence de la flamme modifie l'écoulement. L'expansion thermique entraîne une augmentation des vitesses. La vitesse axiale a été étudiée avec le dispositif de LDV en faisant des mesures le long de l'axe du brûleur. On peut observer les résultats sur la Figure E. 10, qui représente les profils de vitesse axiale, U_{moy} , normalisée par la valeur de la vitesse à 5 mm au dessus du brûleur, $U_{x1=5mm}$, pour les cas sans flamme et avec flamme. Avec flamme, on constate une augmentation du profil de vitesse due à l'expansion thermique alors que sans flamme, cette vitesse diminue au fur et à mesure que l'on monte sur l'axe du brûleur.

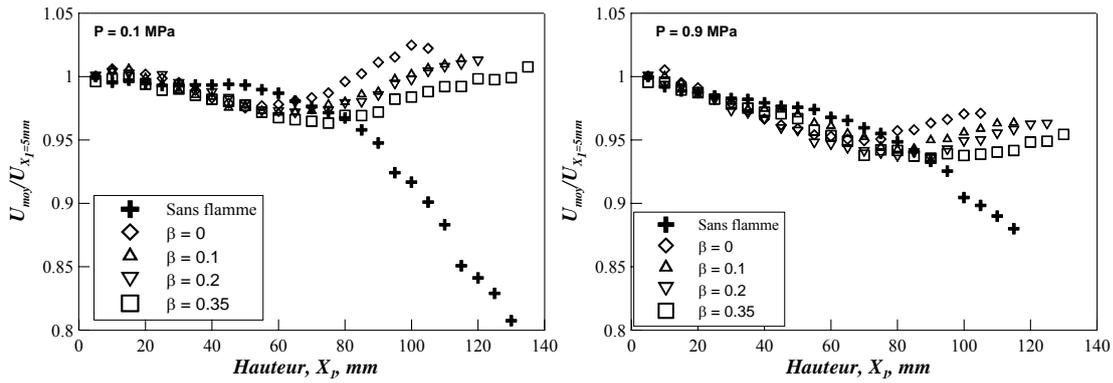


Figure E. 10 : Profils de vitesse axiale suivant l'axe du brûleur à 0.1 et 0.9 MPa avec et sans flamme

Suite à cette observation, il semble intéressant d'étudier la vitesse moyenne en fonction de la variable d'avancement moyenne. Ce fut possible car parallèlement aux mesures LDV, un photomultiplicateur focalisé sur le volume de mesure a permis de déterminer localement le degré d'avancement moyen de la réaction $\langle C \rangle$. Les résultats sont tracés sur la Figure E. 11, et on peut déjà observer l'effet de l'expansion thermique sur la vitesse moyenne, avec une augmentation progressive et légère de cette dernière avec $\langle C \rangle$.

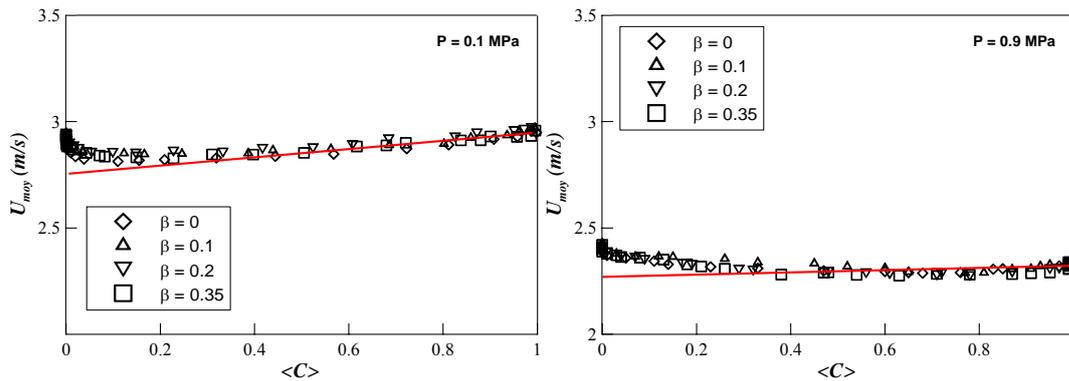


Figure E. 11 : Profils de vitesse axiale suivant la variable d'avancement à 0.1 et 0.9 MPa

De plus, on constate que la vitesse moyenne est plus élevée à pression atmosphérique qu'à haute pression. Ceci s'explique par le fait qu'à haute pression, l'isotropie et l'homogénéité de la turbulence sont plus marquées [42]. Le profil de vitesse à haute pression est plus plat que celui à pression ambiante, qui présente un maximum de vitesse au centre du brûleur. De plus, l'ajout de CO₂ n'a aucun effet sur la vitesse moyenne que ce soit à pression atmosphérique ou à 0.9 MPa.

Sur la Figure E. 12 est représentée l'évolution axiale de u_1' à pression atmosphérique et à 0.9 MPa pour différents teneurs en CO₂. Les différentes courbes sont très proches les unes des autres et l'addition de CO₂ a très peu d'influence sur u_1' .

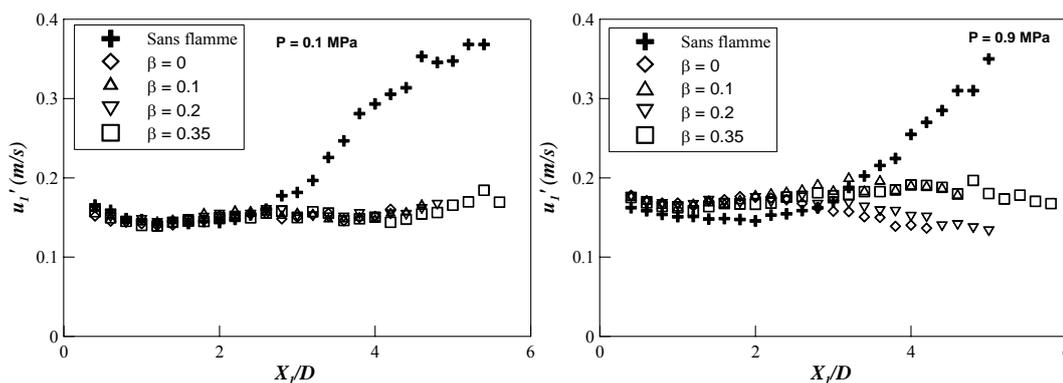


Figure E. 12 : Evolution de u_1' le long de l'axe du brûleur pour différents mélanges à 0.1 et 0.9 MPa

Enfin l'évolution le long de l'axe du brûleur de l'intensité de turbulence u'/U_{moy} est représentée sur la Figure E. 13. Les courbes pour différents teneurs en CO₂ sont confondues. Donc la nature du mélange a peu d'influence sur l'intensité de turbulence. On peut noter aussi que sa valeur est inférieure à 8%, ce que confirme le fait que l'hypothèse de Taylor peut être appliquée dans le cadre du calcul des échelles de turbulence.

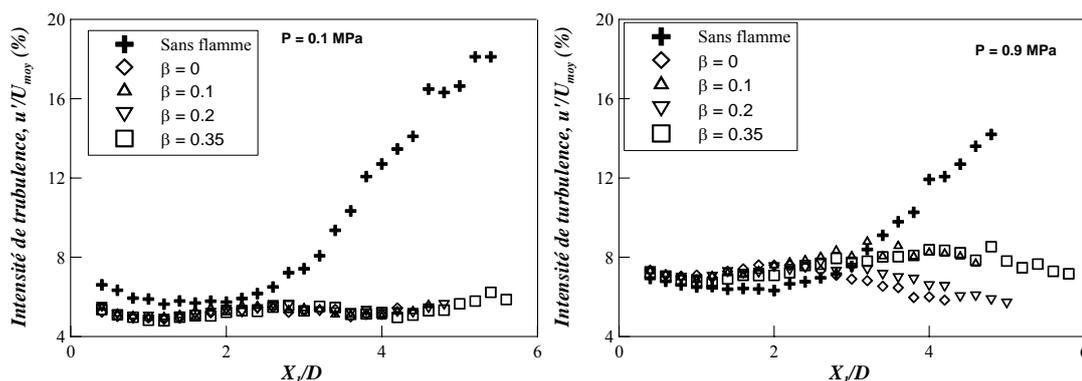


Figure E. 13 : Evolution de l'intensité de turbulence le long de l'axe du brûleur à 0.1 et 0.9 MPa

Tous les résultats à 0.1 et 0.9 MPa pour une teneur en CO₂ allant de 0 et 35 % obtenus à partir de la LDV pour $\langle C \rangle = 0.05$ sont présentés dans le Tableau E. 2. L'ensemble des formulations utilisées pour calculer les échelles de turbulence est décrite dans la Partie A (page 33) et les résultats pour autres cas de pressions sont résumés en Annexe C.

Nous pouvons voir que la dilution n'a pas d'effets sur les vitesses fluctuantes. Par contre, les échelles de turbulence sont affectées. En effet, l'échelle intégrale de longueur, l'échelle spatiale de Taylor et l'échelle de Kolmogorov augmentent avec le pourcentage de CO₂. Ceci s'explique par le fait que la vitesse de combustion laminaire décroît. La combustion étant plus lente, les échelles sont de tailles plus importantes. Enfin on observe une augmentation du Reynolds Turbulent, une diminution de nombre de Damköhler et une augmentation du nombre de Karlovitz.

β	P	S_L	δ_L	u'	v'	u'/S_L	L_u	λ	η	Re_T	Ka	Da
	MPa	m/s	mm	m/s	m/s		mm	mm	mm			
0	0.1	0.112	0.201	0.15	0.12	1.34	9.0	3.92	0.338	80	0.26	34
0.1	0.1	0.105	0.212	0.15	0.12	1.43	9.7	4.02	0.340	87	0.29	32
0.2	0.1	0.098	0.227	0.15	0.12	1.53	11.2	4.38	0.36	98	0.31	32
0.35	0.1	0.084	0.262	0.15	0.12	1.79	13.9	4.93	0.385	107	0.41	25
0	0.9	0.029	0.085	0.17	0.15	5.86	4.3	0.82	0.047	405	2.7	8.7
0.1	0.9	0.025	0.097	0.17	0.15	6.80	4.7	0.86	0.048	444	2.9	7.3
0.2	0.9	0.023	0.106	0.17	0.15	7.39	4.4	0.85	0.048	409	3.5	5.8
0.35	0.9	0.021	0.115	0.17	0.15	8.10	5.4	0.95	0.053	475	4.5	4.9

Tableau E. 2 : Effets de la pression et de l'ajout de CO₂ sur les caractéristiques de la turbulence pour $\langle C \rangle = 0.05$

Nous avons reporté les points de fonctionnement sur le diagramme de combustion turbulente (Figure E. 14) à pression atmosphérique et à 0,9 MPa. Nous pouvons voir qu'avec l'augmentation en pression les points de fonctionnement se rapprochent de la zone de flammes plissées, ce qui est dû à la diminution de S_L . Par contre, l'ajout de CO₂ modifie peu la position des points de fonctionnement.

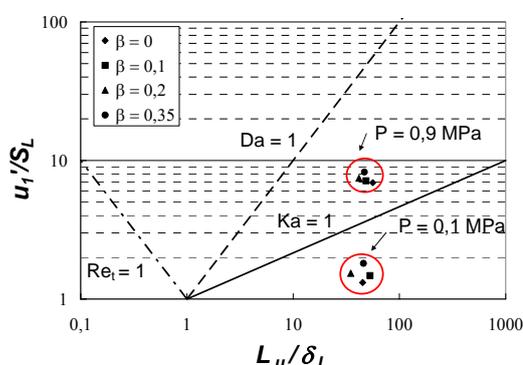


Figure E. 14 : Points de fonctionnement sur le diagramme de combustion turbulente pour divers teneur en CO₂ à pression atmosphérique et 0.9 MPa

XVII.3 Conclusion sur le champ de turbulence

Cette étude nous a permis de caractériser l'écoulement réactif pour différents taux de dilution. Les profils axiaux des oscillations de vitesses restent constants quelle que soit la dilution. La chimie étant plus lente avec la dilution, l'épaisseur de flamme est plus importante, ainsi que l'ensemble des échelles de turbulence.

XVIII Caractérisation de la flamme

Ce chapitre traite des changements de l'aspect topologique de la flamme avec l'addition de CO₂ dans le prémélange. Les données permettant cette analyse sont issues des mesures de diffusion de Mie. Une analyse approfondie des images permet d'obtenir de nombreux paramètres tels que la courbure du front de flamme, la densité de surface de flamme et l'intensité de combustion. Toutes ces données seront traitées de manière locale et globale avec le logiciel Matlab.

XVIII.1 Structure générale de la flamme

Les images de flamme sont obtenues à partir de la tomographie par plan laser. Elle consiste à faire une coupe de la flamme centrée sur le brûleur. Cela ne rend pas compte de l'aspect tridimensionnel de la flamme. La hauteur des flammes ne nous permettait pas d'obtenir une image de l'intégralité de la flamme. C'est pourquoi, pour chaque série, l'acquisition des flammes a été réalisée en deux parties, une concernant le bas de flamme à partir du brûleur, l'autre concernant le haut de la flamme, 50 mm au dessus du brûleur. La Figure E. 15 représente les deux acquisitions instantanées de flamme pour différentes teneurs en CO₂.

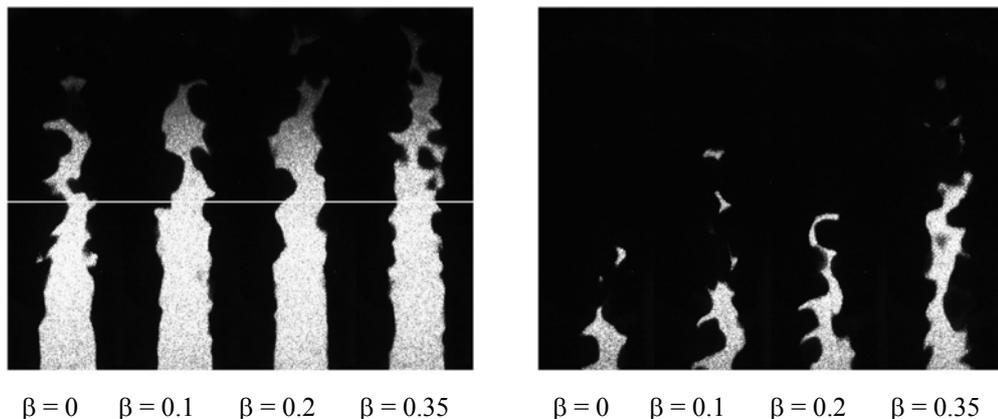


Figure E. 15: Images brutes à pression atmosphérique pour différentes teneurs en CO₂
Partie basse à gauche et partie haute à droite.

Nous pouvons voir que, sur l'image de gauche, la partie haute de la flamme n'est pas visible. C'est pourquoi dans notre étude, seule la partie sous le trait blanc est conservée. Alors que sur l'image de droite, nous avons bien la flamme jusqu'en haut. Il n'y a que dans deux cas où l'on observe l'intégralité de la flamme, qui sont à 0,3 et 0,5 MPa pour un mélange méthane-air. Une combinaison des deux images permet de réaliser une étude sur l'ensemble de la flamme. Comme les résultats suivants sont basés sur l'aspect statistique, cette différenciation des parties haute et basse ne pose aucun problème.

Nous pouvons voir que lorsque la teneur de CO₂ dans le mélange augmente, la flamme est donc plus grande mais que l'aspect structurel du front de flamme n'est pas modifié. Les points de rebroussement ne s'accroissent pas. Le plissement est moins important au niveau du brûleur qu'en haut de la flamme, contrairement à l'influence de la pression sur la flamme [61]. On peut expliquer l'accroissement de la hauteur de flamme par le fait que la chimie est plus lente, comme on a pu le voir dans l'étude laminaire.

D'autre part, sur ces images, on distingue trois parties : la flamme principale accrochée au brûleur, les îlots qui sont les gaz frais détachées de la flamme principale et les poches de gaz brûlés inclus dans la flamme principale. La présence de CO₂ dans le prémélange ne modifie pas le nombre d'occurrence de poches et d'îlots. Par contre, la surface des gaz frais augmente linéairement avec l'augmentation de β , ce qui est due à la croissance de la flamme.

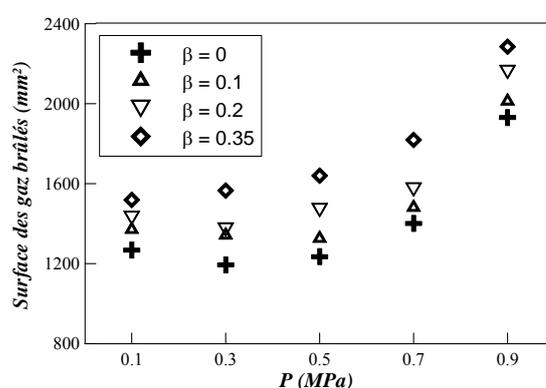


Figure E. 16 : Surface des gaz brûlés pour différentes pressions et différentes teneurs en CO₂

Nous avons choisi de représenter (Figure E. 16) la surface des gaz brûlés (c'est-à-dire les poches de gaz brûlés) en fonction de la pression pour observer un effet particulier. En effet, on peut noter tout d'abord une décroissance de la surface des gaz brûlés entre 0,1 et 0,3 MPa. Puis au delà de 0.3 MPa, on constate une augmentation de cette surface proportionnellement à la pression. Dans les précédentes études [60], ce phénomène avait été identifié mais attribué à la hauteur de nappe insuffisante. Le fait de diviser la flamme en deux parties permet réellement de voir la flamme dans sa globalité et de prendre en compte les poches au sommet et donc de confirmer ce phénomène qui n'est en fait pas lié à une hauteur de nappe insuffisante.

XVIII.2 Analyse de la hauteur de flamme et épaisseur de flamme turbulente

La hauteur de flamme devient plus importante lorsque β augmente. Une méthode pour connaître la hauteur de flamme avec exactitude est d'étudier le degré d'avancement moyen de la réaction $\langle C \rangle$. En effet, la hauteur est définie par $H = H_{\langle C \rangle = 0.99}$. Pour cela, il est nécessaire de tracer l'évolution de $\langle C \rangle$ en fonction de l'axe vertical X_1 . La Figure E. 17 représente le degré d'avancement moyen en fonction de X_1 pour les différents mélanges à 0.1 et 0.9 MPa.

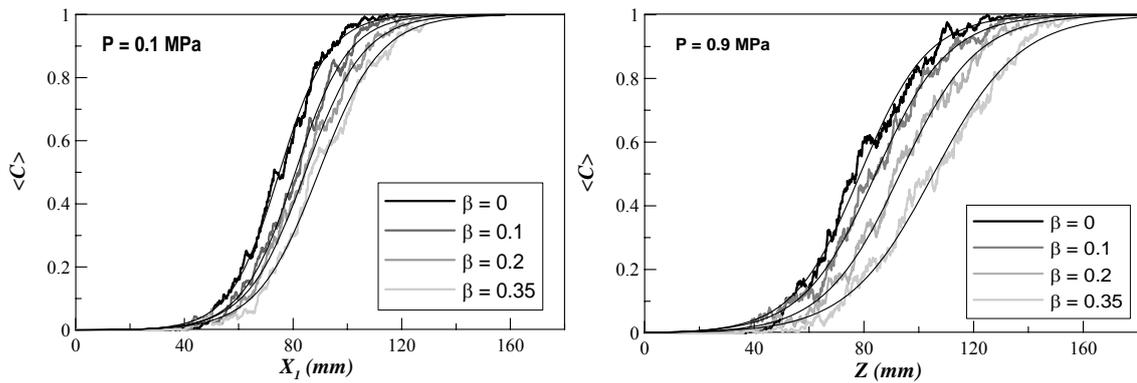


Figure E. 17 : Evolution de $\langle C \rangle$ suivant la hauteur et la teneur en CO₂ à 0.1 et 0.9 MPa

Nous pouvons remarquer que la courbe issue de la moyenne sur 300 images reste très bruitée. Une courbe d'ajustement est donc utilisée afin de déterminer la hauteur de flamme. Elle a pour formule [95]:

$$\langle C \rangle(X_1) = \frac{1}{1 + \exp(-4 \cdot (X_1 - d)/\delta_T)}$$

d est un décalage et δ_T est l'épaisseur turbulente. Cette épaisseur turbulente représente une distance moyenne entre deux degrés d'avancement comprenant courbures, plissements et détachements d'îlots. Cette définition est bien différente de l'épaisseur de flamme laminaire qui ne caractérise que le front de flamme. Un ajustement numérique permet de déterminer d et δ_T directement à partir des courbes brutes. Les coefficients de corrélation de ces courbes sont supérieurs à 0.99 dans l'ensemble des cas. L'épaisseur turbulente ainsi trouvée correspond à celle déterminée par la méthode de Spalding. Cela revient à trouver l'équation linéaire dont la pente est maximum et tangente à la courbe d'ajustement et de faire la différence entre les hauteurs associées à $\langle C \rangle = 1$ et $\langle C \rangle = 0$. La définition la plus courante prise pour l'épaisseur turbulente est la distance entre les valeurs à $\langle C \rangle = 0.05$ et $\langle C \rangle = 0.95$. Les valeurs trouvées par ces deux méthodes sont résumées dans le Tableau E. 3.

On s'aperçoit tout d'abord que l'épaisseur turbulente, selon Spalding, a une valeur plus basse que celle définie à partir de la courbe du degré d'avancement moyen de réaction. De plus, les valeurs trouvées sont proches de celles déterminées par Lachaux [60].

P MPa	β	d mm	δ_T Méthode de Spalding (mm)	δ_T Entre $\langle C \rangle_{0.05}$ et $\langle C \rangle_{0.95}$ (mm)
0,1	0	75	36,5	53,7
0,1	0,1	80,8	39,2	57,6
0,1	0,2	84,5	43,2	63,6
0,1	0,35	89,5	45,6	67,1
0,5	0	59,7	41,5	61,2
0,5	0,1	65,7	46,5	68,5
0,5	0,2	67,7	48,7	71,7
0,5	0,35	76,1	57,1	84
0,9	0	78,7	49,2	72,4
0,9	0,1	84,3	53,1	78,2
0,9	0,2	93,2	55,9	82,3
0,9	0,35	105,4	62,9	92,5

Tableau E. 3 : Epaisseur turbulente δ_T en fonction de la pression et de la teneur en CO₂

On remarque, en outre, que quelle que soit la définition prise et quelle que soit la pression dans la chambre, l'épaisseur turbulente augmente linéairement avec la teneur en CO₂. Cela est directement lié à la chimie plus lente. La Figure E. 18 illustre la hauteur en fonction la pression pour les différentes concentrations en CO₂.

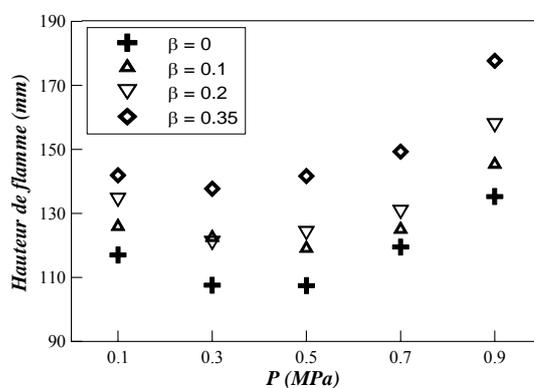


Figure E. 18 : Hauteur de flamme pour différentes pressions et différentes teneurs en CO₂

Ce que l'on remarque de particulier, c'est que la hauteur de flamme diminue entre 0,1 MPa et 0,3 MPa et augmente ensuite lorsque que la pression augmente dans la chambre de combustion. C'est le même phénomène observé pour la surface des gaz brûlés, qui sont liés.

La superposition des images binarisées permet d'obtenir la carte d'iso-degré d'avancement de la réaction, noté iso $\langle C \rangle$, c'est-à-dire la probabilité de présence des gaz brûlés. Pour cela, les images sont sommées pixel par pixel pour ainsi obtenir une image en dégradé de couleur. Ensuite une détection des valeurs de pixel permet de déterminer les iso $\langle C \rangle$. La Figure E. 19 représente les contours iso $\langle C \rangle$, allant de 0.1 à 0.9 par pas de 0.1, pour une pression de 0.9 MPa.

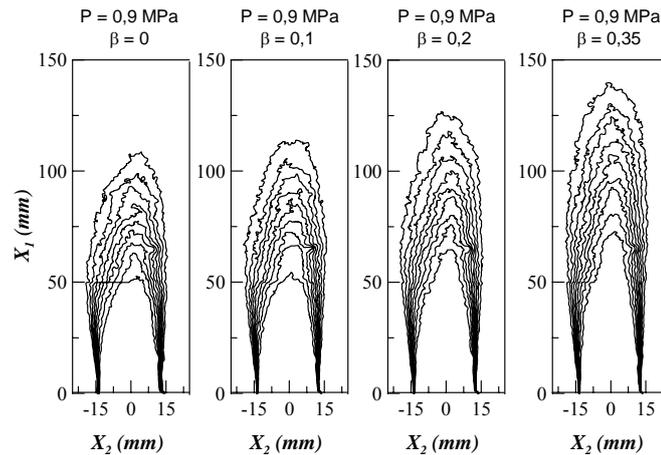


Figure E. 19 : Contours iso<C> par pas de 0,1 en fonction de β à 0,9 MPa

Par définition, $\langle C \rangle = 0$ représente les gaz frais et $\langle C \rangle = 1$ représente les gaz brûlés. La définition de $\langle C \rangle$ peut être donnée comme la différence des températures.

$$\langle C \rangle = \frac{T - T_{GF}}{T_{GB} - T_{GF}}$$

T_{GF} est la température des gaz frais, T_{GB} est la température des gaz brûlés et T est la température au point considéré. Nous pouvons voir ainsi l'évolution de la réaction dans l'espace ; et ces cartes permettront de déterminer la vitesse de combustion turbulente.

XVIII.3 Courbures du front de flamme

XVIII.3.1 Etude globale

Pour une meilleure analyse de la courbure du front de flamme, nous avons travaillé à partir de la représentation des PDF (Probability Density Function) normalisées des courbures, calculées à partir de 300 images. La normalisation des distributions suit la loi suivante :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} P(h) \cdot dh = 1$$

La Figure E. 20 représente la distribution des courbures du front de flamme pour les différents mélanges pour deux pressions distinctes. On observe tout de suite que la distribution suit une loi Gaussienne, qui ne change pas avec la présence de CO₂. Cela signifie bien que malgré l'agrandissement de la flamme, la proportionnalité des structures est conservée. La moyenne reste constante et égale à zéro. Il faut savoir que les classes prises pour tracer la distribution des courbures ont une largeur de 0.5 mm et que le zéro est exclu. En effet, autour de zéro, il y a une

classe à gauche de - 0,15 à - 0,05 et une à droite de 0,05 à 0,15. Ainsi, la courbure égale à zéro n'est pas considéré car difficile à obtenir graphiquement.

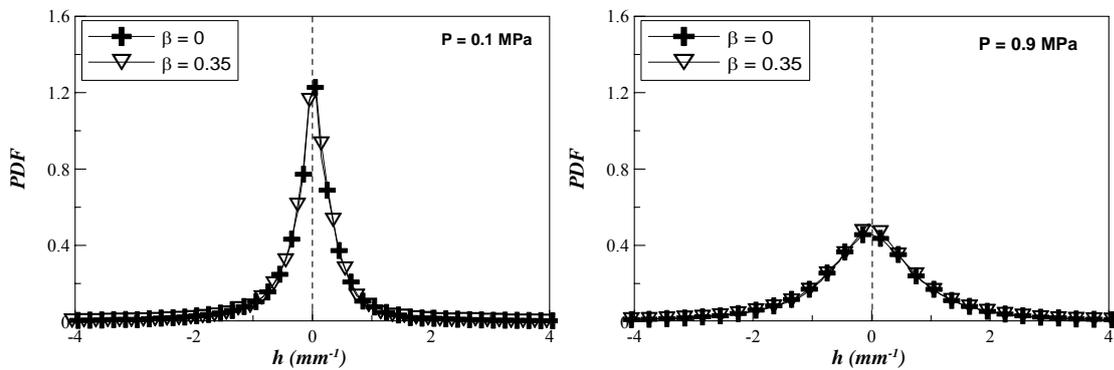


Figure E. 20 : PDF des courbures en fonction de la teneur en CO₂ à pression atmosphérique et 0,9 MPa

Une étude plus approfondie des distributions de courbure nous prouve qu'il n'y a pas de changements notables de la courbure du front de flamme. En effet, le coefficient d'asymétrie S_c , qui permet d'évaluer la symétrie de la répartition des échantillons par rapport à sa moyenne, est équivalent pour une pression donnée. Le coefficient d'aplatissement, qui rend compte de l'élargissement de la courbe de distribution, reste lui aussi constant selon β .

Pour mieux se rendre compte de cette constance des résultats, on peut aussi représenter la variation de courbures positives $\langle h+ \rangle$ et négatives $\langle h- \rangle$, ainsi que le rayon de courbure moyen \mathcal{R}_{moyen} définie par :

$$\mathcal{R}_{moyen} = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{1}{\langle h+ \rangle} - \frac{1}{\langle h- \rangle} \right)$$

Tous ces résultats sont représentés sur la Figure E. 21, où nous pouvons voir que les courbures et les rayons de courbure associés restent constants quelle que soit la teneur en CO₂.

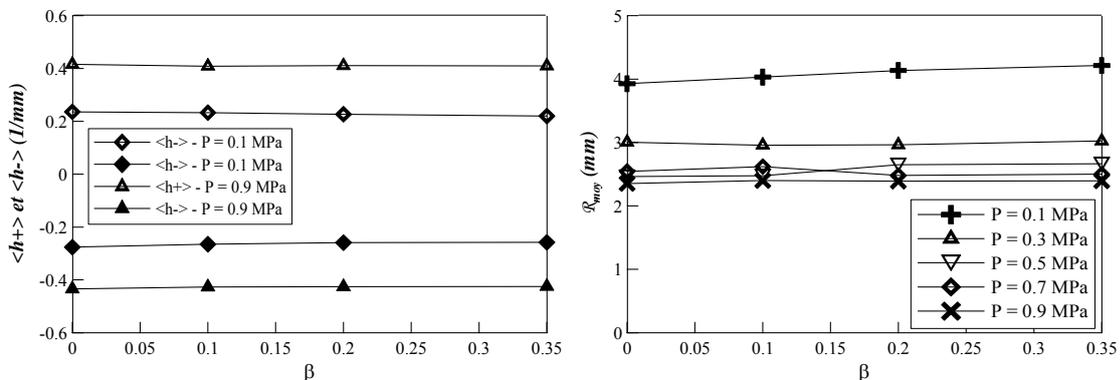


Figure E. 21 : Moyenne des courbures positives et négatives, et le rayon de courbure

Globalement la courbure ne change pas. Les résultats moyennés nous montrent que la dilution n'a pas d'effets sur la courbure du front de flamme. Nous allons voir que même localement la courbure reste constante par rapport à la position dans la flamme.

XVIII.3.2 Etude locale

L'étude locale permet de voir où sont en moyenne les courbures négatives et positives, ainsi que leur intensité. Cela apporte une information très complète sur la courbure. La Figure E. 22 représente la cartographie des courbures locales du front de flamme à 0.9 MPa, sachant que l'évolution de la courbure en fonction de la teneur en CO₂ reste la même quelle que soit la pression dans la chambre. Il n'y a pas de changements remarquables en fonction de β . On garde une répartition et une intensité des courbures équivalentes suivant les différents mélanges. Donc ce que l'on observait de manière globale se retrouve dans l'analyse locale. Si l'on se penche sur la répartition des valeurs de courbure, les courbures sont positives du côté des gaz frais et négatives à l'extérieur du côté des gaz brûlés. Autrement dit, pour de faibles valeurs de $\langle C \rangle$, la courbure est positive et pour des valeurs de $\langle C \rangle$ plus élevés, la courbure est négative.

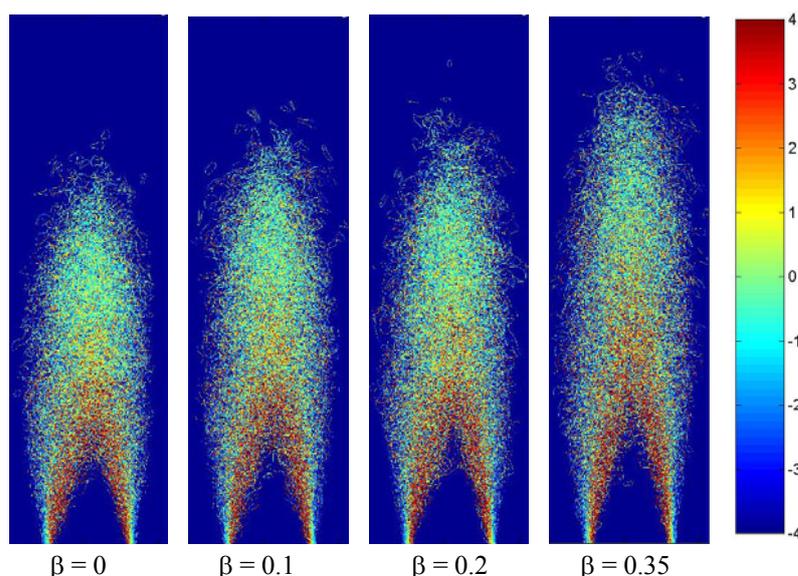


Figure E. 22 : Carte des courbures locales à 0,9 MPa en fonction de la teneur en CO₂

Une étude menée sur l'évolution du front de flamme en fonction de $\langle C \rangle$ pour les différents mélanges nous amène aux mêmes conclusions (Figure E. 23). On observe une décroissance de la courbure du front de flamme en fonction de $\langle C \rangle$. De plus, les courbures sont plus importantes dans les gaz brûlés que dans les gaz frais. Shepherd et al. [98] constatèrent la même tendance en obtenant des rayons de courbures plus petit à $\langle C \rangle = 0,95$ qu'à $\langle C \rangle = 0,05$. Si l'on étudie de plus près l'influence de la présence de CO₂ sur l'évolution de la courbure du front de flamme en fonction de $\langle C \rangle$, on s'aperçoit que l'on a une translation de la courbe vers la droite.

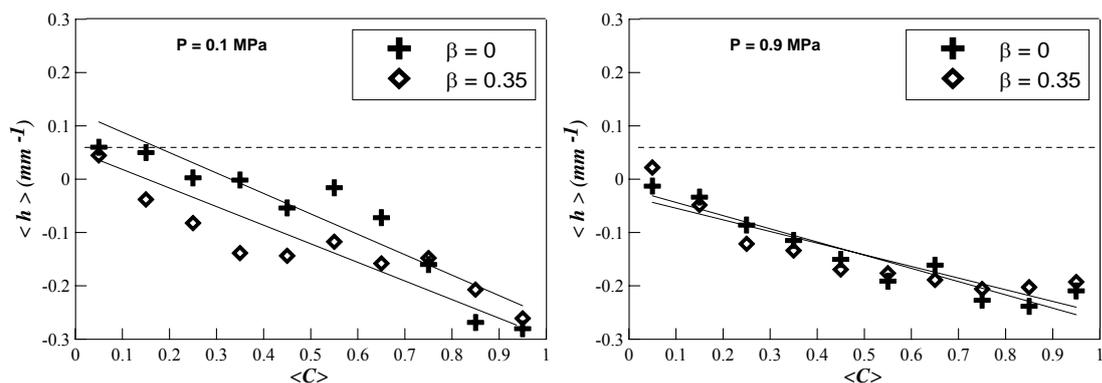


Figure E. 23 : Evolution de $\langle h \rangle$ en fonction de $\langle C \rangle$ pour différentes valeurs de β et des pressions de 0.1 et 0.9 MPa

Il est normal, que cette translation de la courbe n'induit pas de changements sur la distribution des courbures, ni sur la moyenne.

XVIII.4 Densité de surface de flamme

La densité de surface de flamme est définie comme étant le rapport entre l'aire du front de flamme sur le volume de la flamme. Cependant le volume est une grandeur difficile à obtenir sachant que la tomographie laser ne permet d'acquérir que des images planes. La densité de surface de flamme bidimensionnelle est donc calculée à partir du rapport de la longueur de front de flamme (L) sur l'aire de la zone de flamme (A) (se reporter au chapitre IX.3.3 page 96).

XVIII.4.1 Etude globale

La densité de surface de flamme est liée au taux de production chimique, c'est pourquoi c'est une grandeur importante dans l'étude des phénomènes liés à la combustion. Cela permettra de connaître le taux de combustion. Sur la Figure E. 24 apparaît l'évolution de la densité de surface de flamme en fonction de $\langle C \rangle$ et de la teneur en CO₂, pour différentes pressions.

La densité de surface de flamme est invariante en fonction de β . Ceci s'explique par le fait que la puissance dégagée lors de la combustion est constante pour une pression donnée. En effet, les structures du front de flammes ne changent pas avec la dilution, donc la puissance dégagée reste la même.

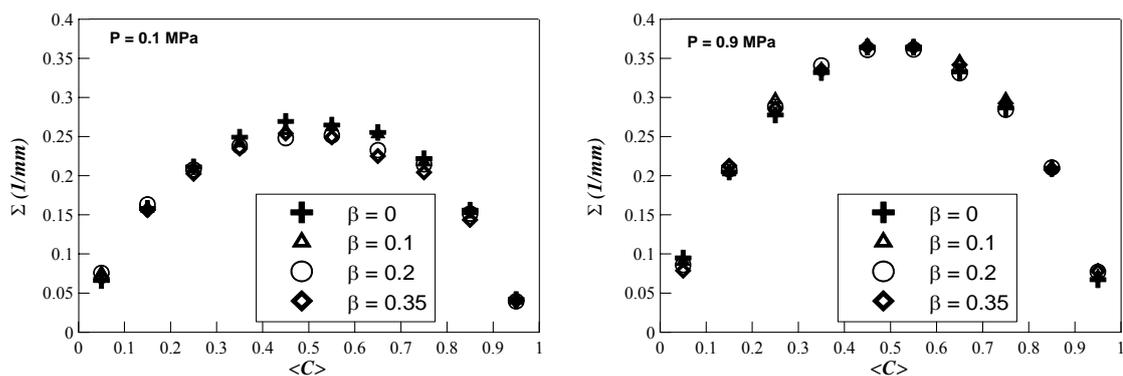


Figure E. 24 : Densité de surface de flamme en fonction de $\langle C \rangle$ pour différents taux de dilution à 0.1 et 0.9 MPa

La position du maximum de densité de surface de flamme, Σ_{\max} , se trouve pour $\langle C \rangle$ proche de 0,5. Si l'on étudie l'évolution des densités de surface de flamme maximales et moyennes, nous pouvons voir sur la Figure E. 25 qu'elles restent constantes lorsque la teneur en CO₂ est modifiée.

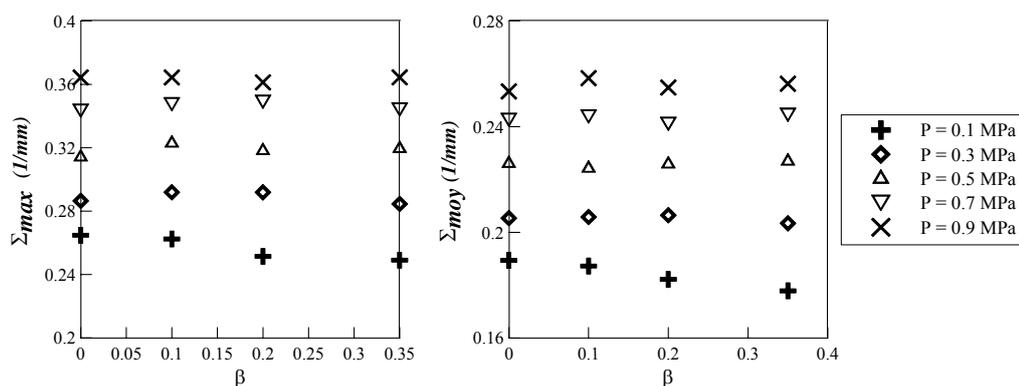


Figure E. 25 : Densité de surface de flamme maximale et moyenne en fonction de la teneur en CO₂

Bien que la densité de surface de flamme reste inchangée pour les différents mélanges, les longueurs L ($\langle C \rangle$) et les surfaces A ($\langle C \rangle$) augmentent toutes les deux lorsque la teneur en CO₂ augmente, comme nous pouvons le voir sur la Figure E. 26.

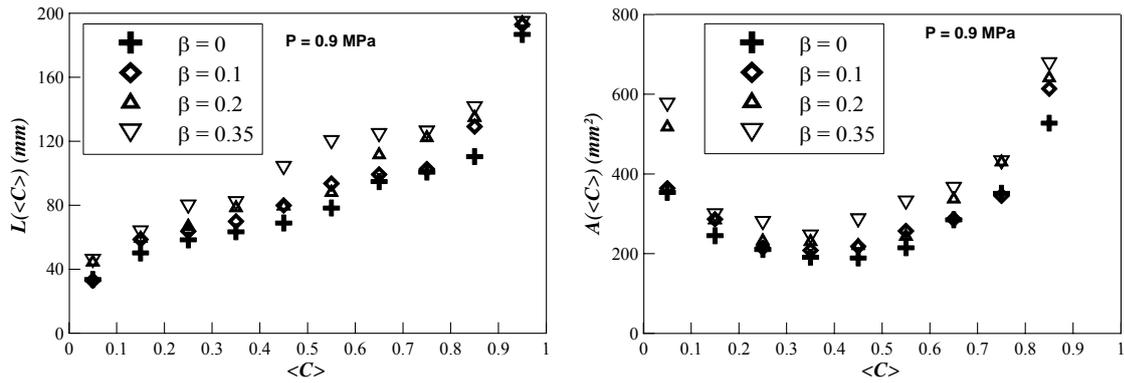


Figure E. 26 : Longueur et surface moyennes en fonction de $\langle C \rangle$ pour différentes teneur en CO₂ à 0,9 MPa

Les augmentations des longueurs et des surfaces sont principalement dues à l'accroissement de la hauteur de flamme. Mais comme les proportions sont conservées, la densité de surface de flamme reste constante. Ce résultat est valable pour toutes les pressions.

XVIII.4.2 Etude locale

La densité de surface de flamme peut être mesurée en chaque point du front de flamme, suivant la méthode décrite dans la Partie B (page 96). Les images sont ensuite sommées et moyennées, et on obtient la densité de surface de flamme locale (Figure E. 27).

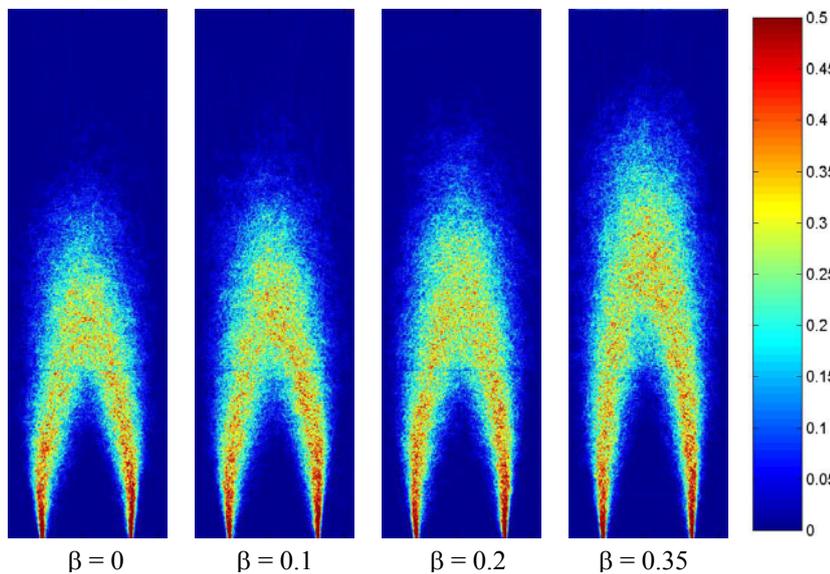


Figure E. 27 : Cartographie local de la densité de surface de flamme à 0,9 MPa

Nous pouvons voir que la répartition de la densité de surface de flamme ne change pas lorsque la teneur en CO₂ change. On garde toujours une densité de surface de flamme équivalente avec un maximum au centre du champ, pour $\langle C \rangle = 0,5$. Les valeurs maximales se situent au pied de

la flamme, très proche du brûleur. Les résultats trouvés en fonction des $\langle C \rangle$ et ceux trouvés sont cohérents entre eux.

XVIII.5 Intensité de combustion

La notion de vitesse de combustion turbulente a été introduite par Damköhler en 1940. Il traduit le mouvement turbulent. Le front de flamme turbulent moyen doit se déplacer à la vitesse de combustion turbulente S_T par rapport à l'écoulement. La vitesse de combustion turbulente augmente lorsque le mélange est soumis à un mouvement turbulent intense.

Elle peut être déterminée à partir des iso $\langle C \rangle$ en utilisant la méthode du cône. De la même manière que la vitesse de combustion laminaire a été définie, une approche similaire est appliquée pour le calcul de S_T , comme le montre la Figure E. 28. Le cône considéré est la surface intérieure du front de flamme. Kobayashi [56] a calculé les vitesses de combustion turbulente à partir de $\langle C \rangle = 0,5$, au lieu de $\langle C \rangle = 0,05$ comme dans d'autres études [40, 99]. Cependant ce calcul sous estime les intensités de combustion. Dans notre étude, la surface de la flamme sera considérée à partir de $\langle C \rangle = 0,1$ car S_T et S_L sont définies aux conditions des gaz frais [83].

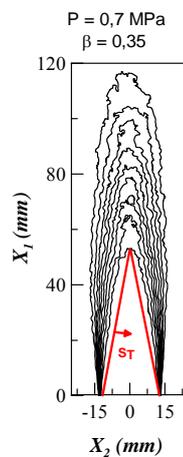


Figure E. 28 : Représentation de la méthode du cône à $\langle C \rangle = 0,1$ pour le calcul de S_T

Le principe est le suivant : connaissant la vitesse débitante U constante égale à 2,1 m/s et le diamètre de sortie du brûleur $2R$ de 25 mm, il suffit de connaître la hauteur H de l'iso $\langle C \rangle = 0,1$ pour trouver la vitesse de combustion turbulente, qui est exprimée de la manière suivante :

$$S_T = \sqrt{\frac{U^2}{1 + H/R}} \quad (\text{Méthode C})$$

A l'aide de l'interpréteur CHEMKIN, nous connaissons la vitesse de combustion laminaire. Il est ainsi facile de calculer le rapport S_T / S_L .

L'intensité de combustion peut être aussi déterminée par l'intégration de la densité de surface de flamme suivant la hauteur de la flamme Z . En effet, Shepherd [97] a prouvé que dans le cas d'un écoulement avec turbulence modérée, l'intensité de combustion est exprimée de la façon suivante :

$$\frac{S_T}{S_L} = K \int_{X_{1GB}}^{X_{1GF}} \Sigma(X_1) \cdot dX_1$$

X_{1GF} est la hauteur pour $\langle C \rangle = 0.01$ et X_{1GB} est la hauteur pour $\langle C \rangle = 0.99$. Les valeurs prises pour $\langle C \rangle$ sont les valeurs de la fonction d'ajustement qui vient approximer l'évolution de $\langle C \rangle$ en fonction de X_1 . Shepherd en déduit une relation liant la densité de surface de flamme maximum, l'intensité de combustion et l'épaisseur turbulente, qui est la suivante :

$$\frac{S_T}{S_L} = \Sigma_{\max} \cdot \delta_T \quad (\text{Méthode B})$$

Sur la Figure E. 29, les différentes méthodes C et B sont comparées pour différentes pressions et différents mélanges.

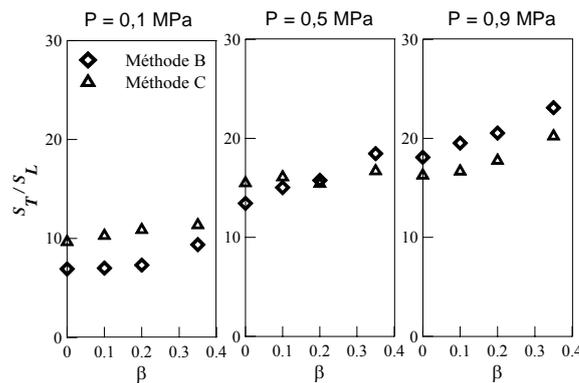


Figure E. 29 : Comparaison des méthodes B et C pour la détermination de S_T/S_L

Nous pouvons voir qu'à basse pression la méthode C sous estime légèrement l'intensité de combustion par rapport à la méthode B. Et lorsque que l'on monte en pression, les résultats sont très proches. En ce qui concerne l'évolution en fonction de la teneur en CO₂, nous pouvons voir que l'intensité de combustion augmente linéairement quand β augmente.

La vitesse de combustion turbulente a été déterminée dans une étude menée par Kobayashi et al. [57] et Kido et al. [48]. Kobayashi et al. observent que le rapport S_T/S_L diminue avec la dilution. Cependant ils précisent bien que cette évolution est inverse à ce qu'ils devraient obtenir compte tenu de la valeur du nombre de Lewis. En effet, lorsque la dilution augmente, le nombre de Lewis décroît et le rapport S_T/S_L devrait augmenter. On pourrait expliquer cette différence par le fait que le cône considéré par Kobayashi et al. ($\langle C \rangle = 0.5$) est trop grand et cela implique des intensités de combustion d'autant plus sous estimées que la dilution est importante. Les résultats de Kido et al. ne peuvent pas être pris pour comparaison. Dans leurs travaux, la vitesse de

combustion laminaire est gardée constante en jouant sur la richesse. Avec cette condition, S_T augmente, contrairement à notre travail où S_T diminue car la hauteur de flamme est plus importante.

XVIII.6 Conclusion sur l'étude macroscopique

L'impact de la dilution en CO₂ d'une flamme de prémélange méthane – air a été étudié à l'aide de la tomographie par plan laser. Plusieurs observations ont été faites.

Tout d'abord, la hauteur de flamme croît car la réactivité baisse avec l'ajout de CO₂. En effet la vitesse de combustion laminaire diminue. Ensuite les structures de flamme sont inchangées. Les PDF de courbure sont similaires. Ceci implique que la densité de surface de flamme reste identique quel que soit le taux de dilution. Comme il s'agit d'une dilution, le taux de combustion locale décroît. Cependant, comme la richesse est gardée constante, l'énergie globale générée par la combustion est conservée. Enfin, l'intensité de combustion, représenté par le rapport S_T/S_L augmente. Les vitesses turbulente et laminaire décroissent toutes les deux, mais la vitesse turbulente décroît moins rapidement que celle laminaire.

XIX Etude fractale et modélisation

XIX.1 Etude fractale

Nous allons étendre l'étude de l'effet de l'ajout de CO₂ dans le prémélange en appliquant la théorie fractale développée dans la partie D. Les trois paramètres, qui sont la dimension fractale D_3 , l'échelle de coupure interne ε_i et externe ε_0 , sont déterminés à partir de la méthode des compas décrite dans le chapitre V à la page 47.

Nous rappelons les différentes étapes de la méthode des compas. Soit ε l'écartement d'un compas ; la longueur du front de flamme parcourue peut être définie par $L(\varepsilon) = N(\varepsilon) \cdot \varepsilon$ où N est le nombre de fois qu'il faut reporter le compas pour parcourir tout le long de flamme. En répétant cette procédure pour différentes valeurs de ε , il est possible de représenter $\log(L(\varepsilon))$ comme une fonction linéaire de $\log(\varepsilon)$ de pente m . La dimension fractale est alors immédiatement déterminée comme $D = 1 - m$.

Pour une fractale idéale, la représentation de $\log(L(\varepsilon))$ en fonction de $\log(\varepsilon)$, est linéaire. En ce qui concerne un contour fractal idéal réel, il vérifie la propriété d'homothétie statique pour des échelles comprises entre sa coupure interne ε_i et sa coupure externe ε_0 (Figure E. 30). Entre ces deux fréquences, on parle d'autosimilarité. La résolution est d'environ 0,1107 mm pour un pixel. Ainsi, le début de la courbe ($\varepsilon < 1$) est faussé à cause de la résolution trop grande par rapport à l'échelle de mesure.

La Figure E. 30 représente la longueur mesurée en fonction de l'échelle de mesure et de la teneur en CO₂. Nous pouvons voir que les courbes sont identiques avec une translation vers le haut lorsque le pourcentage de CO₂ augmente. Ceci vient du fait que la hauteur de flamme augmente.

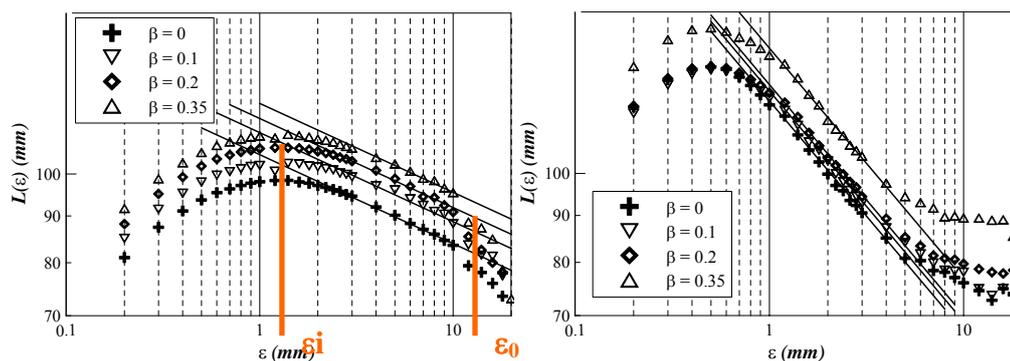


Figure E. 30 : Longueur mesurée en fonction de l'échelle de mesure pour différentes teneur en CO₂ à 0.1 (à gauche) et 0.9 MPa (à droite)

L'évolution des différents paramètres fractals en fonction du pourcentage de CO₂ est résumée dans le Tableau E. 4 pour une pression de 0.1 et 0.9 MPa. Comme lors de l'étude en pression, nous avons vu que l'échelle de coupure interne est proportionnelle au rayon de courbure moyen. Comme la courbure du front de flamme n'est pas modifiée par la présence de CO₂ dans le

mélange, il est normal que l'échelle de coupure interne reste constante lorsque l'on augmente la teneur en CO₂. Cependant cette évolution de ε_i est contraire à celle de Kobayashi [57], pour qui l'échelle de coupure interne est plus petite pour les mélanges avec CO₂. L'échelle de coupure externe reste aussi constante avec la dilution. Enfin la dimension fractale est inchangée suivant le pourcentage de CO₂.

β	P	R _c	D ₃	ε_i	ε_0
	MPa	mm		mm	mm
0	0.1	4.0	2.1	1.5	14
0.1	0.1	4.0	2.1	1.5	15
0.2	0.1	4.1	2.1	1.6	13
0.35	0.1	4.2	2.1	1.5	13
0	0.9	2.4	2.26	0.7	6.0
0.1	0.9	2.4	2.26	0.7	6.1
0.2	0.9	2.4	2.26	0.7	6.0
0.2	0.9	2.4	2.26	0.7	6.0

Tableau E. 4 : Paramètres fractals pour différents taux de dilution à 0.1 et 0.9 MPa

L'intensité de combustion peut être aussi déterminée à partir de ces paramètres avec la méthode de Smallwood [99], vu dans la partie D au paragraphe XIV.5 page 151, notée A. Elle est comparée à deux autres méthodes, qui sont la méthode de la densité de surface de flamme (notée B) et la méthode du cône (notée C) sur la Figure E. 31.

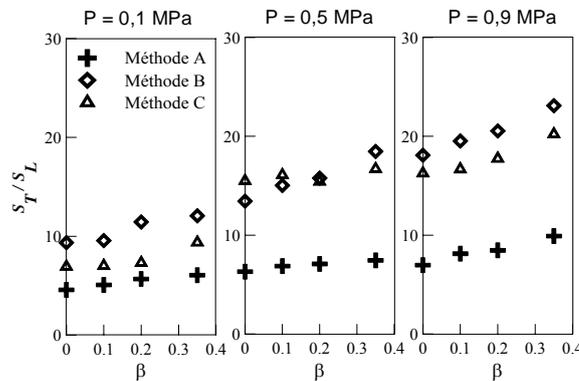


Figure E. 31 : Comparaison des méthodes A, B et C pour la détermination de S_T/S_L

La méthode A sous estime beaucoup l'intensité de combustion par rapport aux deux autres méthodes. Le facteur correcteur de 2.2, établi pour corriger cette infériorité est aussi valable pour la dilution en CO₂ (cf paragraphe XIV.5 de la page 151) comme nous pouvons le voir sur la Figure E. 32.

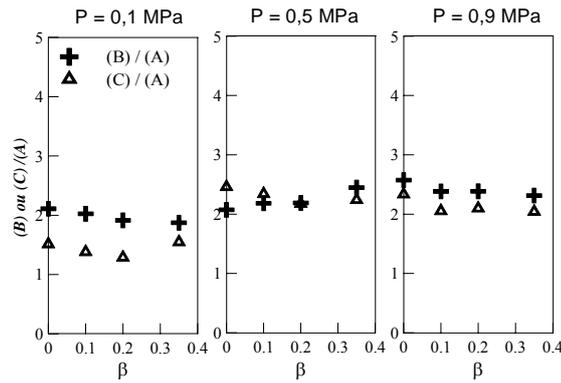


Figure E. 32 : Rapport des valeurs issues de la méthode B ou C et la méthode A

Nous observons aussi que le rapport des méthodes donne des valeurs proches de la dimension fractale. En fonction de la teneur en CO₂, la dimension fractale reste constante et elle augmente lorsque la pression augmente. Donc la formule établie dans le paragraphe XIV.5 de la page 151 est validée pour des mélanges dilués :

$$\frac{S_T}{S_L} = D_3 \cdot \frac{A_{C_{0,5}}}{A_{C_{0,05}}} \cdot \left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon_i} \right)^{D_3-2}$$

XIX.2 Modèle BML

Le modèle BML consiste à modéliser la densité de surface de flamme à l'aide du nombre de passage de flammelettes n_y et du facteur d'orientation σ_y .

$$\Sigma = \frac{n_y}{|\sigma_y|}$$

Cette formulation a été donnée par Bray [11]. Le facteur d'orientation σ_y est défini comme le cosinus de l'angle entre la normale au front de flamme instantané et la ligne d'iso<C> moyenne. g est une constante. Enfin le nombre de passage de flammelettes n_y s'écrit sous la forme :

$$n_y = \frac{g\langle C \rangle(1 - \langle C \rangle)}{L_y}$$

L_y est l'échelle intégrale de plissement du front de flamme.

XIX.2.1 Le facteur d'orientation

Le facteur d'orientation a été calculé à partir des images tomographiques et des cartes d'iso<C>, déterminés dans l'étude sur l'influence du CO₂ (cf. page 183). Il peut être facilement évalué en chaque point du contour avec la formule suivante :

$$|\sigma_y| = \frac{\left| n_2 \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial X_1} - n_1 \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial X_2} \right|}{\left(\frac{\partial \langle c \rangle}{\partial X_1}^2 + \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial X_2}^2 \right)^{1/2}}$$

Ces calculs ont été réalisés sur 300 images instantanées et moyennées pour obtenir $\langle |\sigma_y| \rangle$. Halter [43] a réalisé ce travail en faisant varier la pression et la richesse du mélange. Il en a déduit que le facteur d'orientation était équivalent quelles que soient la richesse et la pression. Pour nous situer par rapport aux autres études, le Tableau E. 5 récapitule l'ensemble des facteurs d'orientation que l'on trouve dans la littérature pour une flamme de prémélange méthane-air à pression atmosphérique pour une richesse de 0.6.

Auteurs	Facteur d'orientation moyen
Martel [72]	0.5
Lecordier [63]	0.5
Lachaux [60]	0.53
Ce travail	0.54
Halter [42]	0.59
Gagnepain [32]	0.65
Shepherd et Ashurt [94]	0.65
Deschamps [23]	0.69
Ghénéai [34]	0.7
Pavé [81]	0.7

Tableau E. 5 : Facteur d'orientation moyen
(P = 0.1 MPa et $\phi = 0.6$)

Notre résultat est tout à fait cohérent avec les autres études. Chang et al. [15] ont montré aussi que le facteur d'orientation pour une flamme méthane-air à pression atmosphérique augmente avec le rapport u'/S_L pour atteindre une valeur limite de 0.65. Par contre, en fonction de la pression, avec nos images, le facteur d'orientation reste constant. Ce résultat est contraire aux travaux de Lachaux [60], qui trouve une augmentation du facteur d'orientation et se rapproche de ceux de Halter [42], qui a observé une stagnation de ce facteur (Tableau E. 6).

P (MPa)	0.1	0.5	0.9
Lachaux [60]	0.53	0.66	0.64
Halter [42]	0.59	0.61	0.61
Ce travail ($\beta=0$)	0.54	0.54	0.53
Ce travail ($\beta=0.1$)	0.54	0.52	0.52
Ce travail ($\beta=0.2$)	0.55	0.52	0.53
Ce travail ($\beta=0.35$)	0.53	0.51	0.52

Tableau E. 6 : Comparaison du facteur d'orientation en pression et résultats avec la dilution en CO₂

L'impact de la dilution en CO₂ sur le facteur d'orientation a été analysé et la Figure E. 33 représente les cartographies locales de ce facteur à 0.9 MPa pour différents taux de dilution.

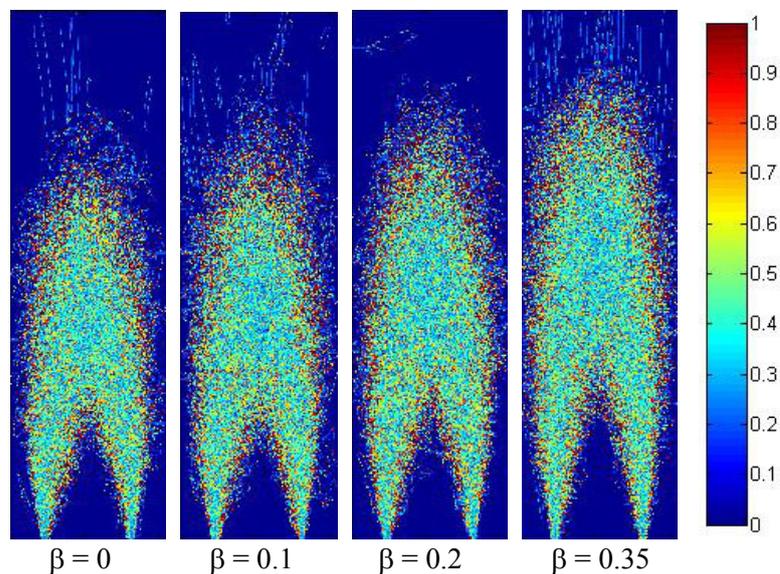


Figure E. 33 : Cartographie local du facteur d'orientation à 0.9 MPa

On constate que les cartographies du facteur d'orientation ont une allure similaire quel que soit le pourcentage de CO₂ dans le mélange. En effet la moyenne $\langle |\sigma_y| \rangle$ est constante en fonction de la dilution (cf. Tableau E. 6). Le taux de CO₂ n'a donc aucun impact sur les facteurs d'orientation des flammelettes. On peut noter que ce facteur est quasi uniforme sur toute la flamme avec des valeurs plus élevées sur les bords.

XIX.2.2 La densité de surface de flamme

Ensuite nous savons que, d'après le modèle BML, $\Sigma = K \cdot \langle C \rangle \cdot (1 - \langle C \rangle)$ où K est déterminé pour chaque pression. Cette constante est déterminée en faisant la moyenne sur tout le champ de la flamme.

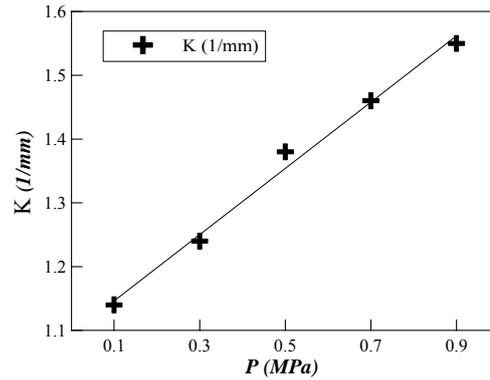


Figure E. 34 : Evolution de K en fonction de la pression

Le coefficient K augmente linéairement avec la pression (Figure E. 34). Cela vient recouper les résultats observés par Lachaux [60] : la densité de surface de flamme maximum, pour $\langle C \rangle = 0.5$ évolue linéairement avec l'augmentation de la pression.

La Figure E. 35 représente la cartographie de $\Sigma / (\bar{c}(1 - \bar{c}))$ pour différents teneurs en CO₂ à 0.9 MPa. Au centre de la flamme ce rapport possède une valeur constante. Par contre, sur les bords, les valeurs sont plus élevées. La dilution n'a aucun impact sur les cartographies.

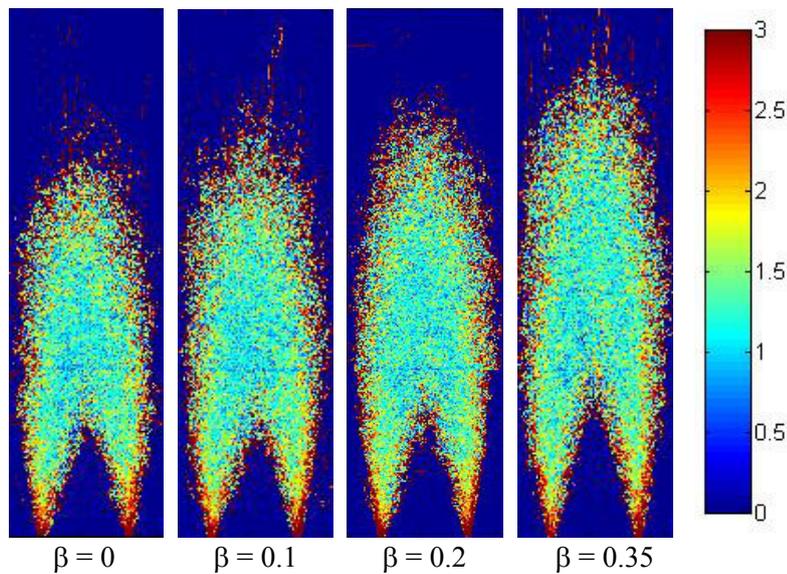


Figure E. 35 : Cartographie local de $\Sigma / (\bar{c}(1 - \bar{c}))$ à 0.9 MPa (mm^{-1})

Comme la densité de surface de flamme est invariante avec le pourcentage en CO₂, le coefficient K, obtenu en faisant la moyenne des cartographies, est indépendant de β (voir Figure E. 36)

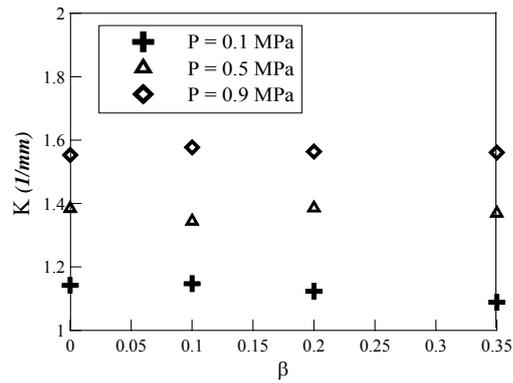


Figure E. 36 : Evolution de K en fonction du taux de dilution

La densité de surface de flamme est exprimée par :

$$\Sigma = \frac{g\langle C \rangle(1 - \langle C \rangle)}{L_y \langle |\sigma_y| \rangle}$$

Nous avons vu que la constante K et le facteur d'orientation sont indifférents au taux de CO₂, donc le rapport L_y/g sera constant. En effet, dans cette étude, pour un mélange méthane-air et pour une richesse de 0.6 et quel que soit le pourcentage de CO₂, la constante K vaut 1.16 mm à 0.1 MPa, 1.4 mm à 0.5 MPa et 1.55 mm à 0.9 MPa. Ceci corrobore bien les résultats obtenus par Halter [42] lors de ces travaux de thèse, qui observe aussi une augmentation avec la pression.

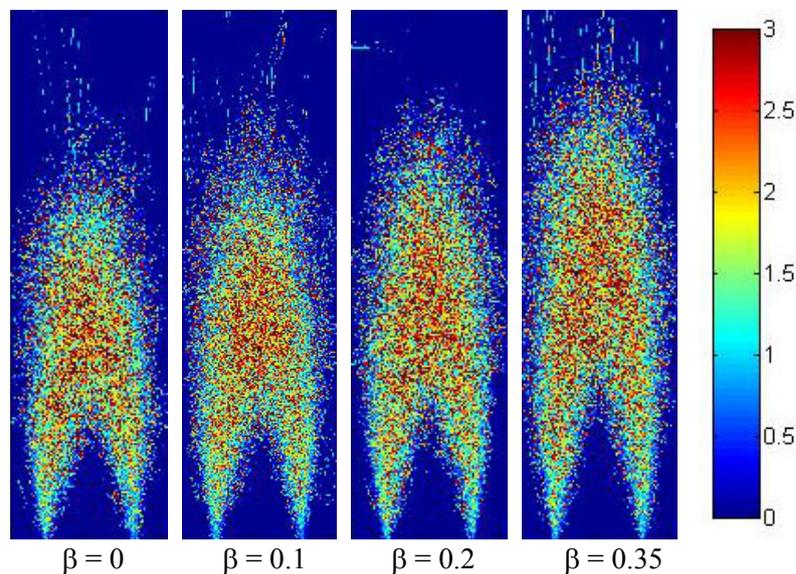


Figure E. 37 : Cartographie local de L_y / g à 0.9 MPa (mm)

La Figure E. 37 représente la cartographie de L_y / g pour différents teneurs en CO₂ à 0.9 MPa. Au centre de la flamme ce rapport possède la même valeur et sur les bords, les valeurs sont plus élevées. La dilution n'a aucun impact sur l'échelle de plissement de la flamme. Ceci rejoint bien

les résultats des paramètres fractals avec des échelles de coupure constantes avec le taux de dilution

XIX.2.3 Nombre de passage de flammelettes

Le nombre de passages par unité de longueur, n_y , est la fréquence spatiale du front de flamme instantané. La valeur de n_y moyenne augmente avec la pression mais aussi avec la dilution (Tableau E. 7).

$\beta \backslash P$	0.1	0.5	0.9
0	0.069	0.070	0.073
0.1	0.069	0.069	0.076
0.2	0.067	0.070	0.076
0.35	0.066	0.071	0.077

Tableau E. 7 : Nombre de passage de flammelettes $\langle n_y \rangle$

En effet, lorsque la pression augmente la densité de surface de flamme augmente et le facteur d'orientation est identique, ainsi $\langle n_y \rangle = \langle \Sigma \cdot \sigma_y \rangle$ augmente avec la pression. De plus, lorsque le taux de CO₂ est augmenté dans le mélange, nous avons vu que les cartographies de la densité de surface de flamme et du facteur d'orientation étaient inchangées, donc le produit $\langle \Sigma \cdot \sigma_y \rangle$ reste constant. Les cartographies locales du nombre de passage de flammelettes (Figure E. 38) confirment ce résultat.

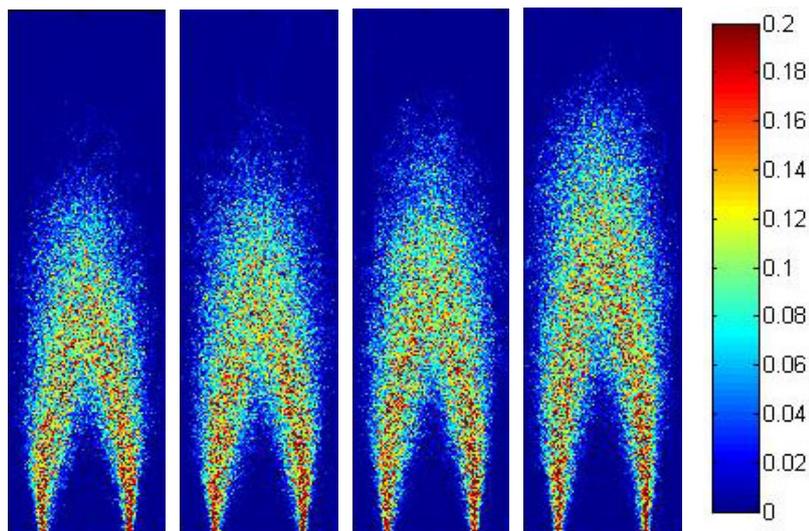


Figure E. 38 : Cartographie local de $\langle n_y \rangle$ à 0.9 MPa (mm⁻¹)

La valeur du nombre de passage de flammelettes est maximum au centre de la flamme. En effet, elle atteint son maximum pour une variable d'avancement de 0.5 [60].

XIX.2.4 Taux de combustion

Le taux de combustion, ou taux de production chimique, représente l'énergie totale libérée par unité de masse dans un combustible. Il est donné par la relation suivante :

$$\langle w \rangle = \rho_r \cdot S_L^0 \cdot I_0 \cdot \Sigma$$

On considère que $I_0 = 1$ car nous sommes en turbulence modérée [97]. Sur la Figure E. 39, nous pouvons voir l'évolution du taux de combustion en fonction de $\langle C \rangle$, de la teneur en CO₂ et de la pression.

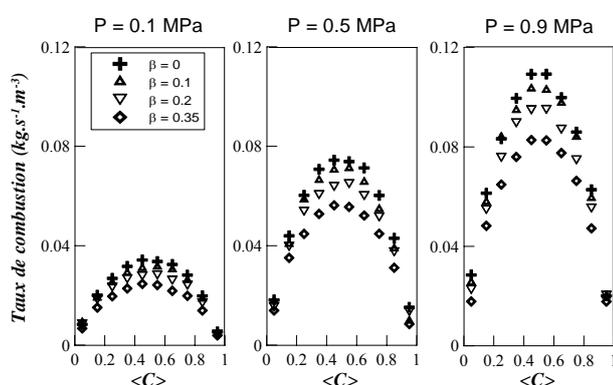


Figure E. 39 : Taux de combustion en fonction de $\langle C \rangle$ pour différentes pressions et différents β

Le taux de combustion diminue lorsque le pourcentage de CO₂ augmente dans le mélange, ceci étant la caractéristique de la dilution. En effet, pour un même volume, le carburant non dilué va produire plus d'énergie qu'un carburant dilué. La dilution par le CO₂ entraîne une légère augmentation de la masse volumique, l'ordre de +0,5 % quand β passe de 0,1 à 0,2 et une diminution de la vitesse de flamme laminaire de l'ordre de -7 % quand β passe de 0,1 à 0,2, tout en conservant la densité de surface de flamme constante. Ainsi la diminution du taux de combustion est due à une forte diminution de S_L .

Sur la Figure E. 40, où est représentée la répartition locale du taux de production chimique, nous pouvons voir la baisse du taux de combustion quand la dilution en CO₂ augmente. Cette baisse se fait uniformément sur toute la flamme.

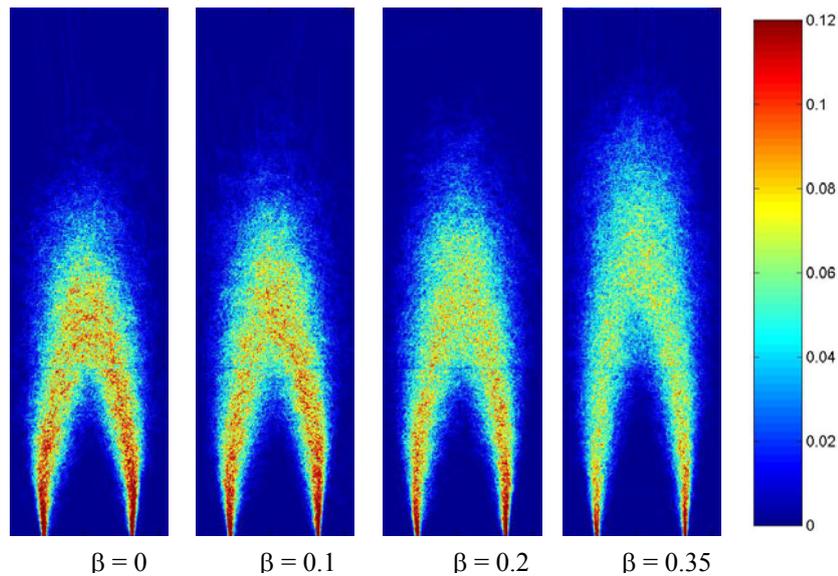


Figure E. 40 : Cartographie local du taux de combustion local à 0,9 MPa

Par contre, la puissance fournie par la flamme est constante. En effet, si l'on somme l'ensemble des pixels de la cartographie locale du taux de combustion, pour les différents mélanges, on trouve une valeur identique pour une même pression. A pression atmosphérique, on trouve une puissance totale dégagée de 2.2 kW, au lieu de 2 kW théoriquement et à 0.9 MPa, la puissance dégagée est de 17.4 kW et théoriquement de 18.1 kW. Ceci s'explique par le fait qu'ayant conservé une richesse de 0,6 quelle que soit la teneur en CO₂, la puissance totale dégagée par la combustion est constante. On retrouve de plus des valeurs identiques à la théorie.

XIX.2.5 Conclusions sur le modèle BML

Le modèle BML a été testé à partir des images de tomographie par plan laser. Différentes grandeurs, telles que le facteur d'orientation σ_y , l'échelle de plissement du front de flamme L_y , et le nombre de passage de flammelettes n_y , ont pu être déterminées. Nous avons pu voir que le facteur d'orientation reste égal à 0.54 quelles que soient la pression et la dilution. Le rapport $\Sigma / (\bar{c}(1 - \bar{c}))$ augmente linéairement avec la pression et reste constant avec le pourcentage de CO₂. Ensuite le rapport L_y / g diminue avec la pression et est insensible à la dilution. Et enfin le nombre de passages par unité de longueur, n_y , augmente avec la pression et reste identique quel que soit le pourcentage de CO₂.

Le taux de réaction a pu être déterminé à partir de la densité de surface de flamme. Localement il est moins important, mais comme la hauteur de flamme est plus importante, pour une même pression, la puissance dégagée globale est constante. La comparaison des puissances dégagées, calculées théoriquement et via le modèle BML, donne des résultats similaires, ce qui valide le modèle.

Conclusions et perspectives

Ce projet avait pour but d'approfondir les connaissances théoriques de la combustion prémélangée à haute pression sur une flamme à base de méthane et air. La pression est un paramètre primordial dans les applications industrielles. Leur souci de plus haut rendement tout en répondant aux exigences environnementales imposées par le protocole de Kyoto les contraint à développer des moyens de calculs importants pour minimiser les tests expérimentaux. Ce travail trouve donc plusieurs demandeurs qui sont les scientifiques qui cherchent à améliorer la compréhension des phénomènes mis en jeu lors d'un processus de combustion turbulente en milieu prémélangé et les industriels qui souhaitent avoir des modèles numériques et des bases de données expérimentales les plus complètes possibles concernant les prémélanges à base de gaz naturel et les biogaz.

Pour mener à bien ce projet, une chambre haute pression et deux brûleurs (laminaire et turbulent) ont été nécessaires. La chambre a connu plusieurs modifications pour améliorer les conditions de travail et la qualité des résultats. De plus, une multitude de diagnostics optiques ont été mis en œuvre pour exploiter au maximum l'étude des flammes et valider certains modèles de combustion. Toutes les séries d'images obtenues furent traitées et exploitées lors de ce travail, ce qui implique une bonne maîtrise de l'exactitude des résultats.

Etude laminaire

La combustion turbulente de prémélange étant un phénomène complexe. Une étude simplifiée a été réalisée sur une flamme conique laminaire à haute pression de prémélange méthane-air. Ainsi la stabilité de la flamme sous l'influence de la pression fut déterminée et la vitesse de combustion laminaire a pu être calculée et comparée aux résultats numériques obtenus avec le code PREMIX.

Une étude sur le diagramme de stabilité de la flamme laminaire a montré qu'avec l'augmentation en pression, il était possible de travailler à des richesses plus basses. Ainsi la haute pression autorise une diminution de la richesse globale du mélange et une réduction de la formation d'oxydes d'azote induite par la baisse de la température de combustion.

Une analyse spectrale de la position du sommet de la flamme conique fut réalisable avec une caméra haute cadence afin de déterminer la fréquence d'oscillation de la flamme. La pression a un effet non négligeable sur ce paramètre, puisque il évolue selon $P^{0.3}$ quelles que soient la richesse et la vitesse débitante. L'étude du nombre de Grashof a montré que l'augmentation de la fréquence en pression est liée à l'augmentation de la masse volumique et l'augmentation de la fréquence selon la richesse est liée à l'augmentation de la vitesse de combustion laminaire qui entraîne une expansion thermique plus importante.

Plusieurs méthodes de détermination de la vitesse de combustion laminaire furent utilisées pour l'étude de cette dernière. La vitesse de propagation est aisément déterminée à partir du cône du front de flamme en appliquant la conservation de la masse. Les résultats sont corrects et donnent de bonnes tendances. Ensuite une seconde étude expérimentale nous a permis de calculer cette

vitesse à partir du champ de vitesses obtenues par PIV. La difficulté de mise en œuvre et de traitement des champs impliquent des résultats éloignés de ceux obtenus par l'étude numérique avec le code PREMIX de la bibliothèque CHEMKIN-II avec le mécanisme GRI-Mech.v.0.3. Les résultats expérimentaux sont surestimés en comparaison aux résultats numériques. Cependant globalement il en ressort que la vitesse de combustion laminaire décroît avec la pression et est très sensible à la courbure et l'étirement. Au sommet de la flamme, l'étirement est très important et la courbure agit comme une lentille de focalisation entraînant une augmentation importante de la vitesse. Par contre sur les côtés du cône, l'étirement est nul et la vitesse relevée correspond à la vitesse fondamentale de combustion.

Etude turbulente

L'étude laminaire permet une analyse plus précise des phénomènes observés lors de la combustion turbulente. Le préambule de l'étude turbulente consistait à caractériser correctement l'écoulement à l'aide de la LDV et de vérifier l'homogénéité et l'isotropie de la turbulence.

Ensuite une étude fractale de la flamme de prémélange, permettant de décrire la densité de surface de flamme dans le cadre de la modélisation LES, fut réalisée. La dimension fractale croît avec la montée en pression. Il a été possible de corrélérer l'échelle de coupure basse, représentative des petites échelles, avec le rayon de courbure moyen. Par contre l'interprétation fractale de la densité de surface de flamme reste à confirmer.

La théorie fractale permet de fournir une description mathématique du front de flamme plissé. En effet, une analogie entre la méthode des compas et le filtrage LES permet d'appliquer la méthode fractale à la simulation aux grandes échelles. Les différents modèles de plissement ou de densité de surface de flamme présentent de mauvaise corrélation dès que la pression augmente. La pression influence beaucoup le plissement du front de flamme et les modèles issus de la théorie fractale capturent assez mal cette influence. Cependant il est possible de faire une corrélation entre le rapport S_T/S_L et les différents paramètres fractals.

Etude du biogaz CH₄-CO₂-air

L'étude du prémélange CH₄-CO₂-air a un double enjeu dans la société actuelle. D'un point de vu environnemental, il permet de fournir une énergie dite 'propre', avec l'utilisation du biogaz issus de la dégradation des déchets et une baisse significative de la production d'oxyde d'azote, car le CO₂ permet de réduire la température de combustion. D'un point de vu technique, ce mélange peut être retrouvé dans les gaz de d'échappement et ré-introduit dans les moteurs à combustion interne.

Pour caractériser l'impact de l'ajout de CO₂ sur les flammes de prémélange laminaires et turbulentes, tous les moyens mis en œuvre dans les deux études précédentes ont été utilisés.

Une première étude laminaire fut réalisée pour voir l'effet de la dilution sur les flammes de prémélange CH₄- air à haute pression. Préalablement, il a été possible de se rendre compte que la fréquence de battement de la flamme diminuait lorsque la teneur en CO₂ augmente. L'étude du nombre Grashof a montré que la dilution en CO₂ entraîne une diminution de la vitesse fondamentale de combustion et donc de l'expansion thermique. Ainsi la flamme est plus stable.

La décroissance de la vitesse de combustion laminaire suit la même loi quelle que soit la pression dans la chambre. Cela a été confirmé à la fois expérimentalement et numériquement.

Une étude macroscopique a ensuite été effectuée à l'aide de la tomographie par diffusion de Mie. L'ajout de CO₂ implique une forte croissance de la hauteur de flamme car la réactivité baisse. En effet, la vitesse de combustion laminaire diminue. Les structures de flamme ne sont pas modifiées avec des PDF de courbure insensibles au taux de CO₂, tout comme la densité de surface de flamme. Enfin, la vitesse laminaire augmentant plus rapidement que la vitesse turbulente, l'intensité de combustion croît.

La densité de surface de flamme est une donnée importante dans la combustion de prémélange. C'est pourquoi la formulation BML de la densité de surface de flamme a été testée pour les différents mélanges. Nous avons pu voir que la plupart des paramètres issus de ce modèle étaient insensibles à la dilution en CO₂. Le facteur d'orientation reste égal à 0.54 quelles que soient la pression et la dilution. Les rapports $\Sigma / (\bar{c}(1 - \bar{c}))$, L_y/g et n_y sont constants quel que soit le pourcentage de CO₂. Le taux de réaction a pu être déterminé à partir de la densité de surface de flamme. Localement, il est moins important. Cependant comme la hauteur de flamme est plus importante, pour une même pression, la puissance dégagée globale est constante. La comparaison des puissances dégagée calculées théoriquement et via la modèle BML donne des résultats similaires ce qui valide le modèle.

Perspectives

Les résultats expérimentaux sur la vitesse de combustion laminaire à haute pression étant surestimés par rapport au numérique, il serait intéressant d'obtenir ce paramètre via d'autres méthodes expérimentales. La bombe sphérique a déjà été utilisée à l'ICARE et les observations furent similaires. Une autre technique en jets opposés en cours de développement permettrait de confirmer ou non cette tendance.

Les modèles numériques basées sur l'aspect fractal de la flamme présentent quelques lacunes lorsque la pression augmente. Même si les évolutions sont bien capturées, il serait intéressant d'étendre ces modèles à d'autres configurations à haute pression.

L'ensemble des mesures réalisées lors de ce projet ne tiennent pas compte de l'aspect tridimensionnel de la flamme. La chambre haute pression vient d'être équipée d'un système composé de deux lasers pouvant générer deux plans laser parallèles dont l'espacement entre les deux peut être réglé. La mise en route du système s'avérant complexe, il n'a pas pu être utilisé lors de ce travail.

De nouveaux mélanges semblent trouver un intérêt économique notable compte tenu de la conjoncture actuel, comme les gaz synthétiques ou Syngaz obtenus par vapo-réformage, gazéification ou oxydation partielle. C'est pourquoi deux nouvelles thèses sur l'étude des prémélanges H₂-CO-Air viennent d'être lancées à l'ICARE sur la chambre haute pression.

Ce projet a donc permis d'approfondir les connaissances théoriques de la combustion des mélanges dilués en CO₂ à haute pression. Elle permet de plus de fournir une banque de données exploitable par la simulation numérique des écoulements réactifs permettant alors aux industriels de développer des méthodes de calculs moins coûteuse que l'expérimentation.

Bibliographie

1. **Abdel-Gayed R. G., Bradley D.**, *Combustion Regimes and the Straining of Turbulent Premixed Flames*, Combustion and Flame 76 (1989) 213-218
2. **Andrews G. E., Bradley D.**, *The burning velocity of methane-air mixtures*, Combustion and Flame 19 (1972) 275-288
3. **Bédard B., Cheng R. K.**, *Effects of Buoyancy on Premixed Flame Stabilization*, Combustion and Flame 107 (1996) 13-26
4. **Boger B.**, *Modélisation de sous-maille pour la simulation aux grandes échelles de la combustion turbulente prémélangée*, Thèse de Doctorat, Ecole Centrale Paris (2000)
5. **Boger M., Veynante D., Boughanem H., Trouvé A.**, *Direct Numerical Simulation Analysis of Flame Surface Density Concept for Large Eddy Simulation of Turbulent Premixed Combustion*, Proc. Combust. Inst. 27 (1998) 917-925
6. **Borghi R.**, *On the Structure and Morphology of Turbulent Premixed Flames*, Rec. Adv. Aerosp. Sci. (1985) 117-138
7. **Boukhalfa A.**, *Contribution à l'étude de la structure scalaire dans les flammes turbulentes prémélangées du type Bunsen*, Thèse de Doctorat, Orléans (1988)
8. **Bowman C. T. et al.** (GRI-Mech Homepage, Gas Research Institute, 1999)
9. **Bray K. N. C.**, *Turbulent Flows with Premixed Reactants in Turbulent Reacting Flows* (Berlin, 1980) pp. 115-183
10. **Bray K. N. C., Champion M., Libby P. A.**, *Mean Reaction Rates in Premixed Turbulent Flames*, Proc. Combust. Inst. 22 (1988) 763-769
11. **Bray K. N. C.**, *The Interaction Between Turbulence et Chemistry in Premixed Turbulent Flames* (In Borghi R. & Murthy S., 1989), pp. 547-563
12. **Buckmaster J. D.**, *Two examples of a stretched flame*, Quart. J. Mech. Appl. Math 35 (1982) 249-263
13. **Candel S. M., Poinso T.**, *Flame Stretch and the Balance Equation for the Flame Area*, Combustion Science and Technology 70 (1990) 1-15
14. **Cant R. S., Bray K. N. C.**, *Strained Laminar Flamelet Calculations of Premixed Turbulent Combustion in a Closed Vessel*, Proc. Combust. Inst. 22 (1988) 791-799

15. **Chang N. W., Shy S. S., Yang S. I., Yang T. S.**, *Spatially resolved flamelet statistics for reaction rate modelling using premixed methane-air flames in a near homogeneous turbulence*, *Combustion and Flame* 127 (2001) 1880-1894
16. **Charlette F., Meneveau C., Veynante D.**, *A Power-Law Wrinkling Model for LES of Premixed Turbulent Combustion (Part I)*, *Combustion and Flame* 131 (2002) 159-180
17. **Choi C. W., Puri I. K.**, *Contribution of Curvature to Flame-Stretch Effects on Premixed Flames*, *Combustion and Flame* 126 (2001) 1640-1654
18. **Choi C. W., Puri I. K.**, *Response of Flame Speed to Positively and Negatively Curved Premixed Flames*, *Combustion Theory and Modelling* 7 (2003) 205-220
19. **Chung S. H., Law C. K.**, *An Invariant Derivation of Flame Stretch*, *Combustion and Flame* 55 (1984) 123-125
20. **Clavin P.**, *Premixed combustion and gasdynamics*, *Annual Review of Fluid Mechanics* 26 (1994) 321-352
21. **Cohé C., Halter F., Chauveau C., Gökalp I., Gülder Ö.**, *Fractal Characterisation of High-Pressure and Hydrogen-Enriched CH₄-air Premixed Flames*, *Proc. Combust. Inst.* 31 (2007) 1345-1352
22. **Darrieus G.**, *Propagation d'un Front de Flamme: Essai de Théorie des Vitesses Anormales de Déflagration par Développement Spontané*, paper presented at the 6th Congrès de Mécanique Appliquée (1945)
23. **Deschamps B.**, *Etude spatiale et temporelle de la structure dynamique et scalaire des flammes turbulentes prémélangées de méthane-air*, Thèse de Doctorat, Orléans (1990)
24. **Dordain J. J., Lockwood F. C.**, *Combustion (in microgravity experiments)*, *Fluid sciences and materials science in space* (1987) 291-309
25. **Durao D. F. G., Whitelaw J. H.**, *Instantaneous Velocity and Temperature Measurements in Oscillating Flames.*, paper presented at the Proceeding of the Royal Society of London (1974)
26. **Durox D., Baillot F., Scouflaire P., Prud'Homme R.**, *Some Effects of Gravity on the Behaviour of Premixed Flames*, *Combustion and Flame* 82 (1990) 66-74
27. **Durox D.**, *Effects of Gravity on Polyhedral Flames*, *Proc. Combust. Inst.* 24 (1992) 197-204
28. **Durst F., Melling A., Whitelaw J. H.**, *Principles and Practice of Laser Doppler Anemometry*, Academic Press (1976)
29. **Ebara T., Iki N., Takahashi S., Park W.-H.**, *Effets of Radiation Reabsorption on Laminar Burning Velocity of Methane Premixed Flame Containing with Steam and Carbon Dioxide*, *JSME International Journal* 49 (2006) 260-264

-
30. **Echekki T., Mungal M. G.**, *Flame Speed Measurements at the tip of a Slot Burner: Effects of Flame Curvature and Hydrodynamic Stretch*, Proc. Combust. Inst. 23 (1990) 455-461
 31. **Fureby C.**, *A Fractal Flame-Wrinkling Large Eddy Simulation Model for Premixed Turbulent Combustion*, Proc. Comb. Inst. 30 (2005) 593-601
 32. **Gagnepain L.**, *Contribution à l'Etude de la Structure des Flamme Turbulentes Prémélangées Pauvres: Détermination des Echelles - Caractéristiques des Champs Dynamique et Scalaire*, Thèse de Doctorat, Orléans (1998)
 33. **Gelfand B. E., Karpov V. P., Popov O. E.**, *Turbulent Flames in Lean H₂-Air-CO₂ Mixtures*, paper presented at the Mediterranean Combustion Symposium (1999)
 34. **Ghenai C.**, *Etude de la Structure et de la Dynamique Spatio-Temporelle des Fronts de Flamme Instantanés en Combustion Prémélangée*, Thèse de Doctorat, Orléans (1995)
 35. **Glassman I.**, *Combustion* (Academic Press, San Diego, 2nd edition, 1987)
 36. **Gotoda H., Maeda K., Ueda T., Cheng R. K.**, *Periodic Motion of a Bunsen Flame tip with Burner Rotation*, Combustion and Flame 134 (2003) 67-79
 37. **Gouldin F. C.**, *And Application of Fractals to Modeling Premixed Turbulent Flames*, Combustion and Flame 68 (1987) 249-266
 38. **Gouldin F. C., Bray K., Chen J. K.**, *Chemical Closure Model for Fractal Flamelets*, Combustion and Flame 77 (1989) 241-259
 39. **Gülder Ö. L.**, *Turbulent Premixed Combustion Modelling Using Fractal Geometry*, Proc. Combust. Inst. 23 (1990) 835-842
 40. **Gülder Ö. L., Smallwood G. J.**, *Inner Cutoff Scale of Flame Surface Wrinkling in Turbulent Premixed Flames*, Combustion and Flame 103 (1995) 107-114
 41. **Gülder Ö. L. et al.**, *Flame Front Surface Characteristics in Turbulent Premixed Propane/Air Combustion*, Combustion and Flame 120 (2000) 407-416
 42. **Halter F.**, *Caractérisation des effets de l'ajout d'hydrogène et de la haute pression dans les flammes turbulentes de prémélanges méthane/air.*, Thèse de Doctorat, Orléans (2005)
 43. **Halter F., Chauveau C., Djeballi-Chaumeix N., Gokalp I.**, *Characterization of the effects of pressure and hydrogen concentration on laminar burning velocities of methane-hydrogen-air mixtures*, Proc. Combust. Inst. 30 (2005) 201-208
 44. **Hassan M. I., Aung K. T., Faeth G. M.**, *Measured and Predicted Properties of Laminar Premixed Methane/Air Flames at Various Pressures*, Combustion and Flame 115 (1998) 539-550

45. **Hinze J. O.**, *Turbulence* (2nd, 1975)
46. **Karlovitz B., Denniston D. W., Knapschaefer D. H., Wells F. H.**, *Studies on Turbulent Flames*, Proc. Comb. Inst. 4 (1953) 613-620
47. **Kerstein A., Ashurt W., Williams F. A.**, *Field Equation for interface Propagation in an Unsteady Homogeneous Flow Field*, Phys. Rev. 37 (1988) 2728-2731
48. **Kido H., Nakashima K., Nakahara M., Hashimoto J.**, *Experimental Study on the Configuration and Propagation Characteristics of Premixed Turbulent Flame*, JSAE Review 22 (2001) 131-138
49. **Kleiser T.**, *Fractal Analysis of Sintered Materials*, Acta Stereol 6/III (1987) 833-838
50. **Knikker R.**, *Analyse Expérimentale de la Combustion Turbulente Prémélangée pour la Simulation aux Grandes Echelles*, Thèse de Doctorat, Ecole Centrale Paris (2002)
51. **Knikker R., Veynante D., Meneveau C.**, *A Priori Testing of a Similarity Model for Large Eddy Simulations of Turbulent Premixed Combustion*, Proc. Combust. Inst. 29 (2002) 2015-2111
52. **Kobayashi H., Kawazoe H., Kaoru M.**, *Experimental Study on General Correlation of Turbulent Burning Velocity at High Pressure*, Proc. Combust. Inst. 27 (1998) 941-948
53. **Kobayashi H., Nakashima T., Tamura T., Maruta K., Niioaka T.**, *Turbulence Measurements and Observations of Turbulent Premixed Flames at Elevated Pressures up to 3.0 MPa*, Combustion and Flame 108 (28 September 1995, 1998) 104-117
54. **Kobayashi H., Kawazoe H.**, *Flame Instability Effects on the Smallest Wrinkling Scale and Burning Velocity of High-Pressure Turbulent Premixed Flames*, Proc. Combust. Inst. 28 (2000) 375-382
55. **Kobayashi H.**, *Experimental Study of High-Pressure Turbulent Premixed Flames*, Experimental Thermal and Fluid Science 26 (17 December 2001, 2002) 375-387
56. **Kobayashi H., Kawahata T., Seyama K., Fujimari T., Kim J.-S.**, *Relationship Between the Smallest Scale of Flame Wrinkled and Turbulence Characteristics of High-Pressure, High Temperature Turbulent Premixed Flames*, Proc. Combust. Inst. 29 (2002)
57. **Kobayashi H., Hagirawa H., Kaneko H., Ogami Y.**, *Effects of CO₂ dilution on Turbulent Premixed Flames at High Pressure and High Temperature*, Proc. Combust. Inst. 31 (2007) 1451-1458
58. **Kostiuk L. W., Cheng R. K.**, *The Coupling of Conical Wrinkled Laminar Flames with Gravity*, Combustion and Flame 103 (1995) 27-40

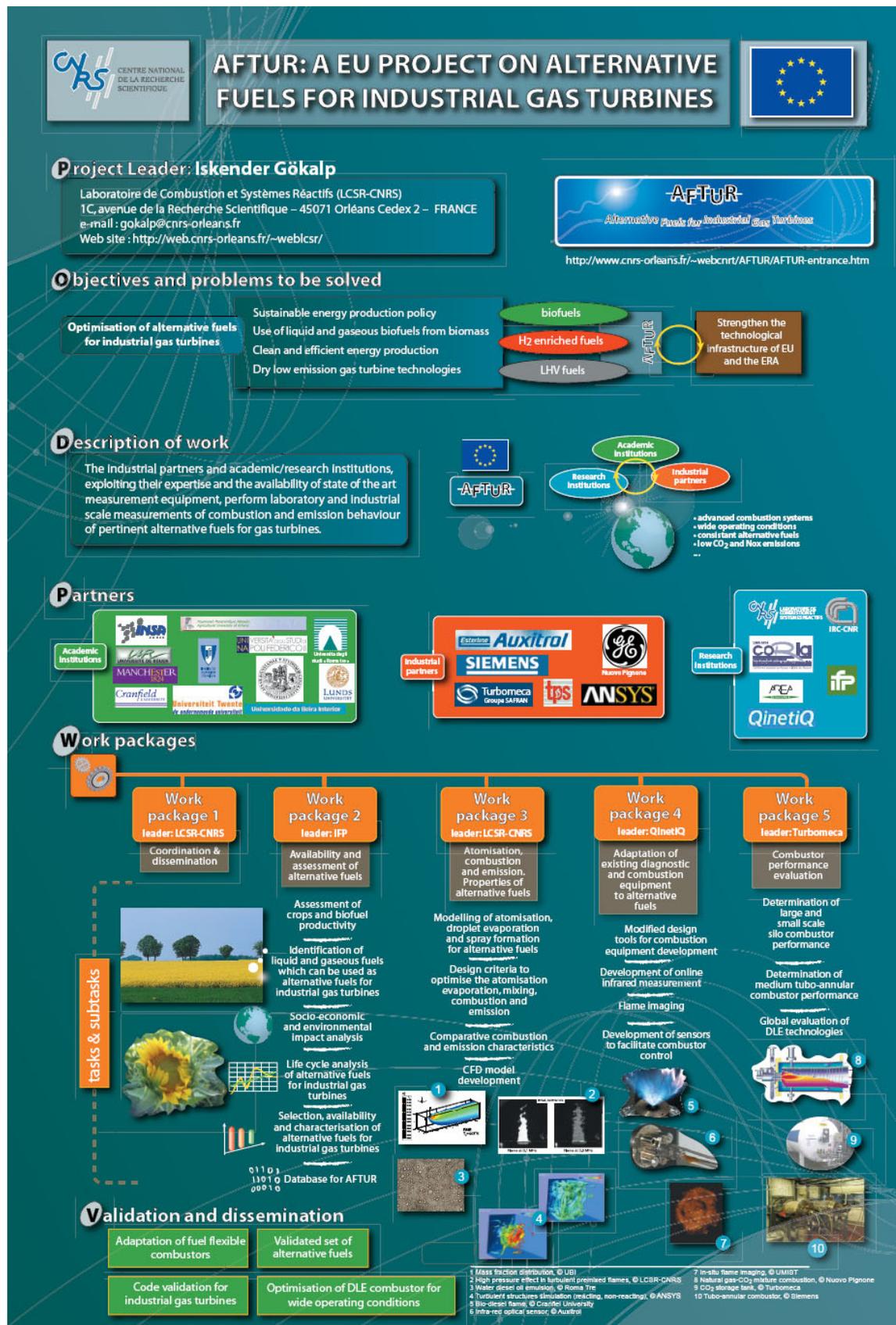
-
59. **Lachaux T., Davidenko D., Gökalp I.**, *Characterisation of High-Pressure Turbulent Lean Premixed Methane-Air Flames*, paper presented at the Proceeding of the European Combustion Meeting (2003)
 60. **Lachaux T.**, *Etude des Effets de la Haute Pression sur la Structure et la Dynamique des Flammes Turbulentes de Prémélange Pauvre de Méthane et Air*, Thèse de Doctorat, Orléans (2004)
 61. **Lachaux T., Halter F., Chauveau C., Gökalp I., Shepherd I. G.**, *Flame Front Analysis of High-Pressure Turbulent Lean Premixed Methane-Air Flames*, Proc. Comb. Inst. 30 (2005) 819-826
 62. **Law C. K.**, *Dynamics of stretched flames*, Proc. Combust. Inst. 22 (1989) 1381-1402
 63. **Lecordier B.**, *Etude de l'interaction de la propagation d'une flamme prémélangée avec le champ aérodynamique, par association de la tomographie laser et de la vélocimétrie par image de particules*, Thèse de Doctorat, Université de Rouen (1997)
 64. **Lee D. H., Kwon S.**, *Statistical Analysis of the Fractal Nature of Turbulent Premixed Flames*, Combustion Science and Technology 175 (2003) 1317-1332
 65. **Lewis B., Von Elbe G.**, *Combustion, Flames and Explosions* (Academic Press, New York, 1951)
 66. **Libby P. A., Bray K. N. C.**, *Implications of the Laminar Flamelet Model in Premixed Turbulent Combustion*, Combustion and Flame 39 (1980) 33-41
 67. **Mallard E., Le Chatelier H. L.**, Ann. Mines, 4, 379 (1883)
 68. **Mandelbrot B.**, *Les Objets Fractals: Forme, Hasard et Dimension* (Paris, Flammarion, 1974)
 69. **Mandelbrot B.**, *The Fractal Geometry of Nature* (New York, Freeman, 1983)
 70. **Mantzaras J., Felton P. G., Bracco F. V.**, *Fractals and Turbulent Premixed Engine Flames*, Combustion and Flame 77 (1989) 295-310
 71. **Markstein G. H.**, *Non-Steady Flame Propagation* (New-York, 1964)
 72. **Martel**, *Etude expérimentale de la combustion turbulente prémélangée. Analyse de modèles.*, Thèse de Doctorat, Ecole Centrale Paris (1998)
 73. **Matalon G. H.**, *On Flame Stretch*, Science and Technology 31 (1983) 169-181
 74. **Mounaïm-Rouselle C.**, *Contribution turbulente prémélangée dans un écoulement à jets opposés*, Thèse de Doctorat, Orléans (1993)
 75. **Murayama M., Takeno T.**, *Fractal-Like Character of Flamelets in Turbulent Premixed Combustion*, Proc. Combust. Inst. 22 (1988) 551-559

76. **North G. L., Santavicca D. A.**, *The Fractal Nature of Premixed Turbulent Flames*, Combustion Science and Technology 72 (1990) 215-232
77. **Ogami Y., Kobayashi H.**, *Laminar Burning Velocity of Stoichiometric CH₄/Air Premixed Flames at High-Pressure and High-Temperature*, JSME International Journal 48 (2005) 603-609
78. **Ott E.**, *Chaos in Dynamical Systems - Appendix: Hausdorff Dimension* (New York, C. U. Press, 1993) pp. 100-103
79. **Park J., Kim S. K., Lee K.-M., Kim T. K.**, *Chemical Effect of Diluents on Flame Structure and NO Emission Characteristic in Methane-Air Counterflow Diffusion Flame*, International Journal of Energy Research 26 (2002) 1141-1160
80. **Park J., Hweng D. J., Kim K.-T., Lee S.-B., Keel S.-I.**, *Evaluation of chemical effects of added CO₂ according flame location*, International Journal of Energy Research 28 (2004) 551-565
81. **Pavé D.**, *Contribution à l'Etude de la Structure des Flamme Turbulentes de Prémélanges Pauvres de Méthane-Air*, Thèse de Doctorat, Orléans (2002)
82. **Peters N.**, *Laminar Flamelet Concepts in Turbulent Combustion*, Proc. Combust. Inst. 21 (1986) 1231-1250
83. **Peters N.**, *Turbulent Combustion*, (2000)
84. **Piana J., Ducros F., Veynante D.**, *Large Eddy Simulations of Turbulent Premixed Flames Based on G-Equation and a Flame Front Wrinkling Description.*, paper presented at the Eleventh Symposium on Turbulent Shear Flows, Grenoble, France (1997)
85. **Poinsot T., Veynante D., Candel S.**, *Diagrams of Premixed Turbulent Combustion Based on Direct Simulation*, Proc. Comb. Inst. 23 (1990) 613-619
86. **Pope S. B.**, *The Evolution of Surfaces in Turbulence*, International Journal in Engineering Sciences 26 (1988) 445-469
87. **Pope S. B.**, *Computations of Turbulent Combustion: Progress and Challenges*, Proc. Comb. Inst. 23 (1990) 591-612
88. **Roberts W. L., Driscoll J. F., Drake M. C., Goss L. P.**, *Images of the Quenching of a Flame by a Vortex-To Quantify Regimes of Turbulent Combustion*, Combustion and Flame 94 (1993) 58-69
89. **Rozenchan G., Zhu D. L., Law C. K., Tse S. D.**, *Outward Propagation, Burning Velocities, and Chemical Effects of Methane Flames up to 60 atm*, Proc. Combust. Inst. 29 (2002) 1461-1469
90. **Ruan J., Kobayashi H., Niioka T., Ju Y.**, *Combined Effects of Nongray Radiation and Pressure on Premixed CH₄/O₂/CO₂ Flames*, Combustion and Flame 124 (2001) 225-230

-
91. **Schroeder M.**, *Fractals, Chaos, Power Laws: Minutes from an Infinite Paradise* (New York, W. H. Freeman, 1991) pp. 41-45
 92. **Scotti A., Meneveau C.**, *Fractal Model for Coarse-Grained Non Linear Partial Differential Equations*, Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 867-870
 93. **Scotti A., Meneveau C.**, *Fractal Model for Large Eddy Simulation of Turbulent Flow*, Physica D. 127 (1999) 198-232
 94. **Shepherd I., Ashurst W. T.**, *Flame Front Geometry in Premixed Turbulent Flames*, Proc. Combust. Inst. 24 (1992) 485-491
 95. **Shepherd I., Gagnepain L., Gökalp I.**, *Micro Scalar Timescales in Premixed Turbulent Combustion*, Proc. Combust. Inst. 28 (2000) 351-358
 96. **Shepherd I. G., Cheng R. K., Talbot L.**, *Experimental Criteria for the Determination of Fractal Parameters of Premixed Turbulent Flames*, Experiments in Fluids 13 (1992) 386-392
 97. **Shepherd I. G.**, *Flame Surface Density and Burning Rate in Premixed Turbulent Flames*, Proc. Combust. Inst. 27 (1996) 373-379
 98. **Shepherd I. G., Cheng R. K., Plessing T., Kortschik C., Peters N.**, *Premixed Flame Front Structure in Intense Turbulence*, Proc. Combust. Inst. 29 (2002) 1833-1840
 99. **Smallwood G. J., Gülder Ö. L., Snelling D. R., Deschamps B. M., Gökalp I.**, *Characterization of Flame Front Surfaces in Turbulent Premixed Methane/Air Combustion*, Combustion and Flame 101 (1995) 461-470
 100. **Smith G. P. et al.** (GRI-Mech Homepage, Gas Research Institute, 1999)
 101. **Soika A., Dinkelacker F., Leipertz A.**, *Pressure Influence on the Flame Front Curvature of Turbulent Premixed Flames : Comparison between Experiment and Theory*, Combustion and Flame 132 (2003) 451-462
 102. **Spalding D. B.**, *Some Fundamentals of Combustion* (London, 1955)
 103. **Trouvé A., Poinot T.**, *The Evolution Equation for the Flame Surface Density in Turbulent Premixed Combustion*, Journal of Fluid Mechanics 278 (1994) 1-31
 104. **Vagelopoulos C. M., Egolfopoulos F. N., Law C. K.**, *Further Considerations on the Determination of Laminar Flame Speeds with the Counterflow Twin-Flame Technique*, Proc. Combust. Inst. 25 (1994) 1341-1347
 105. **Vervisch L., Bideaux E., Bray K. N. C., Kollman W.**, *Surface Density Function in Premixed Turbulent Combustion modeling, Similarities between Propability Density Function and Flame Surface Approach*, Phys. Rev. 7 (1995) 2496-2503
 106. **Vervisch L., Veynante D., van Beeck J. P. A. J.**, *Turbulent Combustion, Lecture Series 2003-2004* (2003) 1-152

107. **Veynante D., Duclos J. M., Piana J.**, *Experimental Analysis of Flamelet Models for Premixed Turbulent Combustion*, Proc. Combust. Inst. 25 (1994) 1249-1256
108. **Veynante D., Piana J., Duclos J. M., Martel C.**, *Experimental Analysis of Flame Surface Density Models for Premixed Turbulent Combustion*, Proc. Combust. Inst. 26 (1996) 413-420
109. **Williams F. A.**, *Combustion Theory* (Addison-Wesley, 2nd, 1985)
110. **Yeh H., Cummins H. Z.**, *Localized Fluid Measurements with a He-Ne Laser Spectrometer*, Appl. Phys. Lett. 36(4) (1964) 176-178
111. **Zhu D. L., Egolfopoulos F. N., Law C. K.**, *Experimental and Numerical Determination of Laminar Flame Speeds of Methane/(Ar, N₂, CO₂)-Air Mixtures as Function of Stoichiometry, Pressure, and Flame Temperature*, Proc. Combust. Inst. 22 (1988) 1537-1545

Annexe A: Le projet AFTUR



Annexe B: Résultats PREMIX

β	Pression ϕ Mpa	Tu K	Tb K	SL m/s	λ_u W/m ² K	Cpu J/kgK	ρ_u kg/m ³	v_u m ² /s	$\Delta((dT/dX)_{max})$ m	θ_{cone} °	h _{cone} m	$(dT/dX)(Tu)$ K/3	$(dT/dX)(Tb)$ K/m	chemical time ms
0	0,1	0,60	300	1665	0,1115	2,69E-02	1051,26	1,1412	9,76E-04	2,01E-04	3,04	0,235	1,12E-04	7,73E-05
0,05	0,1	0,60	300	1659	0,1086	2,68E-02	1050,27	1,1431	9,96E-04	2,06E-04	2,96	0,241	1,12E-04	7,66E-05
0,1	0,1	0,60	300	1653	0,1051	2,68E-02	1049,17	1,1454	1,02E-03	2,12E-04	2,87	0,249	1,14E-04	7,89E-05
0,15	0,1	0,60	300	1646	0,1015	2,67E-02	1047,96	1,1478	1,05E-05	2,19E-04	2,77	0,258	1,16E-04	8,12E-05
0,2	0,1	0,60	300	1638	0,0976	2,67E-02	1046,61	1,1506	1,08E-03	2,27E-04	2,66	0,269	1,19E-04	8,50E-05
0,3	0,1	0,60	300	1620	0,0888	2,66E-02	1043,42	1,1571	1,16E-05	2,48E-04	2,42	0,295	1,24E-04	9,39E-05
0,4	0,1	0,60	300	1596	0,0782	2,64E-02	1039,31	1,1656	1,28E-03	2,79E-04	2,13	0,335	1,34E-04	1,01E-04
0	0,3	0,60	300	1665	0,0575	2,69E-02	1051,26	3,4235	5,88E-04	1,30E-04	1,57	0,456	6,49E-06	5,59E-04
0,05	0,3	0,60	300	1659	0,0557	2,68E-02	1050,26	3,4295	6,04E-04	1,34E-04	1,52	0,471	-1,33E-05	5,69E-04
0,1	0,3	0,60	300	1653	0,0538	2,68E-02	1049,17	3,4361	6,21E-04	1,38E-04	1,47	0,488	7,01E-04	5,66E-04
0,15	0,3	0,60	300	1646	0,0517	2,67E-02	1047,96	3,4435	6,42E-04	1,43E-04	1,41	0,507	7,19E-04	5,83E-04
0,2	0,3	0,60	300	1638	0,0495	2,67E-02	1046,61	3,4517	6,66E-04	1,49E-04	1,35	0,530	7,40E-04	6,16E-04
0,3	0,3	0,60	300	1620	0,0445	2,66E-02	1043,42	3,4713	7,27E-04	1,65E-04	1,21	0,590	7,95E-04	6,81E-04
0,4	0,3	0,60	300	1596	0,0387	2,64E-02	1039,31	3,4969	8,18E-04	1,88E-04	1,06	0,678	8,71E-04	7,82E-04
0	0,5	0,60	300	1665	0,0412	2,69E-02	1051,26	5,7058	4,86E-04	1,09E-04	1,12	0,637	1,52E-03	1,43E-03
0,05	0,5	0,60	300	1659	0,0399	2,68E-02	1050,26	5,7158	4,99E-04	1,12E-04	1,09	0,658	1,54E-03	1,51E-03
0,1	0,5	0,60	300	1653	0,0385	2,68E-02	1049,17	5,7268	5,14E-04	1,16E-04	1,05	0,681	1,58E-03	1,59E-03
0,15	0,5	0,60	300	1646	0,0371	2,67E-02	1047,96	5,7391	5,31E-04	1,20E-04	1,01	0,708	1,62E-03	1,58E-03
0,2	0,5	0,60	300	1638	0,0355	2,67E-02	1046,61	5,7528	5,51E-04	1,25E-04	0,97	0,739	1,67E-03	1,65E-03
0,3	0,5	0,60	300	1620	0,0320	2,66E-02	1043,42	5,7856	6,03E-04	1,38E-04	0,87	0,821	1,80E-03	1,77E-03
0,4	0,5	0,60	300	1596	0,0279	2,64E-02	1039,31	5,8282	6,77E-04	1,56E-04	0,76	0,940	1,99E-03	2,01E-03
0	0,7	0,60	300	1665	0,0336	2,69E-02	1051,26	7,9881	4,25E-04	9,53E-05	0,92	0,782	2,48E-03	2,67E-03
0,05	0,7	0,60	300	1659	0,0325	2,68E-02	1050,26	8,0021	4,36E-04	9,81E-05	0,89	0,807	2,55E-03	2,76E-03
0,1	0,7	0,60	300	1653	0,0315	2,68E-02	1049,17	8,0176	4,49E-04	1,01E-04	0,86	0,835	2,63E-03	2,84E-03
0,15	0,7	0,60	300	1646	0,0303	2,67E-02	1047,96	8,0347	4,64E-04	1,05E-04	0,83	0,867	2,71E-03	3,01E-03
0,2	0,7	0,60	300	1638	0,0290	2,67E-02	1046,61	8,0539	4,81E-04	1,09E-04	0,79	0,904	2,81E-03	3,16E-03
0,3	0,7	0,60	300	1620	0,0263	2,66E-02	1043,42	8,0998	5,24E-04	1,20E-04	0,72	0,999	3,07E-03	3,21E-03
0,4	0,7	0,60	300	1596	0,0231	2,64E-02	1039,31	8,1595	5,85E-04	1,35E-04	0,63	1,138	3,48E-03	3,51E-03
0	0,9	0,60	300	1665	0,0292	2,69E-02	1051,26	10,2704	3,80E-04	8,52E-05	0,80	0,8995	3,53E-03	4,14E-03
0,05	0,9	0,60	300	1660	0,0283	2,68E-02	1050,26	10,2884	3,90E-04	8,76E-05	0,77	0,9267	3,64E-03	4,24E-03
0,1	0,9	0,60	300	1653	0,0274	2,68E-02	1049,17	10,3083	4,01E-04	9,03E-05	0,75	0,9578	3,76E-03	4,39E-03
0,15	0,9	0,60	300	1646	0,0264	2,67E-02	1047,96	10,3304	4,14E-04	9,35E-05	0,72	0,9934	3,91E-03	4,56E-03
0,2	0,9	0,60	300	1639	0,0254	2,67E-02	1046,61	10,3550	4,28E-04	9,71E-05	0,69	1,0348	4,09E-03	4,71E-03
0,3	0,9	0,60	300	1620	0,0230	2,66E-02	1043,42	10,4140	4,66E-04	1,06E-04	0,63	1,1408	4,61E-03	5,18E-03
0,4	0,9	0,60	300	1596	0,0203	2,64E-02	1039,31	10,4908	5,19E-04	1,20E-04	0,55	1,2953	5,50E-03	5,75E-03

Annexe C: Résultats LDV

β	P	S_L	δ_L	u'	v'	u'/S_L	L_u	λ	η	Re_t	Ka	Da
	MPa	m/s	mm	m/s	m/s		mm	mm	mm			
0	0.1	0.112	0.201	0.15	0.12	1.34	9.0	3.92	0.338	80	0.26	34.3
0.1	0.1	0.105	0.212	0.15	0.12	1.43	9.7	4.02	0.340	87	0.29	32.1
0.2	0.1	0.098	0.227	0.15	0.12	1.53	11.2	4.38	0.36	98	0.31	32.3
0.35	0.1	0.084	0.262	0.15	0.12	1.79	13.9	4.93	0.385	107	0.41	25.4
0	0.3	0.058	0.130	0.19	0.16	3.28	6.1	1.62	0.110	210	1.1	13.8
0.1	0.3	0.054	0.138	0.20	0.15	3.70	6.0	1.59	0.108	212	1.2	11.8
0.2	0.3	0.050	0.149	0.19	0.15	3.80	6.6	1.71	0.114	222	1.3	11.2
0.35	0.3	0.042	0.175	0.19	0.15	4.52	8.2	1.90	0.120	278	1.7	10.1
0	0.5	0.041	0.109	0.18	0.15	4.39	5.8	1.28	0.073	307	1.4	12.2
0.1	0.5	0.039	0.116	0.21	0.15	5.38	5.3	1.25	0.068	285	2.2	9.6
0.2	0.5	0.036	0.125	0.21	0.14	5.83	4.8	1.17	0.071	314	2.6	6.7
0.35	0.5	0.030	0.146	0.18	0.14	6.00	5.3	1.23	0.078	360	2.7	6.1
0	0.7	0.034	0.095	0.19	0.14	5.59	4.9	1.01	0.059	373	2.1	9.9
0.1	0.7	0.032	0.101	0.20	0.15	6.25	4.8	0.92	0.053	409	2.6	7.4
0.2	0.7	0.029	0.109	0.19	0.14	6.55	5.3	0.99	0.057	420	2.8	7.5
0.35	0.7	0.025	0.127	0.17	0.14	6.80	6.6	1.23	0.070	429	2.9	8.0
0	0.9	0.029	0.085	0.17	0.15	5.86	4.3	0.82	0.047	405	2.7	8.7
0.1	0.9	0.025	0.097	0.17	0.15	6.80	4.7	0.86	0.048	444	2.9	7.3
0.2	0.9	0.023	0.106	0.17	0.15	7.39	4.4	0.85	0.048	409	3.5	5.8
0.35	0.9	0.021	0.115	0.17	0.15	8.10	5.4	0.95	0.053	475	4.5	4.9