

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET TECHNOLOGIES
INSTITUT PRISME

THÈSE

présentée par :

Ludovic LANDRY

soutenue le : **26 juin 2009**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université d'Orléans**

Discipline/ Spécialité : **Mécanique et Energétique**

***Etude expérimentale des modes de
combustion essence sous forte pression et
forte dilution***

THÈSE dirigée par :

M^{me} C. MOUNAÏM-ROUSSELLE Professeur, Université d'Orléans - Institut PRISME

RAPPORTEURS :

M Bruno RENOU

Professeur, I.N.S.A de Rouen – CORIA

M Denis VEYNANTE

Directeur de Recherche, CNRS-EM2C Châtenay-Malabry

JURY :

M Bruno RENOU

Professeur, I.N.S.A de Rouen – CORIA, Président du jury

M Denis VEYNANTE

Directeur de Recherche, CNRS-EM2C Châtenay-Malabry

M Omer L. GULDER

Professeur, Université de Toronto

M Benoist THIROUARD

Ingénieur de recherche, Institut Français du Pétrole

M Erwann SAMSON

Ingénieur de recherche, PSA Peugeot Citroën

M^{me} C. MOUNAÏM-ROUSSELLE

Professeur, Université d'Orléans - Institut PRISME

M Fabrice FOUCHER

Maître de conférences, Université d'Orléans - Institut PRISME

M Fabien HALTER

Maître de conférences, Université d'Orléans - Institut PRISME

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET TECHNOLOGIES
INSTITUT PRISME

THÈSE

présentée par :

Ludovic LANDRY

soutenue le : **26 juin 2009**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université d'Orléans**

Discipline/ Spécialité : Mécanique et Energétique

***Etude expérimentale des modes de
combustion essence sous forte pression et
forte dilution***

THÈSE dirigée par :

M^{me} C. MOUNAÏM-ROUSSELLE Professeur, Université d'Orléans - Institut PRISME

RAPPORTEURS :

M Bruno RENOU

Professeur, I.N.S.A de Rouen - CORIA

M Denis VEYNANTE

Directeur de Recherche, CNRS-EM2C Châtenay-Malabry

JURY :

M Bruno RENOU

Professeur, I.N.S.A de Rouen – CORIA, Président du jury

M Denis VEYNANTE

Directeur de Recherche, CNRS-EM2C Châtenay-Malabry

M Omer L. GULDER

Professeur, Université de Toronto

M Benoist THIROUARD

Ingénieur de recherche, Institut Français du Pétrole

M Erwann SAMSON

Ingénieur de recherche, PSA Peugeot Citroën

M^{me} C. MOUNAÏM-ROUSSELLE

Professeur, Université d'Orléans - Institut PRISME

M Fabrice FOUCHER

Maître de conférences, Université d'Orléans - Institut PRISME

M Fabien HALTER

Maître de conférences, Université d'Orléans - Institut PRISME

Remerciements

Les travaux présentés dans ce manuscrit de thèse sont le fruit d'une collaboration entre le constructeur automobile *PSA Peugeot Citroën* et l'institut *PRISME* de l'Université d'Orléans. Ce travail de thèse a été une expérience très enrichissante tant d'un point de vue scientifique que relationnel. Je souhaite remercier par ces quelques lignes toutes les personnes qui ont contribué de près ou de loin à la réussite de ce travail.

Je tiens tout d'abord à exprimer toute ma gratitude à Christine Mounaïm-Rousselle (*directrice de cette thèse*) qui m'a accueilli au sein de son équipe de recherches et qui m'a fait partager ses connaissances et sa rigueur scientifiques. La qualité de ses conseils, son soutien amical et inconditionnel ainsi que la confiance qu'elle m'a témoignée durant ces trois années de thèse ont grandement contribué à l'aboutissement de ce travail.

Je tiens également à remercier chaleureusement Fabrice Foucher et Fabien Halter pour avoir parfaitement co-encadré cette thèse par leur disponibilité, leurs précieux conseils et l'aide qu'ils m'ont apportée au quotidien tant d'un point de vue expérimental que théorique. Mes remerciements vont aussi à tous les membres des bancs moteurs (*Benoît, Bruno, Julien, Michel et Petit poulet*) pour leur bonne humeur, leur aide, et plus particulièrement à Bruno pour son aide précieuse dans la mise en place des moyens d'essais.

Je remercie vivement Erwann Samson pour ses conseils, les fructueuses discussions et orientations scientifiques qu'il m'a donné, mais aussi pour la mise à ma disposition de moyens techniques de *PSA Peugeot Citroën* (*moteur à accès optiques, laser, caméra, etc*) nécessaires à la bonne réalisation de cette étude. Je lui suis également reconnaissant pour la confiance qu'il m'a témoignée et pour la grande liberté de travail dont j'ai bénéficiée tout au long de ce travail de thèse.

Je tiens à exprimer ma gratitude aux membres du jury : Bruno Renou, Denis Veynante, Omer L. Gülder, Benoist Thirouard, Erwann Samson, Christine Mounaïm-Rousselle, Fabrice Foucher et Fabien Halter qui ont accepté de juger ce travail de thèse. Je remercie plus particulièrement Bruno Renou et Denis Veynante pour m'avoir fait l'honneur d'être les rapporteurs de ce manuscrit.

Ce travail de thèse a souvent été composé de moments de doutes et de remise en question. Je souhaite remercier chaleureusement l'ensemble des membres du laboratoire et du service de chez *PSA Peugeot Citroën* pour l'ambiance conviviale de travail et pour les mots ou gestes de soutien. Je souhaite faire un clin d'œil plus particulier à Fabien pour les enrichissantes discussions scientifiques, mais aussi pour les agréables moments passés lors des manipulations sur scaphandre ou sur moteur et pour nos diverses activités en dehors du laboratoire. A Carole pour son accueil chaleureux au sein du laboratoire et pour son don culinaire dont elle nous a fait si souvent profiter lors des pauses café. A mes collègues de bureau Anthony (*alias Majo*), Célia, Mathieu et Toni (*alias j'ai tout*) pour les enrichissantes discussions, pour les nombreux fous rires partagés, pour leur précieux soutien dans les moments difficiles et pour leur inconditionnelle

bonne humeur. J'associe également à ces remerciements tous mes amies et amis : Adèle, Alex, André, Anne, Carole, Caroline (x2), Célia, Claudie, Corsaire, Fabien, Guillaume, Jean Luc, Linda, Majo, Mathieu, Nicolas, Petit poulet, Pierre, Pauline, Sebastien, Séverine, Toni et Vincent pour leur soutien et pour tous les merveilleux moments passés ensemble.

Enfin, je ne pourrais terminer ces quelques lignes sans remercier mes parents qui, par leur confiance, leur affection et leur apport financier m'ont toujours soutenu dans la poursuite de mes études.

Tables des matières

NOMENCLATURE.....	5
INTRODUCTION GENERALE.....	9
CHAPITRE I : LA COMBUSTION TURBULENTE DE PREMELANGE....	13
Introduction	15
1. Combustion laminaire de prémélange.....	16
1.1. Rappels théoriques sur la flamme laminaire de prémélange.....	16
1.1.1. Mécanisme de propagation d'une flamme laminaire.....	16
1.1.2. Vitesse de combustion laminaire.....	17
1.1.3. Epaisseur de flamme laminaire.....	18
1.1.4. Instabilités du front de flamme.....	19
1.1.4.1. Instabilités dues aux forces de gravités.....	19
1.1.4.2. Instabilités dues aux effets hydrodynamiques	19
1.1.4.3. Instabilités thermodiffusives.....	20
1.1.5. Effet de l'étirement sur la structure du front de flamme et sur la vitesse de combustion laminaire	22
1.2. Valeurs des grandeurs caractéristiques de la flamme laminaire pour des conditions thermodynamiques représentatives d'un moteur.....	23
1.2.1. Vitesse de combustion laminaire.....	23
1.2.1.1. Corrélation empirique de Babkin et al.....	23
1.2.1.2. Corrélation empirique de Ryan et al.	23
1.2.1.3. Corrélation empirique de Metghalchi et Keck.....	24
1.2.1.4. Corrélation empirique de Bradley et al.	25
1.2.1.5. Corrélation empirique de Müller et al.	25
1.2.2. Epaisseur de flamme laminaire.....	29
2. Combustion turbulente de prémélange.....	31
2.1. La turbulence.....	31
2.1.1. Grandeurs moyennes, fluctuations et énergie cinétique de turbulence	31
2.1.2. Echelles caractéristiques de la turbulence.....	31
2.1.3. Effet de la pression sur la turbulence.....	33
2.2. Combustion turbulente de prémélange.....	34
2.2.1. Vitesse de combustion turbulente	34
2.2.2. Epaisseur de flamme turbulente	35
2.2.3. Classification des différents régimes de la combustion turbulente de prémélange	36
2.2.3.1. Les nombres adimensionnels.....	36
2.2.3.2. Diagramme de combustion turbulente	37
2.2.3.3. Régime des flammelettes	40
3. Problématique de l'étude.....	41

CHAPITRE II : ESTIMATION DES VITESSES DE COMBUSTION LAMINAIRE EN CONDITIONS MOTEUR43

Introduction	45
1. Estimation des vitesses de combustion laminaire de l'essence.....	47
1.1. Choix du corps pur représentatif de l'essence commerciale	47
1.2. Choix d'un mécanisme cinétique	47
1.3. Mécanisme cinétique réduit de Hasse et al.	48
2. Validations du mécanisme cinétique réduit de Hasse et al.	49
2.1. Réponse du mécanisme cinétique de Hasse et al. à la richesse	49
2.2. Réponse du mécanisme cinétique de Hasse et al. à la température.....	50
2.3. Réponse du mécanisme cinétique de Hasse et al. à la pression	50
2.4. Réponse du mécanisme de Hasse et al. à la dilution	51
2.4.1. Dispositif expérimental	52
2.4.2. Prise en compte de la nature du diluant	53
2.4.3. Définition du taux d'EGR.....	54
2.4.4. Conditions expérimentales étudiées	55
2.4.5. Visualisation de la propagation de la flamme	56
2.4.6. Méthodologie pour extraire la vitesse de combustion laminaire	58
Conclusions	63

CHAPITRE III : DISPOSITIFS ET PROTOCOLES EXPERIMENTAUX... 65

Introduction	67
1. Le moteur à accès optique.	68
1.1. Caractéristiques géométriques du moteur	68
1.2. Accès optiques.....	68
1.3. Accessoires du moteur	69
1.4. Instrumentations du moteur.....	70
1.5. Système de Recirculation des Gaz d'Echappement synthétique.....	72
2. Analyse de la combustion	73
2.1. Recalage de la pression cylindre	73
2.2. Pression moyenne indiquée	73
2.3. Modèle d'analyse de combustion à une zone.....	73
2.4. Modèle d'analyse de combustion à deux zones	76
3. La technique de vélocimétrie par images de particules basse fréquence.	78
3.1. Présentation de la technique de vélocimétrie par image de particules.....	78
3.2. Dispositif expérimental de la vélocimétrie par image de particules	79
3.3. Conditions expérimentales	81
3.4. Choix de la taille des fenêtres d'interrogation et du recouvrement.....	81
3.5. Validations des champs de vecteurs.....	81
3.6. Post traitement des champs de vitesses instantanés valides	82
3.6.1. Champs aérodynamiques moyens	82
3.6.2. Décomposition des champs de vitesses instantanés	85
3.6.3. Estimation des grandeurs caractéristiques de la turbulence	86
3.6.4. Détermination du mode de troncature	87
4. Visualisation de la combustion dans le moteur à accès optiques	91
4.1. Dispositif expérimental de la Tomographie par diffusion de Mie	91
4.2. Conditions expérimentales	93
4.3. Extraction du contour du front de flamme	93
4.4. Caractéristiques géométriques locales du front de flamme.....	95

4.5. Contour instantané filtré du front de flamme	96
4.6. Vitesse de combustion turbulente	98
4.7. Estimation du taux moyen de réaction intégré sur l'épaisseur de la flamme turbulente.....	103
Conclusions	105
CHAPITRE IV : RESULTATS ET ANALYSES.....	107
1. Etude des grandeurs caractéristiques de la combustion	109
2. Visualisation spatio-temporelle de la combustion à l'aide de la technique de tomographie laser rapide par diffusion de Mie	112
3. Caractérisation de l'aérodynamique interne.....	119
3.1. Ecoulement moyen.....	119
3.2. Evolution de la turbulence.....	123
3.3. Conclusions sur la caractérisation de l'aérodynamique	125
4. Caractérisation de la vitesse de combustion turbulente	126
4.1. Résultats obtenus sans suivi temporel.....	126
4.2. Résultats obtenus avec suivi temporel	127
4.3. Comparaison des deux approches	130
4.4. Estimation des grandeurs caractéristiques de la flamme laminaire au cours de la propagation de la flamme	130
4.5. Propagation de la combustion dans le diagramme de combustion turbulente	134
4.6. Analyse de la surface de flamme.....	138
4.6.1. Epaisseur de la flamme turbulente.....	138
4.6.2. Taux de plissement	139
4.6.3. Courbures du contour instantané.....	140
4.7. Conclusions sur la caractérisation de la vitesse de combustion turbulente.....	143
5. Caractérisation du taux moyen de réaction intégré sur l'épaisseur de la flamme turbulente.....	144
5.1. Grandeurs caractéristiques du mélange.....	144
5.2. Densité de surface de flamme	145
5.3. Taux moyen de réaction intégré sur l'épaisseur de la flamme turbulente.....	148
5.4. Conclusions sur la caractérisation du taux de réaction moyen.....	149
CONCLUSIONS GENERALES ET PERSPECTIVES	151
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	155
ANNEXE A.....	163

Nomenclature

Lettres latines

A_L	Aire de la flamme laminaire	(m^2)
A_T	Aire de la flamme turbulente	(m^2)
B_T	Taux de réaction moyen intégré sur l'épaisseur de la flamme turbulente	$(kg.m^{-2}.s^{-1})$
c	Variable de progrès de la combustion	-
c_p	Chaleur spécifique à pression constante	$(J.kg^{-1}.K^{-1})$
c_v	Chaleur spécifique à volume constant	$(J.kg^{-1}.K^{-1})$
D_m	Diffusivité moléculaire	$(m^2.s^{-1})$
D_{Th}	Diffusivité thermique	$(m^2.s^{-1})$
E_A	Energie d'activation de la réaction	$(J.mol^{-1})$
$E(u), E(v), E(w)$	Energie spectrale des composante u , v et w	$(m^3.s^{-2})$
$f(x)$	Fonction d'auto-corrélation de u en fonction de x	(m^{-1})
$g(x)$	Fonction d'auto-corrélation de v en fonction de x	(m^{-1})
h	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Enthalpie spécifique} \\ \text{Courbure du front de flamme} \end{array} \right.$	(J/kg) (m^{-1})
I_0	Terme correctif d'étirement	-
k	Energie cinétique de turbulence	$(m^2.s^{-2})$
K	Etirement local du front de flamme	(s^{-1})
L_b	Longueur de Markstein	(m)
L_f	Longueur du contour instantané	(m)
$\langle L_f \rangle$	Longueur du contour instantané filtré	(m)
L_g	Echelle de Gibson	(m)
L_T	Echelle intégrale spatiale	(m)
m	Masse	(kg)
$\vec{n}$	Vecteur unitaire normal local au contour de flamme orienté vers les gaz frais	-
$\vec{n}_x, \vec{n}_y$	Composante de $\vec{n}$ selon x et y	-
$\vec{n}_\eta$	Vecteur unitaire normal au contour de flamme moyen	-
$n_{\eta,c}$	Densité d'intersection des contours instantanés le long de η	-
N	Nombre d'échantillons	-
P	Pression	(Pa)
q'	Intensité turbulente	$(m.s^{-1})$
Q_c	Chaleur produite par la combustion	(J)

Q_p	Pertes thermiques pariétale	(J)
r_u	Rayon de la flamme laminaire sphérique	(m)
R	Constante des gaz parfaits	(J.K ⁻¹ .mol ⁻¹)
S_d	Vitesse locale de propagation du front de flamme selon la normale au front de flamme	(m.s ⁻¹)
$S_{Ecoulement}$	Vitesse locale de l'écoulement selon la normale au front de flamme	(m.s ⁻¹)
S_{Gaz}	Vitesse locale des gaz présents le front de flamme selon la normale au front de flamme	(m.s ⁻¹)
S_L^0	Vitesse de combustion laminaire non étirée dans les conditions de référence	(m.s ⁻¹)
S_L	Vitesse de combustion laminaire étirée	(m.s ⁻¹)
S_T	Vitesse locale de combustion turbulente	(m.s ⁻¹)
t	Temps	(s)
$\vec{t}$	Vecteur unitaire tangent local au contour de flamme orienté vers les gaz frais	-
$\vec{t}_x, \vec{t}_y$	Composante de $\vec{t}$ selon x et y	-
T	Température	(K)
T_0	Echelle intégrale temporelle	(s)
u	Energie spécifique interne	(J/kg)
U	Energie interne	(J)
U_d	Vitesse de propagation du front de flamme	(m.s ⁻¹)
$U_{ecoulement}$	Vitesse de l'écoulement	(m.s ⁻¹)
U_{Gaz}	Vitesse des gaz présents devant le front de flamme	(m.s ⁻¹)
U, V, W	Vitesses instantanées selon les directions x, y et z	(m.s ⁻¹)
$\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}$	Composantes moyennes des vitesses selon x, y et z	(m.s ⁻¹)
u', v', w'	Fluctuations de vitesse selon x, y et z	(m.s ⁻¹)
V	Volume	(m ³)
V_S^0	Vitesse de propagation de flamme laminaire non étirée	(m.s ⁻¹)
V_S	Vitesse de propagation de flamme laminaire étirée	(m.s ⁻¹)
$\langle w \rangle$	Taux moyen de réaction globale	(kg.m ⁻³ .s ⁻¹)
W	Travail fournit au piston	(J)
Y	Fraction massique	-
x, y, z	Coordonnées spatiales	(m)
x_b	Fraction de masse brûlée	(%)

Lettres grecques

γ	Coefficient isentropique	-
Δt	Différence de temps	(s)
Δx	Distance parcourue dans un intervalle de temps	(m)
$\Delta \theta_c$	Durée de combustion	(deg)

$\Delta\theta_d$	Durée de développement de la flamme	(deg)
$\Delta\theta_m$	Durée de la première moitié de la combustion vive	(deg)
δ_L	Epaisseur de flamme laminaire	(m)
ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique	(m ² .s ⁻³)
η	<i>Echelle de Kolmogorov spatiale</i>	(m)
	<i>Rendement de combustion</i>	(%)
	<i>Normale au contour moyen</i>	-
θ	Angle vilebrequin	(deg)
λ_T	Conductivité thermique	(W.m ⁻¹ .K ⁻¹)
λ_u	Echelle de Taylor spatiale	(m)
ρ	Masse volumique	(kg.m ³)
σ	Cosinus de l'angle	-
Σ	Densité de surface de flamme	(m ⁻¹)
τ_c	Temps caractéristique de la réaction chimique	(s)
τ_L	Temps caractéristique de la turbulence	(s)
τ_k	Echelle de Kolmogorov temporelle	(s)
τ_λ	Echelle de Taylor temporelle	(s)
ν	Viscosité cinématique	(m ² .s ⁻¹)
ϕ	Richesse du mélange	-
χ	Taux de dilution massique	(%)

Indice

<i>b</i>	Gaz Brûlés
<i>cyl</i>	Cylindre
<i>f</i>	Carburant
<i>GBR</i>	Gaz Brûlés Résiduels
<i>i</i>	Inflammation
<i>o</i>	Oxydant
<i>u</i>	Gaz frais

Nombres adimensionnels

$Da = \frac{\tau_L}{\tau_c}$	Nombre de Damköhler
$Ka = \frac{\tau_c}{\tau_k}$	Nombre de Karlovitz
$Le = \frac{D_{Th}}{D_m}$	Nombre de Lewis

$Ma = \frac{L^n}{\delta_L}$	Nombre de Markstein
$Re_t = \frac{q' L_T}{\nu}$	Nombre de Reynolds turbulent

Acronymes

<i>ACEA</i>	Association des constructeurs européens automobile	
<i>AOE</i>	Avance ouverture échappement	(deg)
<i>AvA</i>	Avance à l'allumage	(deg)
<i>CAXX</i>	Angle vilebrequin où XX % de carburant est brûlé	
<i>CCD</i>	Charged coupled device	
<i>dv</i>	Degré vilebrequin	
<i>EGR</i>	Exhaust gas recirculation	
<i>FMB</i>	Fraction de masse brûlée	(%)
<i>PCI</i>	Pouvoir calorifique inférieur	(J/kg)
<i>PIV</i>	Particle image velocimetry	
<i>PMH</i>	Point mort haut	
<i>PMI</i>	Pression moyenne indiquée	(bar)
<i>POD</i>	Poper Orthogonal Decomposition	
<i>RFA</i>	Retard fermeture admission	(deg)

Introduction générale

Les écosystèmes de notre planète reposent sur des équilibres fragiles et complexes qui assurent la permanence du vivant. Parmi ces équilibres, celui du carbone est fondamental. Or, il est aujourd'hui menacé par la production de dioxyde de carbone (CO_2) qui croît à un rythme effréné par rapport aux capacités d'absorption de la planète. Cet excès de dioxyde de carbone dans l'atmosphère est une des principales causes du réchauffement anormal de la terre : l'effet de serre. La prise de conscience des risques encourus avec l'effet de serre a conduit la plupart des pays industrialisés à s'engager dans la maîtrise des émissions de dioxyde de carbone dans les prochaines années (*protocoles de Kyoto en 1997*). Néanmoins, l'excès de dioxyde de carbone dans l'atmosphère ne représente pas le seul danger. En effet, la biodiversité est aussi menacée par les émissions de dioxyde d'azote (NO_x) et de dioxyde de soufre (SO_2), car responsables des pluies acides. Certains polluants tels que les hydrocarbures imbrûlés (HC) sont aussi toxiques pour l'Homme, car ils peuvent être à l'origine de gênes respiratoires ou de maladies.

L'automobile représente une part non négligeable de la dégradation de notre qualité de vie dans les agglomérations de moyenne et forte densité, car ce mode de locomotion est source d'embouteillages et de pollution sonore et atmosphérique. Toutefois, symbole d'indépendance et de liberté car perdant progressivement son caractère d'objet de luxe, pour devenir un bien accessible à tous, elle est aujourd'hui utilisée tant pour le travail que pour les loisirs. C'est pour cela, que depuis plus d'un siècle la progression de ce moyen de transport ne cesse d'accroître et de se banaliser. Pour preuve, nous estimons qu'entre 1985 et 2005, le trafic routier français a augmenté de 50 %. Du fait de ce développement remarquable, l'automobile est aujourd'hui confrontée à de nouveaux défis, dont l'un des plus importants concerne son impact environnemental. Conscients de ce problème, les pouvoirs publics et les différents constructeurs de l'Association des Constructeurs Européens Automobiles (ACEA) se concertent afin d'harmoniser la législation européenne sur les émissions polluantes depuis 1990. La figure 1 met en évidence la réduction drastique des polluants imposée par les normes Euro passées et futures.

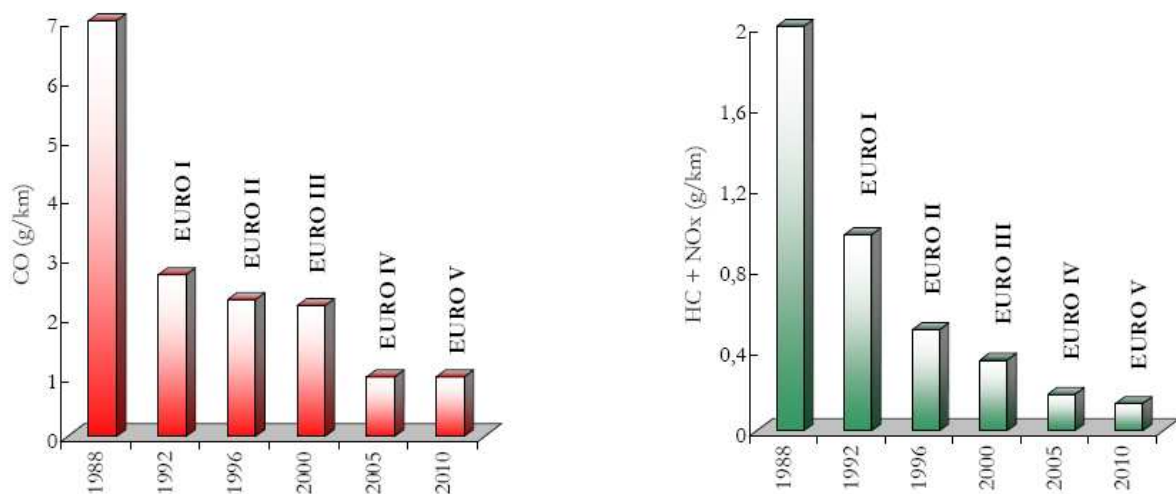


Figure 1 : Evolution de la norme Euro sur les émissions polluantes des véhicules essence depuis 1988 (source CCFA)

Les durcissements successifs de la norme réglementant les émissions polluantes ont permis de réduire sensiblement la contribution de l'automobile dans la pollution atmosphérique, en dépit de l'accroissement perpétuel de son parc. Pour les constructeurs, les recherches sur la réduction des émissions polluantes sont devenues une priorité dans le développement des futurs véhicules. Le recours à des dispositifs de post-traitement des gaz d'échappement tels que le catalyseur, le piège à NO_x ou encore le filtre à particules permet de réduire les rejets polluants, mais ceux-ci seront insuffisants pour satisfaire les normes à venir. Un effort est donc nécessaire pour limiter la formation des polluants à la source, c'est-à-dire qu'il est nécessaire d'améliorer le rendement de la combustion.

Parallèlement aux émissions polluantes réglementées, la récente prise de conscience des risques encourus avec l'effet de serre a conduit l'ensemble des constructeurs automobile européens à s'engager sur la réduction des émissions de CO_2 des véhicules particuliers. Cette baisse, déjà largement amorcée, doit conduire à la commercialisation de véhicules n'émettant pas plus de 120 grammes de CO_2 par kilomètre en 2012 (figure 2).

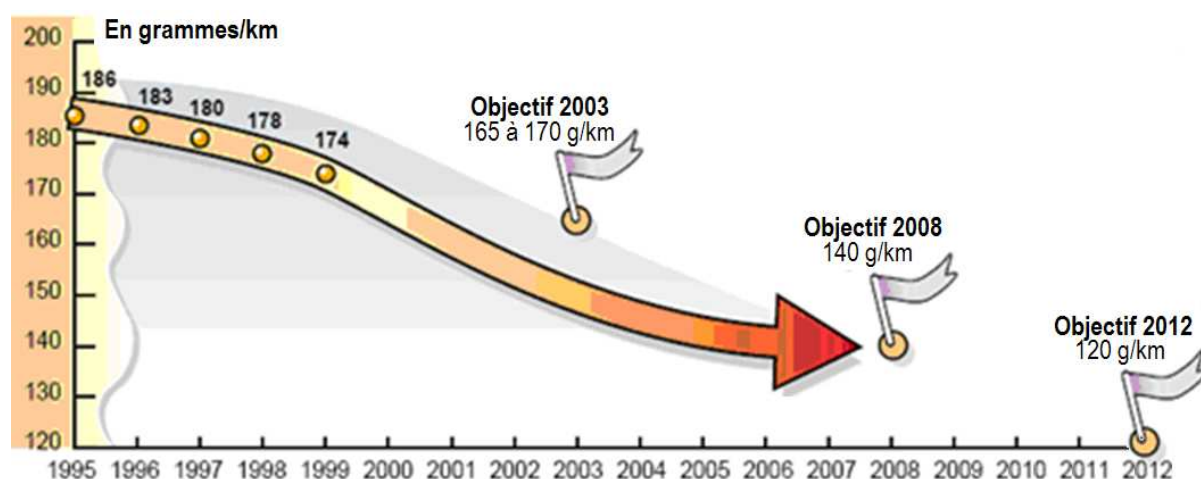


Figure 2 : Evolution de l'émission moyenne de CO_2 pour les véhicules particuliers (source CCFA)

Contrairement aux polluants réglementés, le dioxyde de carbone est un produit normal de la réaction, c'est-à-dire que sa formation n'est pas liée à des défauts de la combustion mais à la quantité de carburants brûlés. Actuellement, les recherches menées sur les moteurs à allumage commandé se focalisent principalement sur l'amélioration du rendement énergétique car c'est la seule solution qui possède une influence directe sur la consommation et donc sur l'émission de CO_2 . L'amélioration du rendement est d'autant plus nécessaire que le poids croissant des véhicules, dû à la multiplication des équipements de sécurité et de confort, requiert des moteurs de plus en plus puissants. Ainsi, depuis 1973, la consommation moyenne des véhicules neufs a diminué d'environ 20 % malgré une augmentation d'environ 30 % de leur poids moyen.

Une des solutions qui semble des plus prometteuses, à court terme, consiste à réduire la cylindrée des moteurs tout en conservant les mêmes performances : c'est l'éco-suralimentation ou « *downsizing* » en anglais. L'intérêt du « *downsizing* » réside dans le déplacement des points de fonctionnement moteur vers des zones de meilleur rendement [Ranini et al. (2001), Lecoindre et al. (2003)]. La performance des moteurs ne devant pas être diminuée, les constructeurs ont alors recours à la suralimentation. Toutefois, l'optimisation du rendement de ce type de moteur se heurte encore à des phénomènes de combustions anormales. Parmi l'ensemble de ces phénomènes, le cliquetis est le plus fréquemment rencontré : l'inflammation d'une partie de la charge

encore non atteinte par le front de flamme est consécutive à son oxydation lente qui résulte de l'élévation de la **pression** et de la **température** pendant la phase de compression et de combustion. De manière à pallier ce problème, la recirculation des gaz d'échappement (*EGR*) est une technique très utilisée pour réduire la sensibilité du moteur au cliquetis et les émissions des oxydes d'azotes car elle permet d'abaisser les températures de fin de combustion, mais également pour améliorer le rendement à charge partielle.

Aujourd'hui, la simulation numérique est un outil indispensable pour la *R&D*, car elle présente un gain qui est non négligeable en termes de coût et de temps de développement pour les constructeurs. Or, les hypothèses émises pour le développement des modèles de combustion turbulente de prémélange peuvent être sujettes à discussion lors d'un fonctionnement de type « *downsizing* ». En effet, le fonctionnement de ce type de moteur mène à l'utilisation d'une **forte pression d'admission** et/ou d'un **fort taux de dilution**. Le but de ce travail de thèse a donc été d'étudier les modes de combustion turbulente dans des conditions thermodynamiques représentatives d'un moteur à allumage commandé « *downsizing* » afin de valider ou non l'utilisation de ces modèles.

Le travail présenté dans ce manuscrit s'inscrit précisément dans les recherches effectuées sur cette solution technologique. Il se destine ainsi à la fois à satisfaire les attentes industrielles et académiques par un apport de connaissance sur la combustion turbulente de prémélange dans des conditions thermodynamiques représentative d'un moteur à allumage commandé « *downsizing* ». Par ailleurs, les résultats expérimentaux obtenus peuvent également servir de référence dans la validation des codes de calculs numériques développés pour simuler les phénomènes physico-chimiques de la combustion turbulente.

- **Plan du mémoire**

Le premier chapitre de ce mémoire est consacré à l'état de l'art sur la combustion turbulente de prémélange. Nous détaillerons les propriétés d'une flamme laminaire se propageant dans un milieu homogène ainsi que les différentes instabilités auxquelles la structure de la flamme laminaire flamme est soumise. Nous introduirons ensuite les grandeurs caractéristiques de la turbulence ainsi que les différents régimes de combustion turbulente utilisés pour classer les flammes.

Le second chapitre expose l'étude réalisée pour estimer l'évolution de la vitesse de combustion laminaire dans des conditions thermodynamiques représentatives de celles rencontrées dans un moteur à allumage commandé « *downsizing* ». Dans cette étude, nous allons comparer les résultats corrélations empiriques avec des mécanismes cinétiques réduits et des données expérimentales disponibles dans la littérature ou obtenues expérimentalement dans une chambre de combustion à volume constant lors de ce travail.

Le troisième chapitre concerne la description du moteur monocylindre à accès optiques mis en œuvre ainsi que les différents diagnostics optiques employés pour réaliser ce travail. Il présente également les outils numériques utilisés et/ou développés tout au long de cette étude.

Le quatrième chapitre rassemble l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus lors de la caractérisation de l'aérodynamique et de la combustion turbulente de prémélange sur un moteur à accès optiques. Il permet alors d'apporter une analyse phénoménologique détaillée des mécanismes intervenant durant une combustion de prémélange sous forte pression et sous forte dilution.

En conclusion, les travaux réalisés sont synthétisés pour dégager les principales analyses faites sur les modes de combustion essence sous forte pression et forte dilution, et pour proposer des perspectives d'études.

*La combustion
turbulente de
prémélange*

Introduction

L'optimisation et donc la modélisation des processus de combustion dans les procédés industriels n'est pas si simple vue l'interaction complexe entre la turbulence et la flamme. En effet, la structure du front de flamme subit des déformations liées aux interactions avec la turbulence pouvant conduire à des combustions partielles, voire même à des extinctions globales. Compte tenu de la diversité et de la complexité des phénomènes rencontrés dans la combustion turbulente de prémélange, il est nécessaire, dans un premier temps, d'étudier séparément les phénomènes de combustion et de turbulence. En effet, pour le développement des modèles de combustion turbulente, il faut comprendre quels sont les phénomènes physiques prépondérants et quelles sont les différentes interactions entre eux. De nombreux auteurs ont alors proposé des classifications de la combustion en différents régimes à partir de la comparaison de rapports de grandeurs caractéristiques de la flamme laminaire et de la turbulence.

Dans ce premier chapitre, nous avons ainsi choisi de détailler brièvement la structure de la flamme laminaire se propageant dans un milieu homogène, et de décrire les différentes instabilités auxquelles elle est soumise. En effet, une bonne compréhension des phénomènes mis en jeu en régime laminaire permet de mieux appréhender les régimes de combustion turbulente. Nous introduirons les grandeurs caractéristiques de la turbulence et nous décrirons les flammes turbulentes de prémélange ainsi que les différents régimes de combustion turbulente. La dernière partie de ce chapitre concerne tout particulièrement l'état de l'art quant à l'impact de la pression, température, dilution, correspondantes à des conditions réelles rencontrées dans un moteur à allumage commandé « *downsizing* ».

1. Combustion laminaire de prémélange

1.1. Rappels théoriques sur la flamme laminaire de prémélange

Au cours de cette première partie, nous nous intéresserons à la combustion laminaire de prémélange. Nous décrirons alors les grandeurs caractéristiques de ce type de flamme et les différentes instabilités auxquelles elle est soumise.

1.1.1. Mécanisme de propagation d'une flamme laminaire

Pour mettre en évidence les phénomènes intervenant lors d'une combustion laminaire prémélangée, prenons un tube transparent, ouvert aux deux extrémités et rempli d'un mélange gazeux prémélangé et initialement au repos. Lorsque nous allumons ce mélange réactif à l'une des extrémités du tube, il est alors possible d'observer la propagation d'une flamme laminaire vers la zone des gaz frais, un peu à la manière d'une onde. Cet exemple de combustion laminaire, schématisé sur la *figure 3*, permet de mettre parfaitement en évidence les mécanismes de propagation de proche en proche caractéristique de ce type de flamme.

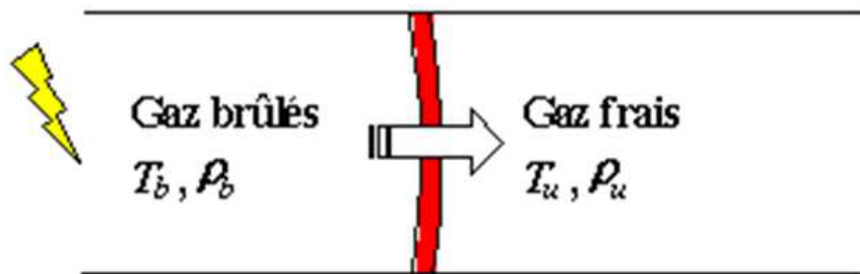


Figure 3 : Propagation d'une flamme dans un tube ouvert aux deux extrémités.

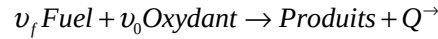
Dans cette expérience, les transferts de chaleur ont un rôle majeur puisqu'ils entraînent une élévation de la température du milieu où l'air et le carburant sont prémélangés. Les gaz brûlés réchauffent par conduction de chaleur une portion de gaz voisine qui s'enflamme et qui chauffe une autre portion de gaz, qui s'enflamme à son tour, entraînant l'avancée du front de flamme. La vitesse de propagation du front de flamme dans ces conditions est appelée vitesse de combustion laminaire, notée S_L .

Cette hypothèse de propagation d'auto-inflammation de proche en proche est à la base de l'*approche thermique* exposée par *Mallard et Le Chatelier en 1883*. Dans leur théorie, ils supposent que les réactions chimiques ont lieu lorsque la température du milieu dépasse une certaine température T_i , dite température d'inflammation du mélange. Le résultat important de cette étude réside dans la relation de proportionnalité trouvée entre la vitesse de combustion et la racine carré du taux de réaction. Cependant, les calculs et les résultats expérimentaux ne se corrèlent pas de manière satisfaisante. En effet, seules les prédictions du comportement de la vitesse de combustion laminaire en fonction de la pression et/ou de la température correspon-daient avec les observations expérimentales. De plus, l'estimation de la température d'inflam-mation reste relativement difficile.

C'est en considérant un comportement fortement non-linéaire du taux de réaction par rapport à la température, et en ajoutant la diffusion de masse et de chaleur au formalisme de Mallard et Le Chatelier que Zeldovich et Frank-Kamenetski en 1938 ont pu obtenir une bonne concordance entre les prédictions de la vitesse de combustion laminaire et les résultats expéri-mentaux. Pour résoudre analytiquement les équations, ils ont introduit un nombre sans dimen-

sion, noté β , représentant l'énergie d'activation normalisée de la réaction chimique. Il faut noter que cette théorie est plus connue sous le nom de « *théorie Semenov* » [Semenov (1951)].

Pendant la combustion, des centaines d'espèces chimiques et des milliers de réactions élémentaires interviennent. Dans la pratique, il est très difficile, voire impossible de déterminer analytiquement la vitesse de combustion sans remplacer le schéma réactionnel complexe par une réaction globale de la forme suivante :



Où v_f et v_o sont les coefficients stœchiométriques de la réaction et $Q^{\rightarrow}$ le dégagement de chaleur. Le taux d'avancement de cette réaction globale par unité de masse, noté w , est caractérisé par la loi d'Arrhénius :

$$\rho \dot{w} = \rho k_0 Y_f^{v_f} Y_o^{v_o} \exp\left(-\frac{E_A}{RT}\right) \quad \text{Équation 1}$$

Où ρ représente la masse volumique, k_0 une constante propre au type de mélange, Y_f et Y_o les fractions massiques du carburant et de l'oxydant, E_A l'énergie d'activation de la réaction, R la constante des gaz parfaits et T la température.

1.1.2. Vitesse de combustion laminaire

La vitesse spatiale de la flamme en un point O , notée V_s , représente la vitesse avec laquelle se propage une aire élémentaire du front de flamme, centrée sur le point O dans le référentiel du laboratoire. Le fluide au sein duquel la flamme se propage pouvant pareillement se déplacer au point O considéré à une vitesse V dans le référentiel du laboratoire, une vitesse de propagation de flamme, notée V_p , est alors définie dans le référentiel fluide. La vitesse de combustion laminaire se définit comme la projection de V_p sur la normale à l'aire élémentaire du front de flamme au point O (figure 4).

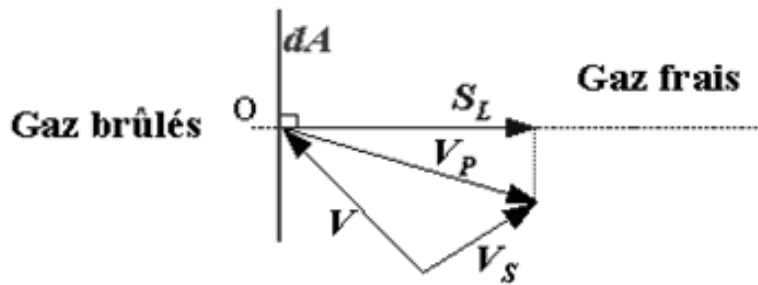


Figure 4 : Vitesse fondamentale en écoulement laminaire en un point O d'une aire élémentaire dA du front de flamme (d'après Borghi et al. (1995)).

Une flamme de prémélange peut être caractérisée par cette vitesse de combustion laminaire. Cette vitesse de combustion est liée au type de carburant utilisé, ainsi qu'aux conditions thermodynamiques au sein duquel la flamme de prémélange se propage. L'indépendance de la définition de la vitesse de combustion laminaire par rapport à la vitesse de l'écoulement rend ce paramètre essentiel dans l'étude des régimes de combustion ou dans la modélisation d'une flamme de prémélange turbulente. En effet, la vitesse de combustion laminaire rassemblant toutes les informations sur la chimie et le transport moléculaire (conduisant à la propagation

de la flamme de prémélange) est alors considérée comme un paramètre macroscopique caractérisant la flamme laminaire de prémélange.

1.1.3. Epaisseur de flamme laminaire

L'épaisseur de flamme laminaire est une autre grandeur caractéristique des flammes de prémélange qui permet de classer les combustions turbulentes prémélangées en différentes catégories à partir de leur comparaison avec les propriétés caractéristiques de la turbulence. Il est possible de recenser plusieurs définitions dans la littérature. Toutefois, seules les deux plus couramment utilisées sont présentées dans ce mémoire.

C'est à *Mallard* et *Le Chatelier* que nous devons la première description de la structure d'une flamme laminaire. De manière à pouvoir calculer analytiquement la vitesse de combustion, ils ont alors divisé la zone de combustion, c'est-à-dire la région présentant un gradient de température en deux zones distinctes (*figure 5*).

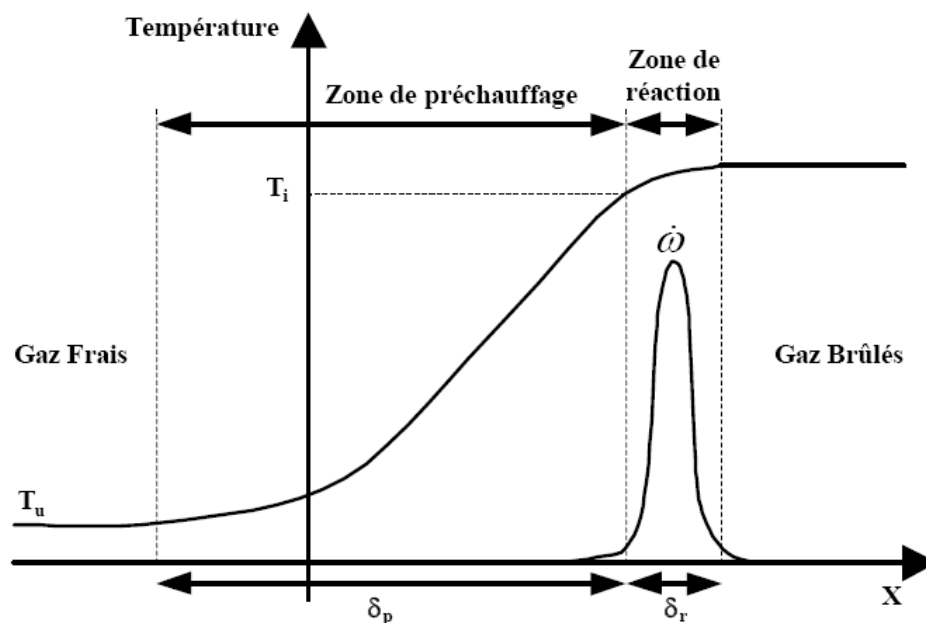


Figure 5 : Structure d'une flamme plane laminaire prémélangée.

- **Une zone de préchauffage d'épaisseur δ_p :** zone dans laquelle la diffusion et la convection sont les processus prédominants et où les réactions chimiques sont par conséquent négligeables,
- **Une zone de réaction d'épaisseur δ_r :** zone d'épaisseur très mince dans laquelle se fait le dégagement de chaleur dû aux réactions chimiques. Dans cette zone, les phénomènes de conduction sont alors négligeables par rapport à ceux de diffusion.

Le front de flamme laminaire ne peut donc pas être considéré comme une discontinuité brusque, puisqu'il est caractérisé par la somme de l'épaisseur de la zone de réaction et de préchauffage (*équation 2*).

$$\delta_L = \delta_r + \delta_p$$

Équation 2

L'épaisseur représentant la zone de réaction se déduit à partir de l'épaisseur de la zone de préchauffage et de la relation $\delta_r = \delta_p/\beta$. Le nombre de Zeldovich (β) étant infiniment grand par rapport à l'épaisseur de la zone de préchauffage, il peut être considéré que l'épaisseur de la zone de réaction est négligeable.

La définition de l'épaisseur de la zone de préchauffage la plus couramment employée (*communément appelée épaisseur de Zeldovich*) est obtenue en supposant que la totalité de l'énergie produite par la combustion sert à élever la température des gaz frais présents dans la zone de préchauffage.

$$\delta_L = \frac{\lambda_T}{c_p \cdot \rho_u S_L} \quad \text{Équation 3}$$

Où λ_T désigne la conductivité thermique du mélange réactif, c_p la chaleur spécifique à pression constante et ρ_u la densité volumique des gaz frais.

La définition de l'épaisseur proposée par Spalding [Spalding (1955)] représente l'épaisseur de la zone de dégagement de chaleur. Elle est définie par le rapport de la différence entre la température des gaz brûlés et des gaz frais sur le gradient maximum de la température.

$$\delta_s = \frac{T_b - T_u}{\max(\text{grad}(T))} \quad \text{Équation 4}$$

Où T_b représente la température des gaz brûlés et T_u la température des gaz frais.

L'avantage de cette définition est d'être locale, c'est-à-dire que l'épaisseur pourra être mesurée localement le long du front de flamme. D'après Poinot et al. [Poinot et al. (1991)] cette définition de l'épaisseur de flamme laminaire est également la plus pratique pour définir la résolution du maillage des calculs numériques.

1.1.4. Instabilités du front de flamme

Avant même de considérer l'influence d'un écoulement turbulent sur une combustion laminaire de prémélange, il est important de noter que ces flammes sont le siège d'instabilités intrinsèques. En effet, des perturbations de concentration ou de température peuvent modifier l'équilibre local entre la convection et la diffusion, provoquant ainsi le déplacement et la déformation du front vers une nouvelle zone d'équilibre. Plusieurs phénomènes interviennent et peuvent soit accentuer la perturbation, soit rétablir la flamme dans sa configuration initiale.

1.1.4.1. Instabilités dues aux forces de gravités

Cette instabilité apparaît lorsque deux fluides de densités différentes sont superposés. En effet, si un fluide plus dense est placé au dessus d'un fluide moins dense, le front de flamme sera soumis aux effets de gravité et des instabilités apparaîtront. Notons que dans cette étude, nous ne tiendrons pas compte de ces instabilités car elles sont négligeables dans le cas des moteurs à combustion interne.

1.1.4.2. Instabilités dues aux effets hydrodynamiques

L'une des caractéristiques d'un écoulement réactif est la variation brusque de la masse volumique entre les gaz frais, notée ρ_u , et les gaz brûlés, notée ρ_b . Lors de la traversée du front de flamme, le gaz voit sa vitesse normale au front de flamme augmenter d'un facteur ρ_u/ρ_b en

raison du fort gradient de température. Notons que ce sont Darrieus [Darrieus (1945)] et Landau [Landau (1944)] qui ont les premiers étudié mathématiquement ces écoulements particuliers. Ils ont ainsi montré en considérant la flamme comme une interface séparant deux milieux de densités très différentes se propageant à une vitesse de combustion non étirée, notée S_L^0 , que par nature, une flamme plane de prémélange était instable (figure 6). Ils ont également montré que le taux de croissance de ces instabilités était inversement proportionnel à la longueur des perturbations.

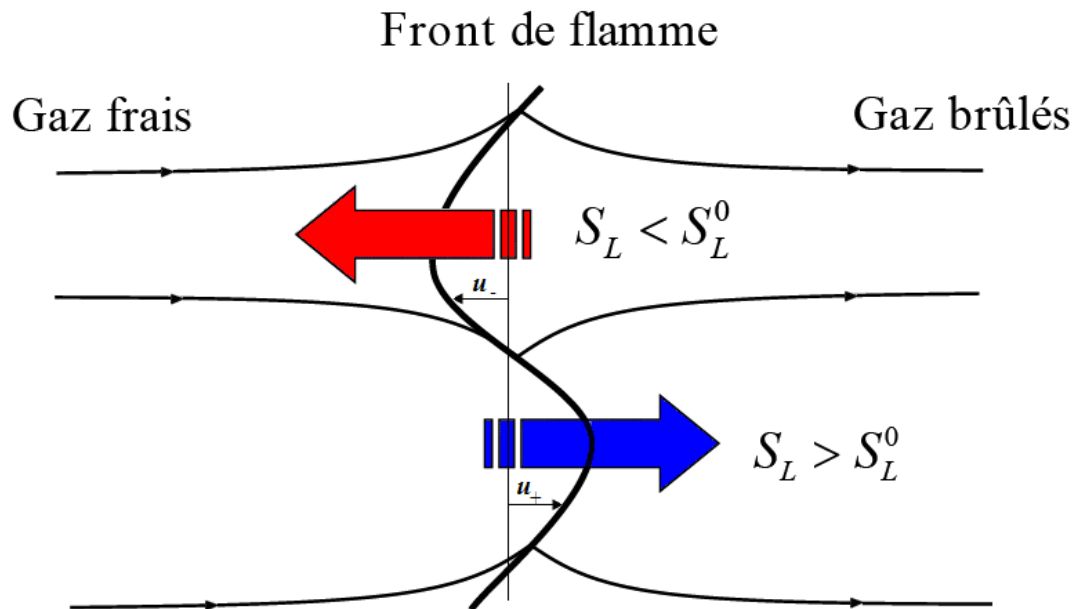


Figure 6 : Effets de la discontinuité de la composante de la vitesse normale au front de flamme sur les lignes de courants de l'écoulement (d'après Clavin (1985)).

Ainsi, si une petite perturbation déplace le front de flamme initialement plan vers les gaz brûlés, la vitesse des gaz imbrûlés augmente de u_+ . Les lignes de courant convergent alors pour assurer la conservation de la masse et de la quantité de mouvement. La vitesse des gaz imbrûlés est alors augmentée et devient supérieure à S_L^0 , ce qui tend à déplacer encore plus le front de flamme vers les gaz brûlés. De même lorsque la perturbation déplace le front de flamme vers les gaz imbrûlés, les lignes de courant divergent, la vitesse des gaz imbrûlés diminue localement et le front se déplace encore plus vers les gaz imbrûlés. Nous observons ainsi une divergence/convergence des lignes de courant au passage du front de flamme. En suivant cette analyse, nous constatons qu'une flamme de prémélange est par nature instable et que les plissements augmentent de façon continue.

1.1.4.3. Instabilités thermodiffusives

Si nous considérons une flamme plissée avec une épaisseur de flamme non négligeable devant l'amplitude de la perturbation et si nous négligeons les instabilités hydrodynamiques, alors le comportement du front de flamme est gouverné par des effets diffusifs : la diffusion d'espèces réactives correspondant à un flux de masse proportionnel au coefficient de diffusion moléculaire, noté D_m , et la diffusion thermique correspondant à un flux de chaleur proportionnel au coefficient de diffusion thermique, noté D_{th} . Dans cette configuration, il se produit transversalement aux zones réactives, des phénomènes de diffusion de masse et de chaleur dans des directions opposées (figure 7). Ainsi, dans une zone du front de flamme, il se crée localement

des enrichissements de combustible ou de température. La compétition entre ces deux phénomènes dépend du rapport D_{th}/D_m , définissant ainsi le nombre de Lewis, noté Le . Ce nombre permet alors d'appréhender l'effet prépondérant dans le mécanisme de propagation du front de flamme.

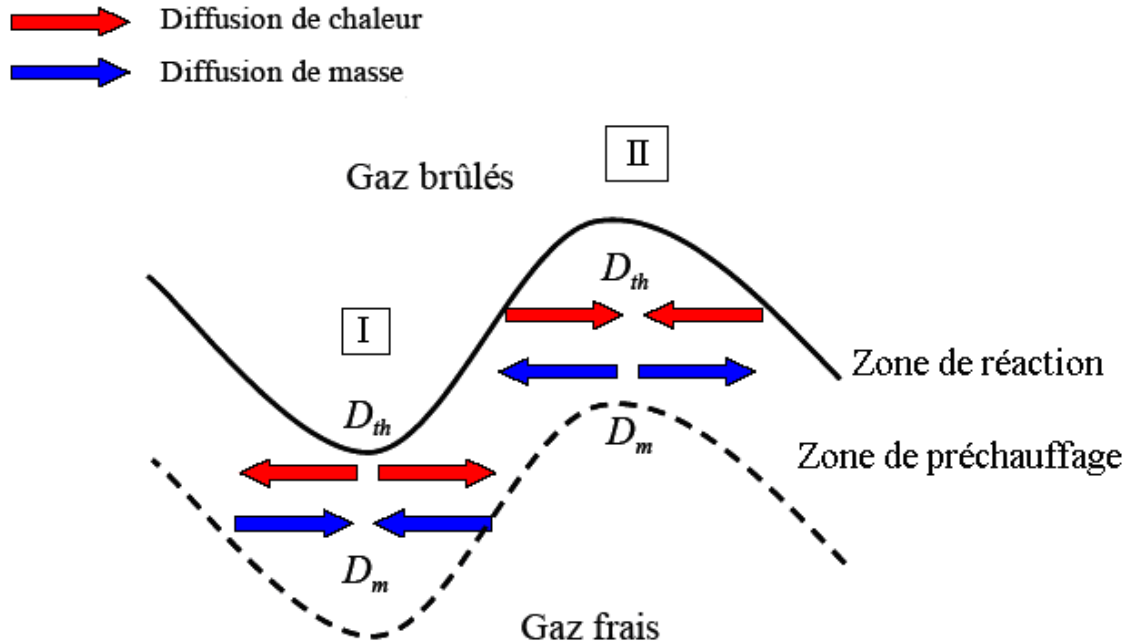


Figure 7 : *Instabilités thermodiffusives d'un front de flamme laminaire.*

La figure 7 illustre parfaitement les divers phénomènes intervenant dans la zone de préchauffage lorsque le front de flamme est soumis à des instabilités thermodiffusives. Ainsi dans la zone I, la diffusion de chaleur tend à ralentir la propagation de la flamme de part le refroidissement de la zone réactionnelle, alors que la diffusion de masse apporte des espèces réactives qui ont tendance à l'accélérer. Dans la zone II, le scénario est inversé.

Le nombre de Lewis est un paramètre prépondérant dans la stabilité, la dynamique et la structure du front de la flamme. Les effets stabilisants ou déstabilisants du nombre de Lewis sont résumés ci-dessous :

- Si le nombre de Lewis est inférieur à 1, la diffusion de chaleur est faible vis-à-vis de la diffusion de masse. Dans la zone I, il y aura augmentation de la température et beaucoup d'espèces réactives seront ainsi disponibles. La vitesse de consommation des réactifs augmentera, creusant encore plus cette zone vers les gaz frais. Dans la zone II, nous n'apporterons pas assez de chaleur pour compenser la raréfaction des espèces, la vitesse de combustion diminuera alors et la zone se creusera vers les gaz brûlés.
- Si le nombre de Lewis est égal à 1, les effets seront stabilisants et donc le front de flamme restera stable.
- Si le nombre de Lewis est supérieur 1, la vitesse de combustion sera diminuée dans la zone I, du fait que l'apport d'espèces ne compensera pas le refroidissement. Dans la zone II, la vitesse de combustion sera augmentée du fait de l'augmentation de la température, il y aura alors une stabilisation du front de flamme.

1.1.5. Effet de l'étirement sur la structure du front de flamme et sur la vitesse de combustion laminaire

La structure du front de flamme peut être modifiée par l'effet de courbure du front de flamme et de celui du gradient de vitesse dans le plan tangent au front de flamme de l'écoulement : cisaillement. Ainsi, une surface de flamme se propageant dans un écoulement uniforme est soumise à des effets de contraintes et de courbures aboutissant à des modifications de sa surface. Le taux de changement de la surface de flamme représente l'étirement de la flamme ou « *stretch* » en anglais. Il a été défini pour la première fois par Williams [Williams (1974)] tel que :

$$K = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \quad \text{Équation 5}$$

Où A est un élément de surface de flamme infinitésimal. Il faut noter que le signe de K indique s'il y a un allongement ou une compression de la surface de flamme.

Le taux d'étirement d'un élément du front de flamme a une incidence sur la vitesse de combustion laminaire locale, puisqu'il modifie la cinétique de la combustion. Ainsi lorsque la courbure et la contrainte tangentielle sont proches de zéro, la vitesse de combustion étirée (S_L) est proche de la vitesse de combustion laminaire non étiré (S_L^0), mais ce cas se rencontre que très rarement. En effet, la flamme subit généralement un certain nombre de contraintes qui va la déformer et ainsi modifier son étirement. Le taux d'étirement apparaît donc comme un paramètre clé dans l'étude des flammes laminaires prémélangées. Dans la limite des grandes énergies d'activation et aux faibles valeurs d'étirements (*soit loin de la limite d'extinction*), il a été montré que la vitesse de combustion laminaire étirée (S_L) est directement reliée à l'étirement par une simple relation linéaire. En effet, Clavin [Clavin (1985)] a montré qu'en étendant les théories de Markstein [Markstein (1964)] par une hypothèse de grandes échelles de plissement par rapport à l'épaisseur de la flamme laminaire, et par une simple analyse asymptotique que la vitesse de combustion laminaire était une fonction linéaire de la flamme telle que :

$$S_L = S_L^0 - L_b \cdot K \quad \text{Équation 6}$$

Où $L_b = Ma \cdot \delta_L$ représente la longueur de Markstein et Ma le nombre de Markstein.

Notons que des phénomènes d'extinctions locales sont susceptibles d'apparaître lorsque le front de flamme est soumis localement à des forts taux d'étirement dus à des gradients de vitesse lelong du front de flamme (*tourbillon, points d'arrêts*) mais aussi aux courbures. Nous avons alors :

$$\frac{S_L}{\delta_L} = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \quad \text{Équation 7}$$

Il faut néanmoins noter que de nombreuses interrogations subsistent quant à la réponse d'une flamme prémélangée face aux effets de la courbure et de la contrainte à proximité des limites d'extinction. L'expression de la vitesse de combustion (*équation 6*) est applicable dans le cas d'un écoulement faiblement turbulent. Par conséquent, une difficulté majeure dans cette description est que cette relation n'a été établie que pour des faibles valeurs de l'étirement de la flamme. Son extension à des grandes valeurs d'étirement n'a pas de bases rigoureuses et reste encore délicate. Néanmoins, certains auteurs ont montré qu'elle pouvait également être utilisée dans un écoulement fortement turbulent [Renou (1999)].

1.2. Valeurs des grandeurs caractéristiques de la flamme laminaire pour des conditions thermodynamiques représentatives d'un moteur

1.2.1. Vitesse de combustion laminaire

De nombreuses méthodes expérimentales ont été mises en œuvre pour la détermination de la vitesse de combustion laminaire. Parmi ces différentes méthodes, il est possible de citer le tube ouvert à l'une de ces extrémités, le brûleur à flamme plane [Powling (1949)], le brûleur à contre courant [Yu et al. (1986), Freeh (2004)], le brûleur de type bec Bunsen [Kobayashi et al. (1996, 2002)] ou encore la bombe sphérique [Babkin et al. (1967), Ryan et al. (1980), Gülder (1983), Bradley et al. (1998)].

Lors de cette étude bibliographique, nous nous sommes essentiellement intéressés aux travaux entrepris en bombe sphérique, car la compréhension de la combustion régnant dans un moteur à allumage commandé « *downsizing* » passe par l'étude des flammes prémélangées en milieu sous haute pression. En effet, la méthode de la bombe sphérique est actuellement l'une des plus utilisées pour ce genre d'étude, bien qu'elle ne nous permette pas de mesurer directement la vitesse de combustion laminaire, du fait de l'étirement induit par la propagation sphérique de la flamme. Le principe de cette technique consiste à initier un mélange, initialement au repos, et à enregistrer la propagation de la flamme grâce à des techniques de visualisation rapide. A ce stade de l'étude bibliographique, il nous a semblé intéressant de recenser les différents travaux expérimentaux réalisés dans des conditions thermodynamiques représentatives de celles rencontrées dans un moteur à allumage commandé « *downsizing* », c'est-à-dire pour de **forte pression** et **température** et **fort taux de dilution**. L'objectif est ici de récapituler, de manière la plus exhaustive possible, les différentes corrélations empiriques disponibles dans la littérature. Une présentation synthétique a alors été réalisée en précisant le dispositif expérimental utilisé et la plage de validité de la corrélation empirique proposée.

1.2.1.1. Corrélation empirique de Babkin et al.

Babkin et al. [Babkin et al. (1967)] ont réalisé des mesures expérimentales de la vitesse de combustion laminaire pour des mélanges de benzène, n-heptane et isooctane/air à partir du relevé de la pression dans une enceinte à volume constant. La corrélation proposée permet d'estimer la vitesse de combustion laminaire sur une plage de pression allant de 1 à 100 atmosphères, de température allant de 423 à 650 Kelvin mais uniquement pour une richesse stœchiométrique.

La corrélation proposée pour estimer la vitesse de combustion laminaire d'un mélange d'isooctane/air est de la forme :

$$S_L = (404 * \log(T_u) - 1008) P_u^{-0.39+0.40(T_u/1000)} \quad \text{Équation 8}$$

Où T_u et P_u représentent respectivement la température et la pression des gaz frais.

1.2.1.2. Corrélation empirique de Ryan et al.

Ryan et al. [Ryan et al. (1980)] ont réalisé des mesures expérimentales de la vitesse de combustion laminaire pour des mélanges d'isooctane, de n-heptane, de méthanol, de méthane et de propane/air à l'aide du relevé de la pression dans une enceinte à volume constant. La corrélation empirique proposée permet ainsi d'estimer la vitesse de combustion laminaire sur une plage de pression allant de 4 à 18 bars, de température allant de 470 à 600 Kelvin, de richesse allant de 0,7 à 1,3 et de dilution allant de 0 à 30 % massique. Dans cette étude, la dilu-

tion du mélange réactif est simulée par un mélange composé de 15 % de dioxyde de carbone (CO_2) et de 85 % de diazote (N_2) en volumique.

La corrélation proposée pour estimer la vitesse de combustion laminaire d'un mélange d'isooctane/air est de la forme :

$$S_L = b_1 P_u^{b_2} \exp(-b_3 / T_u) \quad \text{Équation 9}$$

Où b_1 , b_2 et b_3 représentent des constantes liées au type de carburant, à la richesse et à la dilution (tableau 1).

Dilution	b_1	b_2	b_3
0,00	2965,5	-0,051	2008,8
0,10	2511,4	-0,246	1895,4
0,20	308,0	0,198	1516,2
0,30	112,7	0,181	1271,8

Tableau 1 : Valeurs des constantes b_1 , b_2 , b_3 pour l'isooctane à la stœchiométrie dans la corrélation empirique de Ryan et al.

1.2.1.3. Corrélation empirique de Metghalchi et Keck

Metghalchi et Keck [Metghalchi et al. (1982)] ont réalisé des mesures expérimentales de la vitesse de combustion laminaire pour des mélanges de méthanol, d'indolène, et d'isooctane /air dans une enceinte à volume constant. La corrélation empirique proposée permet d'estimer la vitesse de combustion laminaire sur une plage de pression allant de 1 à 50 atmosphères, de température allant de 350 à 700 Kelvin, de richesse allant de 0,7 à 1,1 et de dilution allant de 0 à 20 % massique. Dans cette étude, la dilution du mélange est aussi simulée par un mélange composé de 15 % de dioxyde de carbone (CO_2) et de 85 % de diazote (N_2) en volumique.

La corrélation proposée pour estimer la vitesse de combustion laminaire d'un mélange d'isooctane/air dilué est de la forme suivante :

$$S_L = S_L^0 \left(\frac{T_u}{T_0} \right)^\alpha \left(\frac{P_u}{P_0} \right)^\beta (1 - 2,1\chi_{GBR}) \quad \text{Équation 10}$$

Où S_L^0 définit la vitesse de combustion laminaire non étirée dans les conditions thermodynamiques de références ($T_0 = 298 \text{ K}$ et $P_0 = 1 \text{ atm}$), χ_{GBR} le taux massique de gaz diluants et α et β des coefficients liés à la richesse du mélange.

$$\begin{aligned} \alpha &= 2,18 - 0,8(\phi - 1) \\ \beta &= -0,16 + 0,22(\phi - 1) \end{aligned} \quad \text{Où } \phi \text{ est la richesse du mélange.}$$

Les vitesses de combustion laminaire non étirée ne prennent en compte que les effets thermiques et chimiques de la combustion. Dans cette étude, elle est exprimée par la relation suivante :

$$S_L^0 = C_m + C_2 \cdot (\phi - \phi_m)^2 \quad \text{Équation 11}$$

Où C_m , C_2 et ϕ_m sont des coefficients liés au type de carburant. Le coefficient C_2 étant toujours négatif, ϕ_m apparaît alors comme une richesse optimale pour laquelle la vitesse de combustion est maximale. Les valeurs de ces coefficients sont données dans le *tableau 2*.

Carburant	ϕ_m	$C_m (cm.s^{-1})$	$C_2 (cm.s^{-1})$
Propane (C_3H_8)	1,08	40,11	-186,48
Isooctane (i- C_8H_{18})	1,13	33,73	-110,82

Tableau 2 : Constantes Φ_m , C_m , C_2 dans la corrélation empirique de Metghalchi et Keck.

1.2.1.4. Corrélation empirique de Bradley et al.

Bradley et al. [Bradley et al. (1998)] ont réalisé des mesures expérimentales pour des mélanges d'isooctane et d'isooctane/n-heptane/air à partir de visualisations de la propagation de la flamme dans une bombe sphérique. La corrélation proposée permet d'estimer la vitesse de combustion laminaire sur une plage de pression allant de 1 à 10 bars, de température allant de 358 à 450 Kelvin et de richesse allant de 0,8 à 1.

La corrélation proposée pour estimer la vitesse de combustion laminaire d'un mélange d'isooctane/air dilué est de la forme suivante :

$$S_L = S_L^0 \left(\frac{T_u}{T_0} \right)^{\alpha_T} \left(\frac{P_u}{P_0} \right)^{\beta_P} \quad \text{Équation 12}$$

Où S_L^0 définit la vitesse de combustion laminaire non étirée dans les conditions thermodynamiques de références ($T_0 = 358 \text{ K}$ et $P_0 = 1 \text{ bar}$) et α_T et β_T des constantes liés à la richesse du mélange (*tableau 3*).

Richesse	α_T	β_T
0,8	1,01	-0,282
1,0	1,07	-0,348

Tableau 3 : Constantes α_T et β_T dans la corrélation empirique de Bradley et al.

1.2.1.5. Corrélation empirique de Müller et al.

Contrairement aux travaux précédents, les vitesses de combustion laminaire présentées dans cette étude ne résultent pas de données expérimentales mais sont issues de la corrélation de différentes simulations réalisées. Müller et al. [Müller et al. (1997)] ont simulé la vitesse de combustion pour un mélange de n-heptane, d'isooctane et de méthanol/air dans des conditions représentatives de celles rencontrées dans une chambre de combustion d'un moteur à allumage commandé. La corrélation proposée dans cette étude permet d'estimer la vitesse de combustion laminaire sur une plage de pression allant de 1 à 40 bars, de température allant de 298 à 800 Kelvin et de richesse allant de 0,5 à 1.

La corrélation proposée pour estimer la vitesse de combustion laminaire d'un mélange d'isooctane/air dilué est de la forme suivante :

$$S_L = A(T^0) Y_{F,u}^m \frac{T_u}{T^0} \left(\frac{T_b - T^0}{T_b - T_u} \right)^n \quad \text{Équation 13}$$

Où la fonction $A(T^0)$ dépend seulement des propriétés thermodynamiques et cinétiques, T^0 représente la température d'équilibre entre les réactions de ramification et celles de rupture mais est communément appelée température interne, $Y_{F,u}$ la fraction massique de carburant dans les gaz frais et T_b la température des gaz brûlés.

$$Y_{F,u} = \frac{\phi}{\phi + \frac{1 - Y_{F,St}}{Y_{F,St}}} \quad \text{où } Y_{F,St} \text{ est la fraction massique de carburant à la stœchiométrie.} \quad \text{Équation 14}$$

En supposant que la température interne ne dépend uniquement de la pression, Müller et al. déterminent une valeur de T^0 pour chaque pression étudiée afin d'obtenir la meilleure corrélation possible. La relation entre la pression, la température interne et la fonction $A(T^0)$ est donnée ci-dessous :

$$P = B \exp\left(-\frac{E}{T^0}\right) \quad \text{d'où} \quad A(T^0) = F \exp\left[\frac{G(\ln(P) - \ln(B))}{E}\right] \quad \text{Équation 15}$$

$$A(T^0) = F \exp\left(-\frac{G}{T^0}\right)$$

Les valeurs des diverses constantes (B , E , F , G , m et n) pour le propane et l'isooctane sont énumérées dans le *tableau 4*.

Carburant	B [bar]	E [K]	F [cm.s ⁻¹]	G [K]	m	n
Propane	2,25 x 10 ⁶	17223,50	1274,89	-1324,78	0,5822	2,3970
Isooctane	3,80 x 10 ⁷	20906,00	2926,00	-25,60	0,5578	2,5214

Tableau 4 : Constantes B , E , F , G , m et n de calcul de la fonction $A(T^0)$.

La température des gaz brûlés a été définie comme température adiabatique de flamme à l'équilibre chimique par un procédé itératif tenant compte des espèces stables telles que O_2 , N_2 , H_2O , CO_2 , H_2 et CO . Elle est alors approximée comme une fonction de la richesse telle que :

$$T_b = aT_u + b + c\phi + d\phi^2 + e\phi^3 \quad \text{Équation 16}$$

La valeur des coefficients nécessaires à l'approximation de la température adiabatique de flamme, ainsi que le nombre de Lewis (Le) du propane et de l'isooctane sont résumés dans le *tableau 5*.

Carburant	A	b [K]	C [K]	d [K]	e [K]	Le
Propane	0,53	1434	-2952	7518	-3856	1,63
Isooctane	0,61	936	-1127	5326	-3044	2,55

Tableau 5 : Constantes a , b , c , d , e de calcul de la température adiabatique de flamme et nombre de Lewis pour le propane et l'isooctane.

Certaines corrélations empiriques [Heimel (1957), Gülder (1983)] n'ont cependant pas été détaillées dans cette étude car leur domaine de validité reste trop restreint en termes de représentativité des conditions thermodynamiques rencontrées dans un moteur à allumage commandé. Au terme de cette étude bibliographique, nous avons alors pu constater qu'il existe un réel manque de données expérimentales dans des conditions thermodynamiques particulières, notamment pour la prise en compte de la dilution.

Les domaines de validité des corrélations empiriques précédemment énumérées ont été résumés dans le tableau 6.

Corrélation empirique	Gamme de Pression	Gamme de Température	Gamme de Richesse	Gamme de dilution
Babkin et al	1 à 100 atm	423 à 650 K	1	
Ryan et al.	4 à 18 bars	470 à 600 K	0,7 à 1,3	0 à 30 %
Metghalchi et al.	1 à 50 atm	350 à 700 K	0,7 à 1,1	0 à 20 %
Bradley et al.	1 à 10 bars	358 à 450 K	0,8 à 1	
Müller et al.	1 à 40 bars	298 à 800 K	0,5 à 1	

Tableau 6 : Synthèse de la plage de validité des corrélations empiriques.

La vitesse de combustion laminaire étant liée aux propriétés du mélange réactif et aux conditions thermodynamiques du fluide au sein duquel la combustion se propage, nous avons caractérisé et représenté graphiquement la vitesse de combustion laminaire d'un mélange iso-octane/air à la stoechiométrie en fonction de la **pression**, de la **température** et de la **dilution** à partir des corrélations précédemment détaillées, de manière à appréhender indépendamment l'effet de chaque paramètre sur la vitesse de combustion laminaire.

Dans un premier temps, nous avons représenté sur la *figure 8* la vitesse de combustion laminaire à une température de 450 Kelvin et à une pression variant de 1 à 50 bars. Malgré la présence d'une certaine dispersion en termes de valeur entre les différentes corrélations, nous pouvons constater que les évolutions sont très similaires. Il faut signaler que cette diminution de la vitesse de combustion laminaire en fonction de la pression peut être démontrée d'un point de vue théorique. Cette démonstration a été décrite en détail par Glassman [Glassman (1996)]. Il montre ainsi que la vitesse de combustion laminaire est reliée à la pression par : $S_L \sim (p^{n-2})^{1/2}$ où p représente la pression et n le degré de la réaction.

Sur la *figure 9*, nous avons représenté les valeurs des vitesses de combustion laminaire pour un mélange à la stoechiométrie, à une pression initiale de 1 bar et pour une température variant de 300 à 700 Kelvin. Malgré la présence d'une certaine dispersion en termes de valeur entre les différentes corrélations empiriques, la *figure 9* permet de constater que la température entraîne une importante augmentation de la vitesse de combustion laminaire.

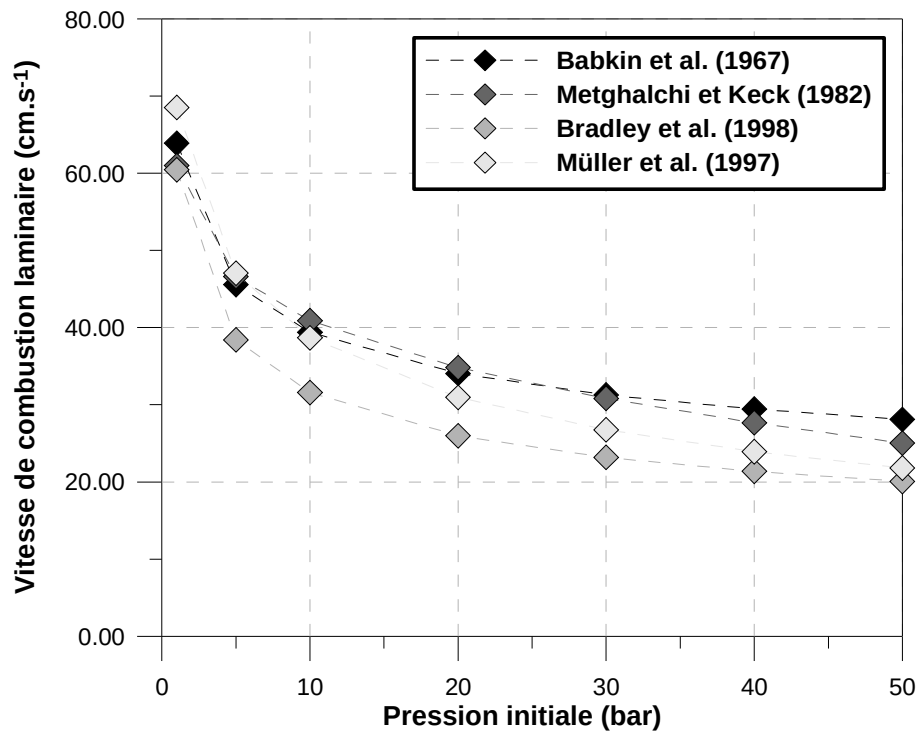


Figure 8 : Vitesse de combustion laminaire d'un mélange isooctane/air à la stœchiométrie et à une température initiale de 450 Kelvin en fonction de la pression.

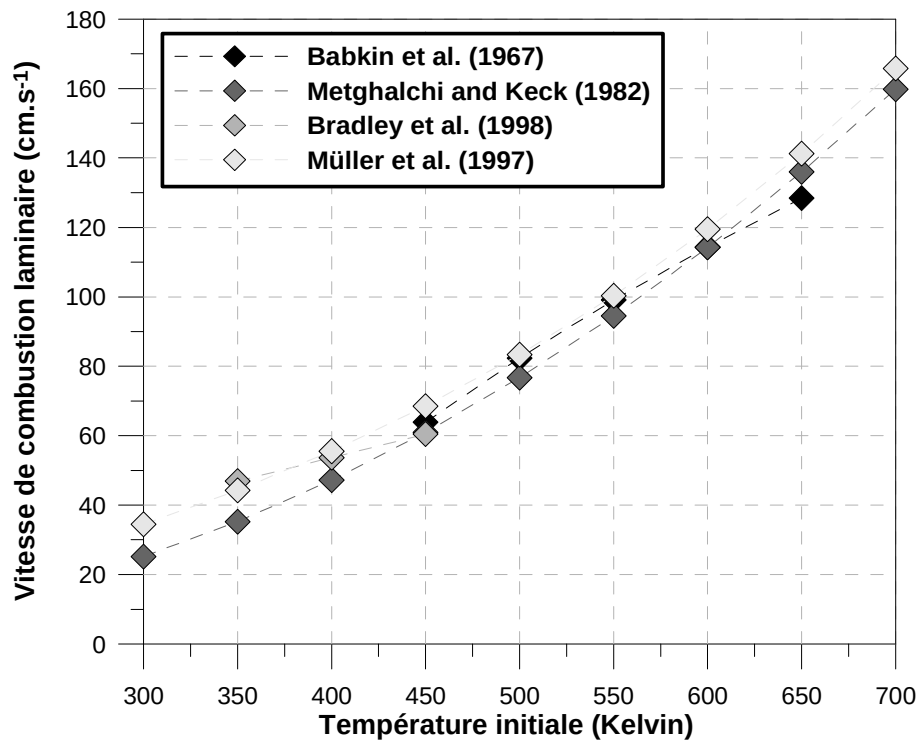


Figure 9 : Vitesse de combustion laminaire d'un mélange isooctane/air à la stœchiométrie et à une pression initiale de 1 bar en fonction de la température

De manière à appréhender l'effet de la dilution, nous avons déterminé la vitesse de combustion laminaire pour différent taux de dilution à l'aide de la corrélation empirique de Ryan et al., et de Metghalchi et al. (*seules corrélations prenant en compte l'effet de la dilution*). Sur la *figure 10*, nous avons représenté les valeurs de la vitesse de combustion laminaire pour un mélange à la stœchiométrie, à une pression initiale de 2 bars, à une température initiale de 500 Kelvin et pour un taux de dilution variant de 0 à 35 %. Bien qu'une grande dispersion existe entre ces deux corrélations empiriques, nous pouvons constater que la dilution entraîne une diminution importante de la vitesse de combustion laminaire.

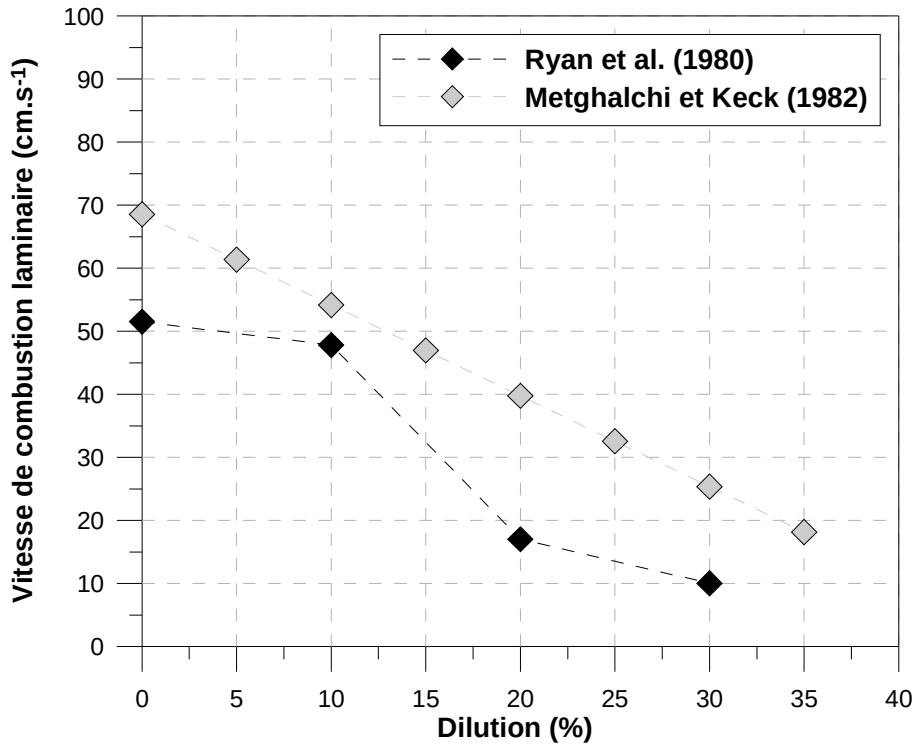


Figure 10 : Vitesse de combustion laminaire d'un mélange isooctane/air à la stœchiométrie, à une pression initiale de 2 bars et une température de 500 Kelvin en fonction de la dilution.

Des mécanismes cinétiques capables de représenter la propagation d'une flamme de prémélange dans un ensemble important de conditions thermodynamiques sont actuellement élaborés [Pitsch et al. (1996), Hasse et al. (2000)]. Il faut néanmoins garder à l'esprit que leur domaine de validité est souvent identique à celui des corrélations empiriques mentionnées précédemment. Toutefois, de manière à compléter cette étude bibliographique et à choisir notre méthodologie (*corrélation empirique ou mécanisme cinétique*) pour caractériser l'**évo-lution** de la vitesse de combustion laminaire dans des conditions représentatives d'un moteur à allumage commandé « *downsizing* », nous allons comparer la corrélation empirique de Metghalchi et al. avec un mécanisme cinétique réduit et des données expérimentales dans le second chapitre de ce manuscrit. Nous avons choisi de considérer la corrélation empirique de Metghalchi et Keck car elle possède un domaine de validité très proche des conditions thermodynamiques régnant dans un moteur à allumage commandé.

1.2.2. Epaisseur de flamme laminaire

De manière à appréhender l'effet de la pression et/ou de la température sur l'épaisseur de flamme laminaire d'un mélange isooctane/air, nous nous sommes référés aux travaux expérimentaux de Bradley et al. [Bradley et al. (1998)] présentés dans le paragraphe 1.2.1.4 de ce

chapitre. En estimant l'épaisseur de flamme laminaire par la relation $\delta = \nu/S_L$, où ν représente la viscosité cinématique, ils ont montré que l'épaisseur dépend de la pression, mais aussi de la richesse du mélange (figure 11). Kobayashi et al. [Kobayashi et al. (1997)] en estimant l'épaisseur de flamme laminaire par la relation $\delta = \nu/(Pr.S_L)$, où Pr représente le nombre de Prandtl*, sont parvenus aux mêmes constatations pour un mélange de méthane/air.

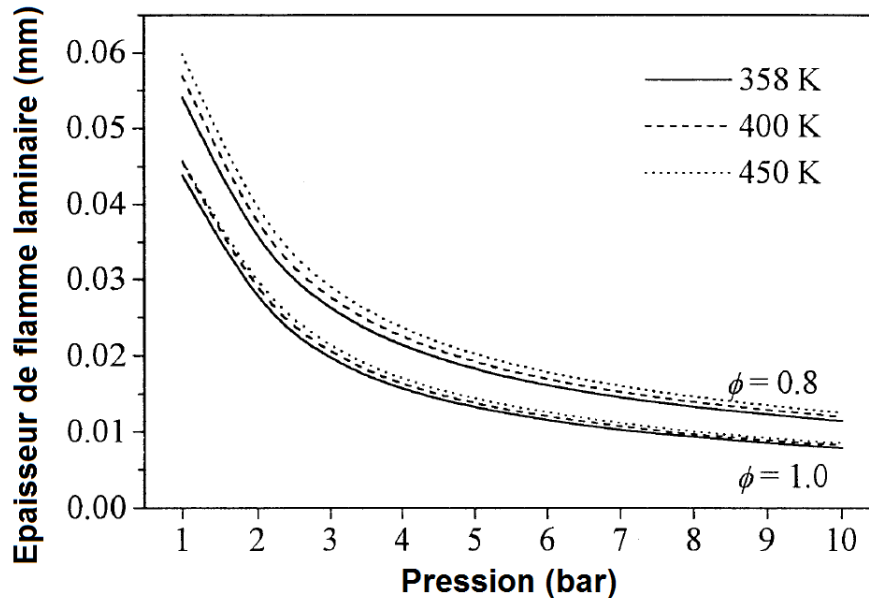


Figure 11 : Evolution de l'épaisseur de flamme laminaire d'un mélange isooctane/air en fonction de la pression, de la température et de la richesse de mélange (d'après Bradley et al. (1998)).

* Le nombre de Prandtl est un nombre sans dimension qui représente le rapport entre la diffusivité de quantité de mouvement (ou viscosité cinétique) et la diffusivité thermique. Il est défini de la manière suivante :

$Pr = \mu C_p / \lambda$ où μ représente la viscosité dynamique, C_p la chaleur spécifique et λ la conductivité thermique

2. Combustion turbulente de prémélange

Dans les années 1880, *Mallard et Le Chatelier* ont montré que la turbulence affecte la vitesse de combustion. En effet, nous avons vu que pour des flammes laminaires, les réactions chimiques se produisent uniquement dans une zone très mince et que les processus de diffusion des espèces radicalaires étaient primordiaux. L'importance de ces transferts diffusifs fait alors bien comprendre que la turbulence, qui est capable de les accélérer dans de grandes proportions, joue un rôle majeur. Les fortes fluctuations dans le champ de vitesse vont venir perturber le front de flamme pour créer des plissements et ainsi accroître la surface du front de flamme.

La seconde partie de ce chapitre sera alors consacrée à la présentation de la combustion turbulente de prémélange. Avant de s'intéresser aux interactions qui peuvent exister entre la turbulence et la structure du front de flamme, nous décrirons brièvement les grandeurs caractéristiques de la turbulence. Nous exposerons ensuite les propriétés des flammes turbulentes et les différents régimes de combustion turbulente.

2.1. La turbulence

Les écoulements turbulents se caractérisent par une apparence très désordonnée et par l'existence de nombreuses échelles temporelles et spatiales. Ils ne sont donc pas prévisibles ni dans le temps, ni dans l'espace mais peuvent être décrits de manière statique afin d'obtenir des grandeurs moyennes, des échelles caractéristiques temporelles et spatiales et des fluctuations.

2.1.1. Grandeurs moyennes, fluctuations et énergie cinétique de turbulence

En un point donné de l'écoulement, la vitesse de l'écoulement montre des fluctuations aléatoires, notée $u'(x,t)$, autour d'une valeur moyenne, notée $\langle U(x,t) \rangle$. La vitesse en un point x de l'écoulement, notée $U(x,t)$, s'écrit alors :

$$U(x,t) = \langle U(x,t) \rangle + u'(x,t) \quad \text{Équation 17}$$

Les fluctuations de vitesse $u'(x,t)$ sont définies comme l'écart-type de la distribution de $U(x,t)$. La demi-somme des trois variances pour les trois composantes de vitesse définit alors l'énergie cinétique de turbulence, notée k .

$$k = \frac{1}{2} [u'^2(x,t) + v'^2(x,t) + w'^2(x,t)] \quad \text{Équation 18}$$

Dans la suite de l'étude nous nous placerons dans le cas d'une turbulence homogène et isotrope, même si cette hypothèse n'est pas forcément correcte dans un moteur à combustion interne. Nous parlons d'écoulements turbulents homogènes lorsque l'ensemble des propriétés statistiques de l'écoulement sont invariantes par translation spatiale. Les moyennes statistiques ne dépendent donc pas d'un point d'observation. Une turbulence isotrope est une turbulence homogène dont il est impossible de détecter une direction privilégiée d'observation. Les différentes relations qui vont suivre dans cette étude ont été obtenues grâce à ces hypothèses.

2.1.2. Echelles caractéristiques de la turbulence

L'observation du spectre d'énergie de la turbulence, défini par l'équation 19, permet de montrer que le domaine fréquentiel des phénomènes turbulent est large, mais aussi de mettre

en évidence la manière dont les différentes structures contribuent à l'énergie en fonction des fréquences des fluctuations u' (figure 12). Des échelles caractéristiques ou plutôt des échelles moyennes responsables des différents processus de formation, de transfert et de dissipation de l'énergie cinétique ont ainsi pu être mises en évidence. Il faut signaler que les grandes structures réalisent l'essentiel du transport turbulent des grandeurs physiques et les petites structures dissipent l'énergie cinétique du fait des frottements visqueux : c'est la théorie de la cascade d'énergie développée par Kolmogorov en 1941. Il existe donc plusieurs échelles temporelles et spatiales de la turbulence.

$$k = \int_0^{\infty} E(K) dK \quad \text{où } K \text{ est le nombre d'onde.} \quad \text{Équation 19}$$

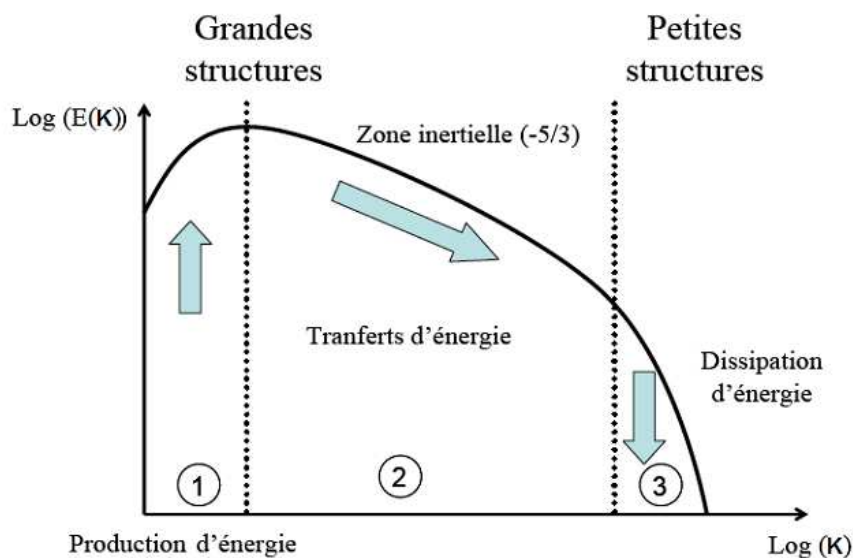


Figure 12 : Spectre d'énergie de la turbulence.

o Echelle intégrale : Zones I

L'échelle intégrale temporelle, notée T_0 , représente une indication sur la durée de vie des grosses structures présentes dans l'écoulement, et l'échelle intégrale spatiale donne, quant à elle, une indication sur la taille de ces structures qui portent l'essentiel de l'énergie. Il faut noter qu'il est possible de relier ces deux échelles intégrales à l'aide de l'hypothèse de Taylor (équation 20).

$$L_T = \bar{U} \cdot T_0 \quad \text{Où } \bar{U} \text{ est la vitesse moyenne du milieu.} \quad \text{Équation 20}$$

Taylor [Taylor (1921)] définit $\bar{U}$ comme la vitesse moyenne d'ensemble de l'écoulement. Les conditions pour pouvoir appliquer cette hypothèse sont d'avoir une vitesse moyenne constante, une intensité turbulente homogène et surtout une intensité turbulente relative très petite.

o Echelle de Taylor : Zones II

L'échelle de Taylor également appelée micro-échelle de Taylor, notée λ_u , représente la transition entre l'échelle intégrale spatiale et l'échelle de Kolmogorov. Cette échelle caractérise la taille moyenne des tourbillons à partir de laquelle la dissipation visqueuse devient prédominante. Comme pour l'échelle intégrale, une échelle de Taylor temporelle, notée τ_λ , peut être définie.

o Echelle de Kolmogorov : Zones III

L'échelle de Kolmogorov, notée η , correspond à une taille de tourbillon où la viscosité cinématique joue un rôle important. En effet, la taille des plus petites structures présentes dans l'écoulement ne pouvant plus se « casser », elles dissipent alors leur énergie sous forme de frottement (*chaleur*), d'où une chute importante sur le spectre d'énergie de la turbulence. Notons que cette grandeur reste encore particulièrement difficile à mesurer puisqu'elle nécessite une technique de mesure à très haute fréquence.

L'échelle spatiale de Kolmogorov s'écrit :

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad \text{où} \quad \begin{array}{l} \nu \text{ est la viscosité cinématique} \\ \varepsilon \text{ est le taux de dissipation de l'énergie cinétique.} \end{array} \quad \text{Équation 21}$$

L'échelle temporelle de Kolmogorov s'écrit :

$$\tau_k = \left(\frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{1/2} \quad \text{Équation 22}$$

2.1.3. Effet de la pression sur la turbulence

À l'heure actuelle, il n'existe pas à notre connaissance d'études expérimentales ayant traités en détails l'influence de la pression et de la température sur l'intensité turbulente et/ou les échelles intégrales spatiales dans la chambre de combustion d'un moteur à combustion interne. Néanmoins, de manière à appréhender l'effet de la pression sur les grandeurs caractéristiques de la turbulence, nous nous sommes référés aux travaux expérimentaux de Kobayashi et al. [Kobayashi et al. (1997, 2002)] et de Halter [Halter (2005)]. La turbulence est générée à l'aide d'une grille de turbulence placée perpendiculairement à l'écoulement en amont de la sortie du brûleur de type bec Bunsen. Ils ont ainsi montré que l'intensité turbulente, les échelles spatiale intégrale et de Taylor restent globalement constante avec la pression alors que l'échelle spatiale de Kolmogorov diminue (figure 13)

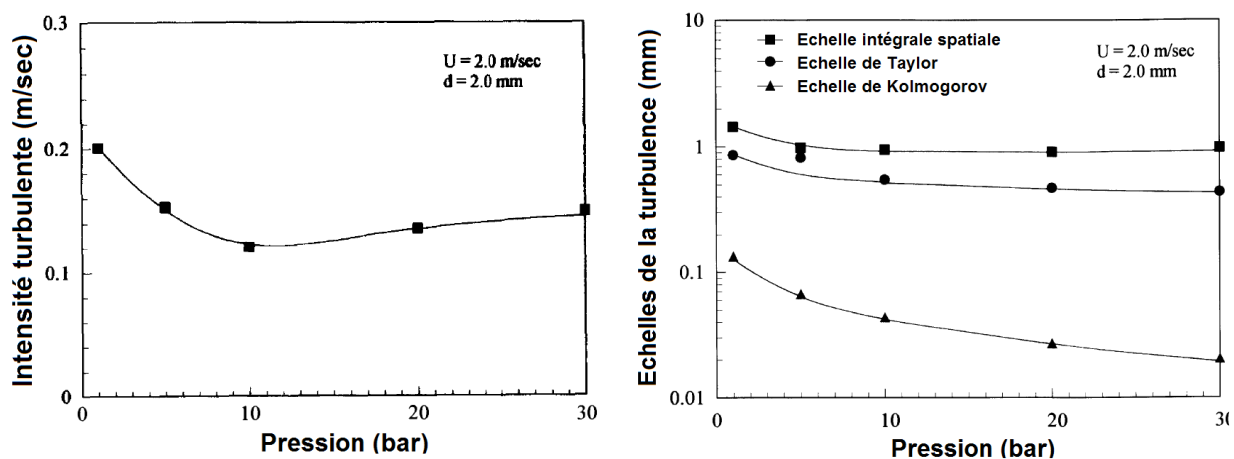


Figure 13 : Influence de la pression sur les grandeurs caractéristiques de la turbulence (d'après Kobayashi et al. (1997))

(Remarque : d représente le diamètre des trous de la grille de turbulence utilisée lors de leur étude. La turbulence générée par une grille s'apparente le mieux à une turbulence homogène et isotrope.)

2.2. Combustion turbulente de prémélange

La combustion turbulente prémélangée se distingue d'une combustion laminaire par le fait qu'elle dépend non seulement des propriétés physico-chimiques du mélange, mais aussi des propriétés de l'écoulement. Toutefois, même si la turbulence modifie de façon indéniable le comportement du front de flamme, il ne faut pas négliger les modifications de l'écoulement par l'expansion des gaz brûlés, par la propagation de la flamme, par les gradients de vitesse et par les variations des masses volumiques et des viscosités. Le rôle de la turbulence peut être mis en évidence par l'augmentation des vitesses de combustion, de la surface de la flamme et des échanges via l'augmentation de la diffusivité.

Notons que de nombreuses études expérimentales ont été réalisées dans des situations stationnaires mais nous manquons actuellement de données dans le cas des régimes instantanés. En effet, nous connaissons encore mal les évolutions des propriétés des flammes au cours de la propagation de flamme. Ce sont pourtant des données importantes pour la modélisation des écoulements réactifs.

2.2.1. Vitesse de combustion turbulente

De la même manière que pour l'étude des flammes laminaires, nous caractérisons une flamme de prémélange turbulente par sa vitesse de combustion, notée S_T , et par son épaisseur de flamme, notée δ_T . La vitesse de combustion turbulente représentant le taux de consommation des gaz frais par unité d'aire est très similaire à la vitesse de combustion laminaire (figure 14).

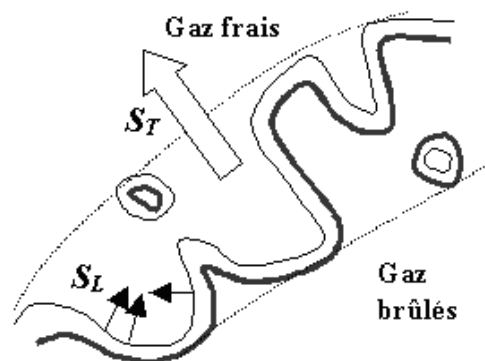


Figure 14 : Vitesse de combustion turbulente.

La vitesse de combustion turbulente est toujours supérieure à la vitesse de combustion laminaire car l'accroissement de la surface du front de flamme induit par la turbulence, permet d'augmenter le taux de conversion des gaz frais en gaz brûlés. C'est d'ailleurs ce qui permet à un moteur à allumage commandé d'avoir une plage de fonctionnement aussi large en termes de régime moteur.

Dans les modèles les plus simples, il a été considéré que la vitesse de combustion turbulente était directement liée à l'intensité turbulente par une relation linéaire :

$$S_T = S_L^0 + Cq' \quad \text{où} \quad \begin{array}{l} C \text{ est une constante.} \\ q' \text{ est l'intensité turbulente} \end{array} \quad \text{Équation 23}$$

Dans le cas d'une turbulence de faible intensité et de grande échelle (*régime des flammelles*), Damköhler fut le premier à prédire que l'effet de la turbulence est de convecter et de plisser le front de flamme, mais que ce dernier conserve localement les caractéristiques de la

flamme laminaire. Pour ce régime de combustion, il propose ainsi de relier le rapport entre la vitesse de combustion turbulente et laminaire au rapport de surface de flamme par une simple égalité [Damköhler (1940)] :

$$\frac{S_T}{S_L^0} = \frac{A_T}{A_L} \quad \text{Équation 24}$$

Où A_T représente la surface de flamme plissée et A_L la surface moyenne équivalente. Il propose également d'approximer le rapport de surface de flamme par la relation :

$$\frac{A_T}{A_L} = 1 + \frac{q'}{S_L^0} \quad \text{d'où} \quad \frac{S_T}{S_L^0} = 1 + \frac{q'}{S_L^0} \quad \text{Équation 25}$$

La combustion turbulente étant fortement dépendante des caractéristiques de l'écoulement turbulent, de nombreux auteurs [Adbel-Gayed et al (1984), Bédard (1995), Kawanabe et al (1998)] ont alors proposé des relations de la vitesse de combustion turbulente en fonction de la vitesse de combustion laminaire et des propriétés de la turbulence (équation 26). Toutefois, ces relations sont très similaires à la relation proposée par Damköhler.

$$\frac{S_T}{S_L^0} = 1 + \alpha \left(\frac{q'}{S_L^0} \right)^n \quad \text{Équation 26}$$

Où α et n désignent des constantes qui dépendent du carburant utilisé. Cependant, cette expression reste approximative car la vitesse de combustion turbulente n'est pas une grandeur intrinsèque bien définie et dépend de la configuration expérimentale utilisée [Gouldin (1996)]. Malgré qu'il soit difficile de calculer analytiquement cette grandeur locale, sa valeur moyenne peut être assez facilement déterminée expérimentalement.

Enfin, notons que la vitesse de combustion turbulente peut également être assimilée à une vitesse de consommation locale des gaz frais [Bray et al. (1991)] :

$$\frac{S_T}{S_L^0} = I_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \Sigma \cdot d\eta \quad \text{Équation 27}$$

Où I_0 est un terme correctif pour prendre en compte les effets d'étirement, Σ la densité de surface de flamme, η la normale au front de flamme.

2.2.2. Epaisseur de flamme turbulente

Si nous prenons une photographie instantanée d'une flamme plissée, nous verrions une flamme d'épaisseur constante, courbée et froncée par les structures de l'écoulement turbulent de manière à occuper une certaine épaisseur, notée δ_T , qui peut être considérée comme l'épaisseur moyenne d'une flamme turbulente. Il faut néanmoins garder à l'esprit que cette définition, illustré sur la figure 15, est uniquement valable dans le régime des flammelettes (voir le paragraphe 2.2.3.3 de ce chapitre). Pour les autres régimes de combustion turbulente, les structures laminares des flammelettes disparaissent et les zones de réaction et de préchauffage s'épaississent.

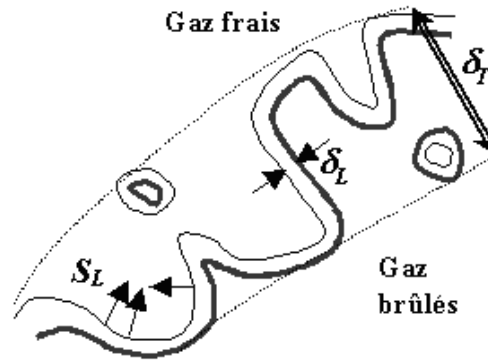


Figure 15 : Epaisseur de flamme turbulente dans le cas d'un régime de flammelettes

2.2.3. Classification des différents régimes de la combustion turbulente de prémélange

La diversité et la complexité des phénomènes rencontrés dans les écoulements réactifs rendent impossible le traitement du problème dans son ensemble. Pour le développement des modèles de combustion il a alors été nécessaire de comprendre quels étaient les phénomènes physiques prépondérants dans une configuration donnée, et quelles étaient les différentes interactions entre eux. De nombreux auteurs ont alors proposé des classifications des écoulements réactifs en différents régimes de combustion, permettant pour chacun d'entre eux, des modélisations sensiblement différentes. Parmi les classifications sous formes de diagrammes, nous pouvons citer [Barrère \(1974\)](#), [Bray \(1980\)](#), [Borghi \(1984\)](#), [Williams \(1985\)](#) et [Abdel-Gayed et Bradley \(1989\)](#). Tous ces travaux sont basés sur la comparaison de rapports d'échelles caractéristiques de la turbulence et de la combustion. Ces approches offrent un moyen « pratique » pour classer les écoulements réactifs suivant différents régimes de combustion, mais n'ont qu'un caractère **qualitatif** et doivent être prises dans ce sens.

Etant difficile de définir les frontières permettant de différencier un régime d'un autre, des nombres adimensionnels caractéristiques des interactions entre la combustion et la turbulence ont alors été définis.

2.2.3.1. Les nombres adimensionnels

Le nombre de Reynolds turbulent, noté Re_t , est défini par le rapport entre l'intensité de l'agitation turbulente à celle des forces de viscosité.

$$Re_t = \frac{q' L_T}{\nu} \quad \text{Équation 28}$$

Un écoulement est turbulent lorsque son nombre de Reynolds turbulent est grand devant 1. Le nombre de Reynolds turbulent permet donc de différencier le domaine des flammes de prémélange laminaire ($Re_t < 1$) de celui des flammes de prémélange turbulentes ($Re_t > 1$).

Le nombre de Damköhler, noté Da , est défini par le rapport entre les temps caractéristiques de la turbulence $\tau_L = L_T/q'$ avec celui de la réaction chimique $\tau_c = \delta_L/S_L$.

$$Da = \frac{\tau_L}{\tau_c} \quad \text{Équation 29}$$

Notons que pour des grands nombre de Damköhler ($Da \gg 1$), le temps de la réaction chimique est négligeable devant celui de la turbulence, correspondant à une zone de réaction

d'épaisseur mince plissée et convectée par l'écoulement. La structure interne du front de flamme n'est alors pas fortement affectée par la turbulence et peut être décrite comme un composé de flamme laminaire appelé « *flammelette* ». Pour des petits nombre de Damköhler ($Da \ll 1$), la réaction chimique est lente. Les réactifs et les produits sont alors mélangés par les structures turbulentes de l'écoulement avant la réaction. Dans ce domaine des réacteurs homogène, le taux de réaction moyen peut être exprimé à partir de la loi d'Arrhénius en considérant les fractions massiques et la température, correspondant au premier terme du développement de Taylor.

Le nombre de Karlovitz, noté Ka , est défini par le rapport entre les temps caractéristique de la chimie et l'échelle temporelle de Kolmogorov :

$$Ka = \frac{\tau_c}{\tau_k} \quad \text{Où} \quad \begin{array}{l} \tau_c \text{ est le temps de la réaction chimique } \tau_c = \delta_L / S_L \\ \tau_k \text{ est l'échelle de Kolmogorov temporelle} \end{array} \quad \text{Équation 30}$$

Dans sa formulation initiale, le nombre de Karlovitz compare le temps caractéristique de la réaction chimique à l'étirement caractéristique de la zone réactive [Bray et al. (1991)]. Sous cette forme, la condition $Ka < 1$ signifie que la vitesse de combustion est suffisamment élevée pour compenser l'étirement subi par la zone de réaction et donc qu'il n'existe pas de phénomènes d'extinction locale de la flamme. Dans une situation inverse, l'écoulement peut produire sur la flamme des étirements pouvant entraîner des phénomènes d'extinction et les petites structures de l'écoulement sont capables de pénétrer la structure interne de la flamme mais sans pénétrer forcément dans la zone de réaction [Peters (1999)]. Il est aussi important de noter que la limite entre le régime des flammelettes et le régime des flammes plissées et épaissies peut être approximée à $Ka = 1$ (critère de Klimov-Williams) [Chung (1996)].

Ces trois nombres adimensionnels peuvent être reliés par la relation suivante :

$$Re_t = Da^2 Ka^2 \quad \text{Équation 31}$$

2.2.3.2. Diagramme de combustion turbulente

Les diagrammes de combustion usuellement utilisés dans l'étude de la combustion turbulente sont donc basés sur la comparaison de rapport d'échelles caractéristiques de la turbulence et de la combustion laminaire (q'/S_L en ordonnée et L_T/δ_L en abscisse), et sur les nombres adimensionnels énumérés ci-dessus pour définir les frontières entre les régimes. Dans cette étude, nous nous sommes reportés plus particulièrement à celui proposé par Borghi [Borghi (1984)]. Sur la figure 16, nous avons ainsi représenté ce diagramme en y ajoutant une représentation schématique de la structure du front de flamme pour chacun des régimes de combustion turbulente.

➤ **Domaine I : Flammes laminaires**

Ce domaine est limité par le critère de Reynolds turbulent ($Re_t = 1$).

➤ **Domaine II : Flammes plissées**

Dans ce domaine, le temps caractéristique de la réaction chimique est plus petit que le temps caractéristique de la turbulence ($\tau_c < \tau_L$ car $Da > 1$) et plus petit que le temps caractéristique des tourbillons de Kolmogorov ($\tau_c < \tau_k$ car $Ka < 1$). De plus, la vitesse de combustion laminaire est grande devant l'intensité turbulente. La structure de la flamme n'est pas affectée par la turbulence, mais le front de flamme est simplement plissé par les gradients de vitesse qu'il rencontre (*grosses structures de l'écoulement*).

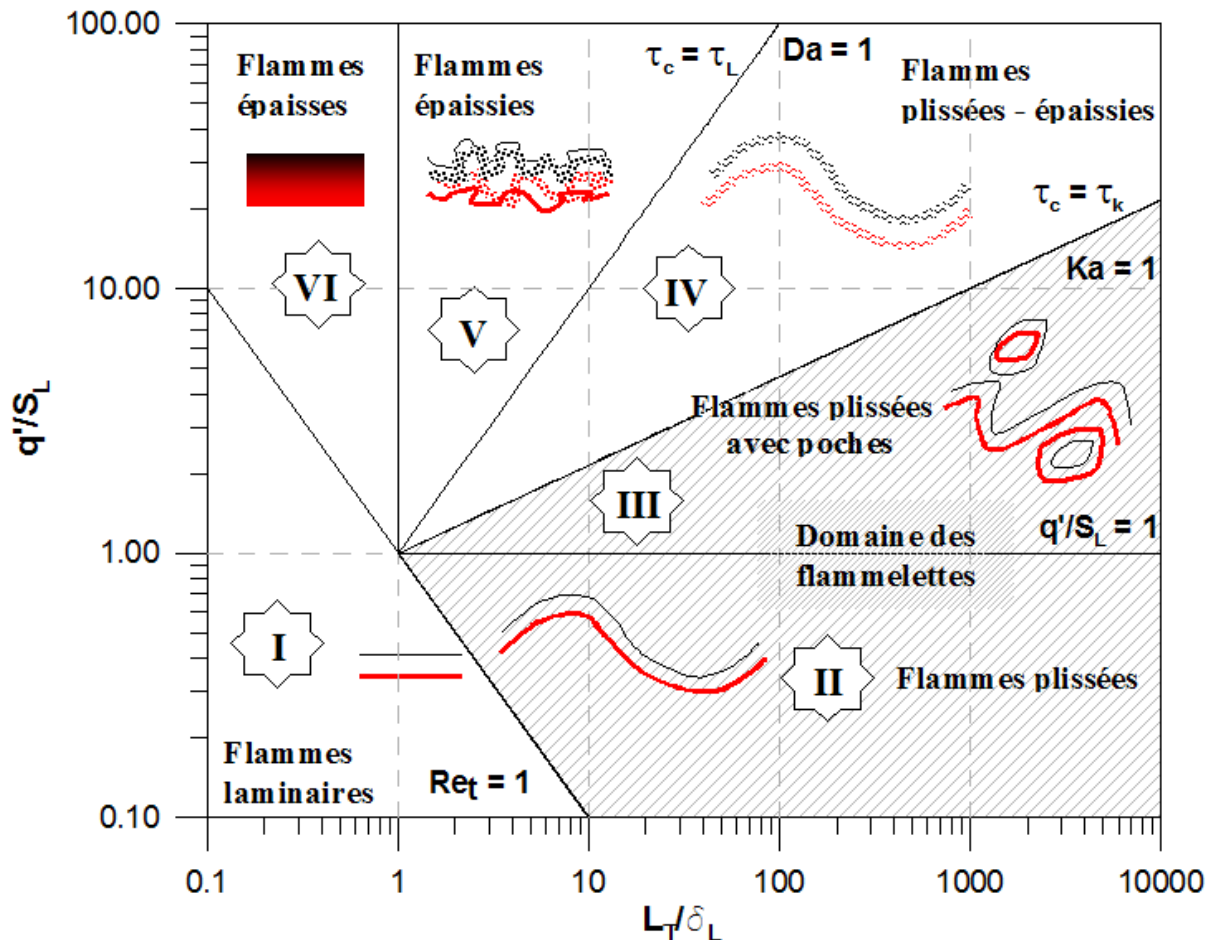


Figure 16 : Diagramme de combustion turbulente (d'après Borghi (1984)).

➤ **Domaine III : Flammes plissées avec poches ou flammes « corruguées »**

L'intensité turbulente devient suffisamment important devant la vitesse de combustion laminaire pour que les gros tourbillons déforment fortement le front de flamme, allant jusqu'à la rupture de ce dernier. Cette rupture du front de flamme donne alors naissance à des poches de gaz frais et/ou de gaz brûlés. Par contre, les tourbillons de la taille de Kolmogorov ne sont pas suffisamment rapides pour affecter le front de flamme. Ceci a ainsi conduit Peters [Peters (1986)] à introduire une échelle supplémentaire, l'échelle de Gibson notée L_g , qui représente la taille des plus petits tourbillons capables d'agir sur la structure de front de flamme. Leur vitesse est supposée égale à celle des flammes laminaires d'où la relation ci-contre :

$$L_g = S_L^3 / \varepsilon \quad \text{qui peut aussi s'écrire } L_g / L_T = (S_L / q')^3 \quad \text{Équation 32}$$

Le critère de Klimov-Williams correspondant au critère $Ka = 1$ délimite le régime de flammelettes (représenté par la surface hachurée dans la figure 16) Ce régime de combustion est en fait l'union du domaine des flammes plissées et du domaine des flammes plissées avec poches. Dans ce type de régime, il est supposé que le front de flamme est continu et qu'il est convecté et plissé par l'écoulement, mais qu'il conserve localement les caractéristiques de la flamme laminaire. Cette approche permet de relier la vitesse de combustion turbulente à la vitesse de combustion laminaire, où les propriétés de la flamme laminaire sont parfaitement connues. Nous reviendrons plus en détails sur ce régime de combustion dans la suite de notre étude car cette hypothèse de combustion en régime de flammelettes est très répandue dans la modélisation des moteurs à allumage commandé.

➤ **Domaine IV : Régime de combustion distribuée**

Dans ce domaine, le temps caractéristique de la réaction chimique est plus grand que le temps caractéristique des tourbillons de Kolmogorov ($\tau_c < \tau_k$ car $Ka < 1$). Or, nous avons vu dans le paragraphe définissant les nombres adimensionnels que si le nombre de Karlovitz est supérieur à 1, les structures de la turbulence sont suffisamment rapides pour étirer le front de flamme et ainsi créer des extinctions locales. En fait, nous pouvons l'expliquer grâce à la formulation initiale du nombre de Karlovitz, qui compare le temps chimique τ_c à l'étirement d'une zone de réaction ($Ka = \tau_c \cdot dA/(A \cdot dt)$). Ainsi lorsque $Ka > 1$, la vitesse de combustion laminaire n'est pas suffisante pour compenser l'étirement et alors des extinctions locales de la flamme apparaissent.

➤ **Domaine V : Flammes épaissies**

Dans ce domaine, la réaction chimique est plus lente que toutes les échelles turbulentes ($\tau_c < \tau_k$ car $Ka > 1$ et $\tau_c > \tau_L$ car $Da < 1$). Le taux de réaction est contrôlé par la cinétique de la réaction, et la turbulence réalise le mélange des réactifs. La flamme est dite « épaissie » car la notion d'interface entre les gaz frais et les gaz brûlés n'est plus adaptée à ce régime où nous définissons plutôt une zone de réaction.

➤ **Domaine VI : Réacteur homogène**

Ce domaine est le domaine du réacteur homogène, où le front de flamme occupe tout le volume du foyer. Ce cas relève plutôt du génie chimique que d'applications pratiques de la combustion turbulente.

Cette analyse phénoménologique permet de classer sommairement les régimes de combustion prémélangée en fonction de certains nombres adimensionnels. Il ne faut cependant pas oublier que cette analyse repose sur des hypothèses fortes. En effet, la turbulence est supposée homogène et isotrope, les effets visqueux sont négligés et les effets de courbures ne sont pas pris en compte. Par ailleurs, les régimes de combustion sont basés sur des estimations d'ordre de grandeur. Les inégalités proposées ne sont pas à prendre au sens strict car la limite du régime des flammelettes peut aussi bien se situer à des valeurs de $Ka = 0.1$ ou $Ka = 10$. C'est pourquoi des études ont été menées pour caractériser ces régimes de combustion turbulente à partir de simulations numériques directes de l'interaction entre la flamme et les tourbillons, comme par exemple Poinso et al. [*Poinso et al. (1990, 1991)*]. Cette formulation inclut les effets d'étirements et de courbure, la dissipation visqueuse et des nombres de Lewis différents de 1. Toutes les tailles des structures turbulentes sont prises en compte et chaque échelle a un effet différent sur le front de flamme. Ainsi, certaines structures éteignent localement le front de flamme alors que d'autres sont dissipées par l'effet visqueux avant même d'interagir avec le front de flamme. La *figure 17* illustre le diagramme de combustion résultant de ces considérations.

Nous retrouvons le critère de Klimov-Williams ($Ka = 1$), correspondant à une épaisseur de flamme laminaire égale à l'échelle de Kolmogorov. En dessous de cette limite, la flamme est plus mince que n'importe quelle échelle de turbulence. La limite des cut-off correspond à la plus petite échelle capable d'avoir un effet notable sur le front de flamme. En dessous de la ligne définie par $Ka = 100$ (critère de Peters), la zone de réaction a une épaisseur inférieure à la taille des structures turbulentes et n'est donc pas affectée par ces dernières. Ce critère est assez proche de celui obtenu par Poinso et al. et montre que l'hypothèse des flammelettes, zone de réaction mince continue, est valable dans un domaine beaucoup plus large que ne le laisse supposer le critère de Klimov-Williams.

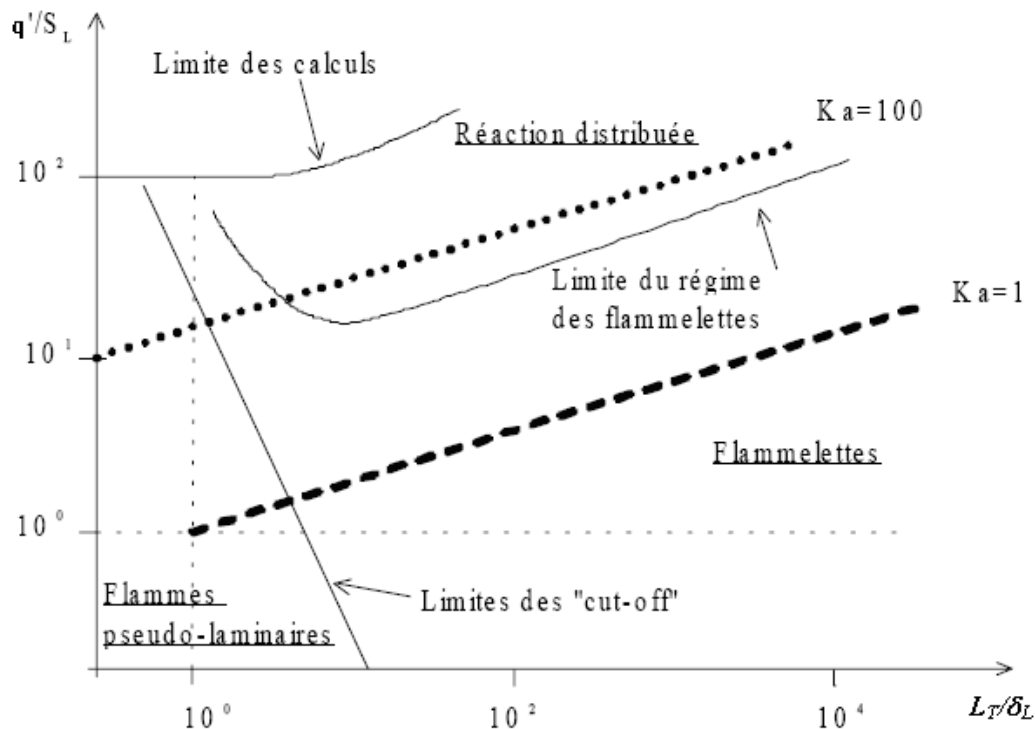


Figure 17 : Diagramme de combustion turbulente modifié
(d'après Poinot et al. (1990))

2.2.3.3. Régime des flammelettes

Le concept de flammelettes s'applique à la combustion turbulente lorsque le temps caractéristique de la réaction chimique est petit par rapport à l'échelle de Kolmogorov, c'est-à-dire, si la combustion est achevée durant le temps de retournement des plus petits tourbillons. Dans ce cas, la structure de la flamme peut être décrite comme étant composée d'un ensemble de flammelettes laminaires étirée et convectées par l'écoulement. Cette approche permet de dissocier les phénomènes de combustion de ceux de l'aérodynamique. La flamme est ainsi considérée comme une interface plissée se propageant localement à la vitesse d'une flamme laminaire étirée. Dans ce modèle de flammelettes laminaires, le dégagement de chaleur est supposé se produire uniquement à l'intérieur d'une fine zone de réaction, qui a la structure et les propriétés d'une flamme laminaire étirée.

Le régime des flammelettes doit alors répondre principalement aux deux critères suivants :

- La taille des grosses structures de l'écoulement doit être d'un ordre de grandeur supérieur à l'épaisseur de flamme laminaire,
- Le temps chimique de la combustion doit être inférieur au temps caractéristique des plus petites structures de l'écoulement.

3. Problématique de l'étude

La théorie des flammelettes est couramment utilisée dans la modélisation des moteurs à allumage commandé. Dans ce régime de combustion, la flamme est considérée comme une flamme laminaire de faible épaisseur subissant des contraintes extérieures aboutissant à une modification du front de flamme. Ainsi dans un premier temps, nous avons orienté cette étude bibliographique sur les propriétés caractéristiques de la flamme laminaire et sur les instabilités agissant sur elle, de manière à pouvoir mieux appréhender l'effet de la pression, de la température et de la dilution. Dans un second temps, nous nous sommes intéressés aux propriétés caractéristiques de la turbulence et aux propriétés de la flamme turbulente en milieu homogène. Enfin, l'analyse des interactions entre une propagation de flamme et un écoulement turbulent, nous a permis d'introduire les différents régimes de combustion turbulente permettant la classification des écoulements réactifs.

Au terme de cette étude bibliographique, et de manière à illustrer nos propos, une étude paramétrique a été réalisée à partir de la corrélation empirique proposée par Metghalchi et al. [Metghalchi et al. (1982)], de la définition de l'épaisseur de flamme laminaire proposée par Zeldovich et des données expérimentales de Kobayashi et al. [Kobayashi et al. (1997, 2002)]. Les résultats ainsi obtenus ont été reportés sur le diagramme proposé par Borghi (figure 18), mais n'ont ici qu'un caractère qualitatif et doivent être pris dans ce sens.

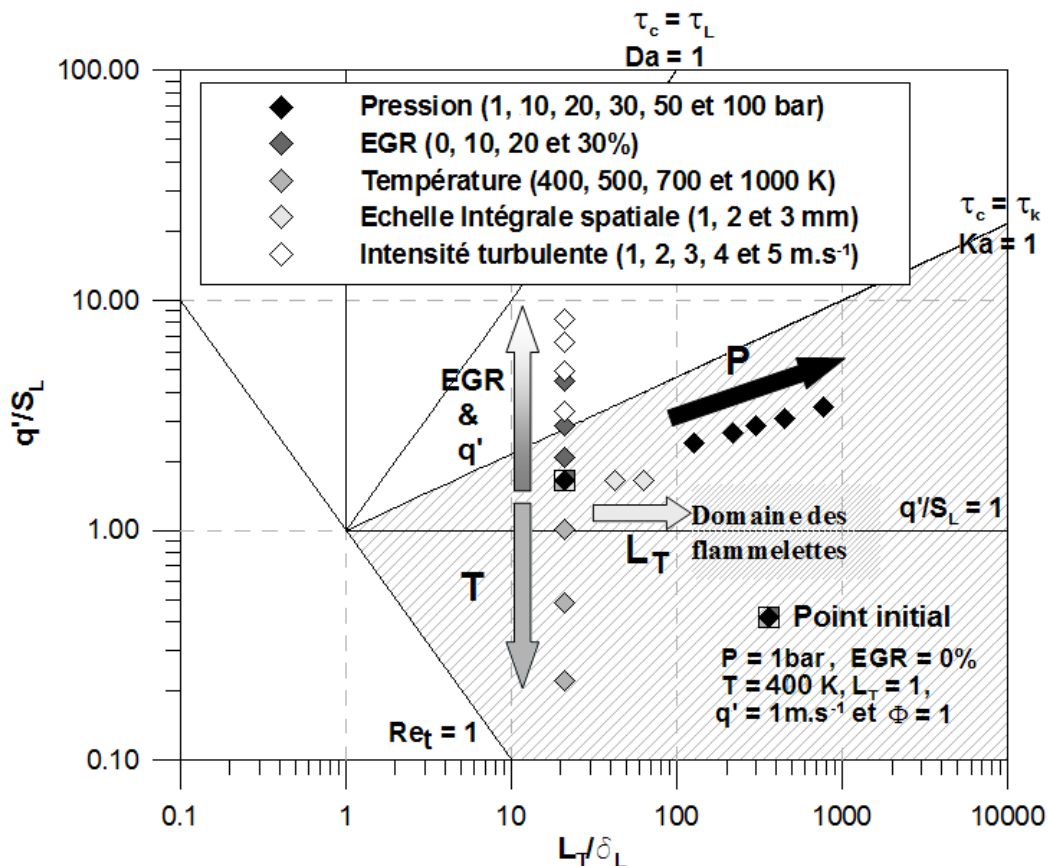


Figure 18 : Etude paramétrique basée sur la corrélation empirique de Metghalchi et Keck, sur la définition de l'épaisseur de flamme laminaire de Zeldovich et sur les données de Kobayashi et al.

A partir de cette étude paramétrique, nous pouvons constater que l'intensité turbulente et/ou la dilution du mélange par des gaz inertes (*type EGR*) auraient pour effet d'éloigner les flammes du domaine des flammelettes alors que la température aurait, quant à elle, plutôt tendance à confirmer l'hypothèse du régime de flammelettes. La pression et l'échelle intégrale spatiale sembleraient ne pas avoir d'impact important sur le régime de combustion. Il faut garder à l'esprit que dans une chambre de combustion d'un moteur à combustion interne, l'ensemble de ces paramètres (*pression, température, dilution, intensité turbulente et échelle intégrale spatiale*) peuvent alors évoluer simultanément lors de la combustion. Il est alors difficile d'avoir une idée du régime de combustion turbulente qui décrit le mieux cette combustion.

L'objectif de ce travail de thèse est d'étudier l'effet de la pression, de la température et de la dilution, pour des valeurs proches de celles rencontrées dans un moteur à allumage commandé « *downsizing* », sur les différents paramètres qui définissent les régimes de combustion, à savoir : la vitesse de combustion laminaire, l'épaisseur de flamme laminaire, l'intensité turbulente et l'échelle intégrale spatiale. Nous souhaitons ainsi valider ou non l'hypothèse forte du régime des flammelettes usuellement utilisée dans la modélisation de la combustion turbulente d'un moteur à allumage commandé. Toutefois, au cours de cette étude bibliographique, nous avons noté que les frontières entre les différents régimes de combustion sont encore sujettes à discussion (*disparité entre les différents diagrammes de combustion*). Ainsi, afin de valider ou non les modèles de combustion turbulente usuellement utilisés, nous allons aussi caractériser la structure de la flamme en termes de vitesse de combustion laminaire et turbulente ainsi qu'en termes de plissement lors d'un cycle moteur pour des conditions représentatives d'un moteur à allumage commandé « *downsizing* ».

*Estimation
des vitesses de
combustion laminaire
en conditions moteur*

Introduction

La combustion dans les moteurs à allumage commandé se déroule essentiellement en mode de prémélange. Ceci est valable aussi bien pour les moteurs à injection indirecte que pour les moteurs à injection directe. Ces derniers peuvent présenter des inhomogénéités de la charge importantes avec une stratification en richesse mais le mode de combustion reste néanmoins prémélangé.

Les flammes de prémélange peuvent être caractérisées entre autre par leur vitesse de combustion laminaire, notée S_L . Cette vitesse est liée au type de carburant utilisé ainsi qu'aux conditions thermodynamiques du fluide au sein duquel la flamme se propage. L'indépendance de la définition de la vitesse de combustion laminaire par rapport à la vitesse de l'écoulement rend ce paramètre essentiel dans la modélisation d'une flamme de prémélange turbulente. En effet, la vitesse de combustion laminaire peut être considérée comme un paramètre macroscopique caractérisant la flamme laminaire prémélangée, rassemblant toutes les informations sur la chimie et sur le transport moléculaire qui conduisent à la propagation de la flamme. Il est donc normal que des modèles de combustion turbulente prémélangée, où l'utilisation d'une chimie détaillée de la combustion n'est pas envisageable, profitent de la quantité d'informations contenue dans ce paramètre.

Dans le cas de l'hypothèse des flammelettes, il est considéré que la flamme est comme une collection de flammes laminaires se propageant à la vitesse de combustion laminaire dans les conditions thermodynamiques vues par la flamme. Elle est valable dans des conditions où les temps chimiques sont globalement réduits par rapport aux temps caractéristiques de la turbulence. Dans ce cas, la flamme turbulente peut être considérée comme une surface mince et l'effet de la turbulence ne se fait sentir que sur la quantité de surface de flamme présente dans l'écoulement. En résumé, dans les modèles utilisant le concept des flammelettes, l'information sur l'écoulement turbulent est indépendante de celle provenant de la chimie. Certains modèles de ce type comme le classique *EBU* (*Eddy Break-Up*) ne font même pas appel à la chimie [*Spalding (1971), Saïd et al. (1988)*].

Des modèles de flamme de prémélange turbulente plus sophistiqués et utilisés couramment lors des études de simulation numérique des moteurs à allumage commandé font appel à l'ensemble des informations liées à la fois à la turbulence et à la chimie. Ainsi, les effets de la turbulence sur la flamme sont représentés par la déformation de la surface du front de flamme en présence de l'écoulement turbulent et les effets de la chimie sont représentés par la vitesse de combustion laminaire dans les conditions thermodynamiques des gaz frais rencontrées par la flamme. Le taux de réaction (*vitesse de consommation carburant par unité de temps et de volume*) est alors proportionnel à la vitesse de combustion laminaire et à la quantité de surface de flamme présente dans le volume en question, représentée par sa densité de surface (*surface de la flamme par unité de volume occupé par cette flamme*).

La vitesse de combustion laminaire est donc **un paramètre de premier ordre** dans ces types de modèles. Il permet également de distinguer les régimes de combustion (*diagramme de Borghi*) dans lesquels une flamme prémélangée se propage, et donc dans la compréhension des combustions turbulentes prémélangées [*Borghi et al. (1995)*].

Compte tenu de la gamme de conditions thermodynamiques très variées qui peuvent être rencontrées à l'intérieure d'une chambre de combustion des moteurs, il est primordial de disposer de valeurs de vitesses de combustion laminaire couvrant la globalité des conditions susceptibles d'être rencontrées. Il s'est avéré que les variations de la vitesse de combustion laminaire, notamment en fonction de la dilution du mélange, ne peuvent pas être représentées

par des relations physiques triviales. La littérature contient cependant plusieurs exemples de corrélations empiriques obtenues à partir de résultats issus de mesures dans des conditions thermodynamiques différentes [Metghalchi et al. (1982), Gülder (1983), Rhodes et al. (1985)]. Les difficultés à réaliser ce type d'expériences dans des conditions de forte pression, température, dilution et richesses très variées, conditions représentatives d'un moteur à allumage commandé de type « *downsizing* », limitent cependant la validité de telles corrélations.

Aujourd'hui, nous commençons à disposer d'outils numériques qui permettent l'apport d'un complément important à ces mesures. En effet, de nombreux mécanismes cinétiques ont été développés pour les combustions des hydrocarbures. Ils sont censés être capables de bien représenter la propagation d'une flamme de prémélange sur un large ensemble de conditions thermodynamiques [Pitsch et al. (1996), Hasse et al. (2000), Jerzembeck et al. (2008)]. Bien évidemment, il s'agit de mécanismes cinétiques dont le domaine de validité est celui des expériences par rapport auxquelles ils ont été établis, souvent les mêmes domaines que ceux utilisés pour l'établissement des corrélations mentionnées ci-dessus.

L'objectif de cette première phase de travail est d'estimer l'évolution des vitesses de combustion laminaire pour des conditions thermodynamiques représentatives des moteurs à allumage commandé « *downsizing* ». Compte tenu des contraintes énumérées auparavant, il a été décidé de réaliser cette étude par simulation numérique de la cinétique de la combustion. Dans un premier temps, nous avons recherché un mécanisme cinétique capable de représenter la combustion d'un hydrocarbure modèle, représentatif d'une essence commerciale. Afin de vérifier la validité des résultats du mécanisme cinétique retenu, nous les avons confrontés aux différents travaux expérimentaux disponibles dans la littérature. Toutefois, ne trouvant pas de travaux expérimentaux sur la dilution dans les conditions souhaitées, une campagne de mesures expérimentales a alors été réalisée dans une enceinte à volume constant.

1. Estimation des vitesses de combustion laminaire de l'essence

Une étude de simulation numérique sur la cinétique chimique de la combustion d'un hydrocarbure oblige dans un premier temps à rechercher les différents mécanismes cinétiques capables de représenter l'ensemble des réactions chimiques subies par cet hydrocarbure. Les mécanismes cinétiques peuvent être plus ou moins complexes en fonction du carburant choisi. Ainsi, un mécanisme cinétique pour une molécule comme l'hydrogène (H_2) est forcément plus petit en nombre d'espèces et de réactions qu'un mécanisme cinétique pour la combustion du méthane (CH_4). En effet, plus la taille et la complexité des hydrocarbures sont importantes, plus le nombre d'espèces et de réactions du mécanisme cinétique augmente.

L'objectif de cette étude étant d'appréhender les vitesses de combustion laminaire de l'essence utilisée dans un moteur à allumage commandé, il faut ainsi dans un premier temps trouver un mécanisme cinétique capable de représenter la combustion de cet hydrocarbure sur un large domaine thermodynamique. L'essence commerciale est un mélange d'hydrocarbures comptant entre quatre et huit atomes de carbone. Des mesures de composition [Guibet (1997)] ont permis l'identification de quatre familles principales, et de leurs proportions volumiques respectives (*oléfin*es : 15%, *iso-alcanes* : 15%, *n-alcanes* : 20% et *aromatiques* : 50%).

En l'état actuel de la recherche en cinétique chimique de la combustion, et compte tenu des moyens informatiques disponibles à ce jour, il n'est pas encore possible de disposer de mécanismes cinétiques (*même réduits*) pour tous les hydrocarbures présents dans l'essence, et/ou représentatifs de la combustion de mélanges très complexes d'hydrocarbures. Compte tenu des contraintes de modélisation, une approche simplifiée a par conséquent été retenue. Elle se résume en la modélisation de la cinétique chimique d'un seul composé (*corps pur*) capable de représenter de façon approximative les propriétés et les vitesses de combustion laminaire de l'essence commerciale.

1.1. Choix du corps pur représentatif de l'essence commerciale

De part ses propriétés chimiques et physiques proches de celles de l'essence utilisée dans un moteur, l'isooctane (iC_8H_{18} – *représentant principal des iso-alcanes*) se place comme un candidat très intéressant : état liquide dans les conditions normales de pression et de température, un indice d'octane *RON* peu différent des essences commerciales (100 contre 95 ou 98) et une température d'évaporation de 99 °C. D'autres hydrocarbures plus légers tel que le toluène, le n-heptane ou encore l'iso-pentane auraient pu se révéler de bons candidats mais l'isooctane est de loin l'hydrocarbure le mieux documenté, que ce soit d'un point de vue expérimental ou numérique. De plus, Metghalchi et Keck [Metghalchi et al. (1982)] ont montré que les vitesses de combustion laminaire de l'isooctane sont proches de celles de l'essence. Il faut aussi noter que de manière à éviter la fluorescence impromptue du carburant et/ou l'encrassement des accès optique lors de l'utilisation de certains diagnostics optiques, il est préférable d'utiliser un corps pur. L'isooctane a donc été le carburant choisi dans ce travail de thèse pour représenter l'essence commerciale.

1.2. Choix d'un mécanisme cinétique

L'étude bibliographique sur les mécanismes cinétiques réduits permettant de modéliser des vitesses de flamme laminaire prémélangées d'isooctane, nous a permis de constater qu'il y a très peu de mécanismes disponibles. Ceci vient du fait que la cinétique d'hydrocarbures avec plus de quatre ou cinq atomes de carbone devient difficile à modéliser, et les expériences permettant la validation de ces mécanismes ne sont pas aisées.

La plupart des mécanismes cinétiques rencontrés dans la littérature ont été développés et validés pour modéliser de l'auto-inflammation en milieu homogène. La première difficulté

rencontrée lorsqu'ils sont utilisés pour le calcul des vitesses de combustion laminaire est liée au manque de données relatives au transport de la plupart des espèces chimiques présentes dans ces mécanismes cinétiques. En effet, la présence d'une flamme dans un écoulement gazeux implique forcément la présence de gradients des différentes grandeurs présentes dans cet écoulement : les espèces chimiques, la quantité de mouvement et l'énergie. Ces gradients impliquent l'existence de transport diffusifs dont les flux sont proportionnels à la valeur de ces gradients et à un coefficient diffusif lié à la propriété transportée. Or lors des simulations en milieu homogène, ces coefficients ne sont pas nécessaires. Ils ne sont donc pas disponibles avec les mécanismes, ce qui limite grandement le nombre de schémas cinétiques exploitables. Toutefois, il existe déjà dans la littérature un grand nombre d'espèces répertoriée dont les propriétés sont connues et peuvent donc être directement utilisées. Ainsi, nous avons fait appel aux nombreuses bases de données de propriétés de transport disponibles dans la littérature (notamment celles du Lawrence Livermore National Laboratory [LLNL] aux USA, du Gas Research Institute et du logiciel CHEMKIN II [<http://www-cms.llnl.gov/combustion/combustion2.html>]) pour écrire les propriétés de toutes les espèces présentes dans le mécanisme choisi.

Au terme de l'étude bibliographique sur la disponibilité de mécanismes cinétiques réduits capables de simuler les vitesses de combustion laminaire de l'isooctane, nous en avons retenu un qui était susceptible de convenir à cette étude : le mécanisme réduit développé par Hasse et al. [Hasse et al. (2000)].

1.3. Mécanisme cinétique réduit de Hasse et al.

Ce mécanisme cinétique réduit ici dénommé mécanisme de Hasse [Hasse et al. (2000)] contient un total de 48 réactions et de 29 espèces chimiques, et est basé sur le mécanisme de Pitsch [Pitsch et al. (1996)] qui a été développé avec l'objectif de bien reproduire la structure des flammes laminaires de prémélange d'isooctane. Il s'agit bien entendu d'un mécanisme cinétique très réduit car aucune réaction de décomposition ou d'oxydation du carburant à basse température n'est incluse, d'où des temps de calculs très satisfaisants (~20 minutes). Ce mécanisme contient néanmoins les étapes jugées nécessaires pour une bonne estimation de la vitesse de combustion laminaire sur une large gamme de conditions thermodynamiques, à savoir : ramification et propagation de $H_2 - O_2$, recombinaison de $H - OH$, formation et consommation de HO_2 , oxydation du CO , consommation de HCO , consommation de CH_2 , de CH_2O , de CH_3 , de C_2H_2 , de C_2H_3 et de C_2H_4 , consommation radicalaire via H et OH et enfin pyrolyse de l'isooctane. Les propriétés thermodynamiques et les coefficients de transport utilisés pour cette étude sont ceux du LLNL [<http://www-cms.llnl.gov/combustion/combustion2.html>]. Ce mécanisme cinétique réduit a été validé sur une plage de pression allant de **1 à 20 bars**, de température allant de **300 à 500 Kelvin** et de richesse allant de **0.9 à 1.1**.

Ce mécanisme cinétique ayant été développé dans le but d'étudier le coincement de flamme avec une paroi froide, il était primordial de confronter les valeurs de vitesses obtenues avec des résultats expérimentaux disponibles dans la littérature. Le mécanisme de Hasse sera alors continûment comparé à la corrélation empirique de Metghalchi et Keck [Metghalchi et al. (1982)], qui est une référence pour les codes 3D de calcul moteur. En effet, nous avons pu constater lors de notre étude bibliographique que le domaine de validité de cette corrélation empirique est assez proche des conditions thermodynamiques rencontrées dans un moteur à allumage commandé.

2. Validations du mécanisme cinétique réduit de Hasse et al.

Les calculs de vitesses de combustion laminaire présentés dans ce mémoire ont été réalisés avec le logiciel Premix issu de la bibliothèque de logiciels de simulation de cinétique *CHEMKIN II* [Chemkin II (1989)]. Le logiciel Premix résout un système de quatre équations différentielles (*conservation de la masse, équation de transport de l'énergie et des espèces, équation d'état des gaz parfaits*) pour le cas d'une flamme à une dimension sans gradient de pression. Pour ce faire, nous devons lui spécifier certains critères et/ou grandeurs tels que : le maillage, les différents critères de convergence, le profil de température, la composition des réactifs, des intermédiaires et des produits.

2.1. Réponse du mécanisme cinétique de Hasse et al. à la richesse

Le mécanisme de Hasse a ainsi été dans un premier temps testé par rapport à des résultats expérimentaux obtenus en fonction de la richesse (*figure 19*). En effet, la littérature offre un nombre important de données pour une pression atmosphérique et une température de 300 Kelvin. Les richesses vont, en règle générale, de 0,7 à 1,5 car au-delà de ces valeurs, les flammes deviennent trop instables pour aboutir à des mesures de vitesses fiables.

Les valeurs obtenues numériquement ont aussi pu être comparées avec la corrélation empirique proposée par Metghalchi and Keck [Metghalchi et al. (1982)], et avec les résultats expérimentaux de Davis et Law [Davis et al. (1998)], de Huang et al. [Huang et al. (2004)] et de Kumar et al. [Kumar et al. (2007)].

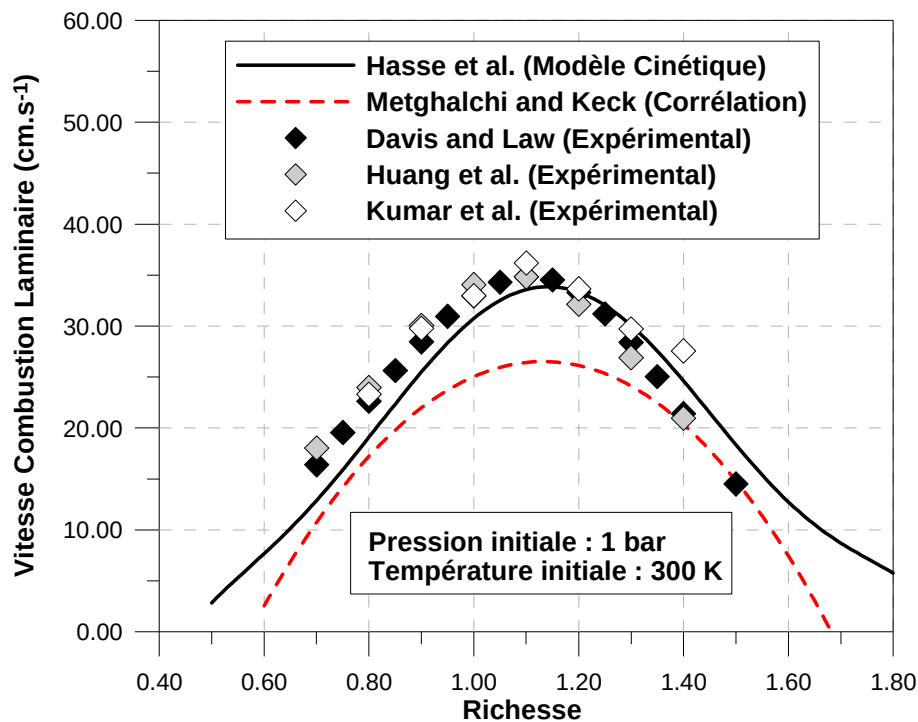


Figure 19 : Vitesse de combustion laminaire d'un mélange Isooctane/air en fonction de la richesse à la pression atmosphérique et à une température de 300 Kelvin

Nous pouvons constater que pour l'ensemble des conditions expérimentales présentées, le mécanisme de Hasse est bien prédictif, même si un léger décalage en richesse semble être présent (*sous-estimation en milieu pauvre et surestimation en milieu riche*). Il est néanmoins remarquable de noter que ce mécanisme cinétique très réduit arrive à reproduire correctement

les vitesses de combustion laminaire sur l'ensemble de la plage de richesse, ainsi que la forme en cloche des courbes expérimentales. A contrario, les vitesses de combustion laminaire estimées à partir de la corrélation empirique de Metghalchi et Keck sous-évaluent clairement les vitesses de combustion laminaire pour ces conditions thermodynamiques.

2.2. Réponse du mécanisme cinétique de Hasse et al. à la température

Le mécanisme de Hasse a été dans un deuxième temps testé par rapport à des résultats expérimentaux obtenus en fonction de la température (*figure 20*). Les valeurs obtenues numériquement ont ainsi pu être comparées avec la corrélation empirique proposée par Metghalchi and Keck [Metghalchi et al. (1982)], ainsi qu'avec les résultats expérimentaux de Sheppard et al. [Sheppard et al. (1994)], Bradley et al. [Bradley et al. (1998)] et de Freeh et al. [Freeh et al. (2004)].

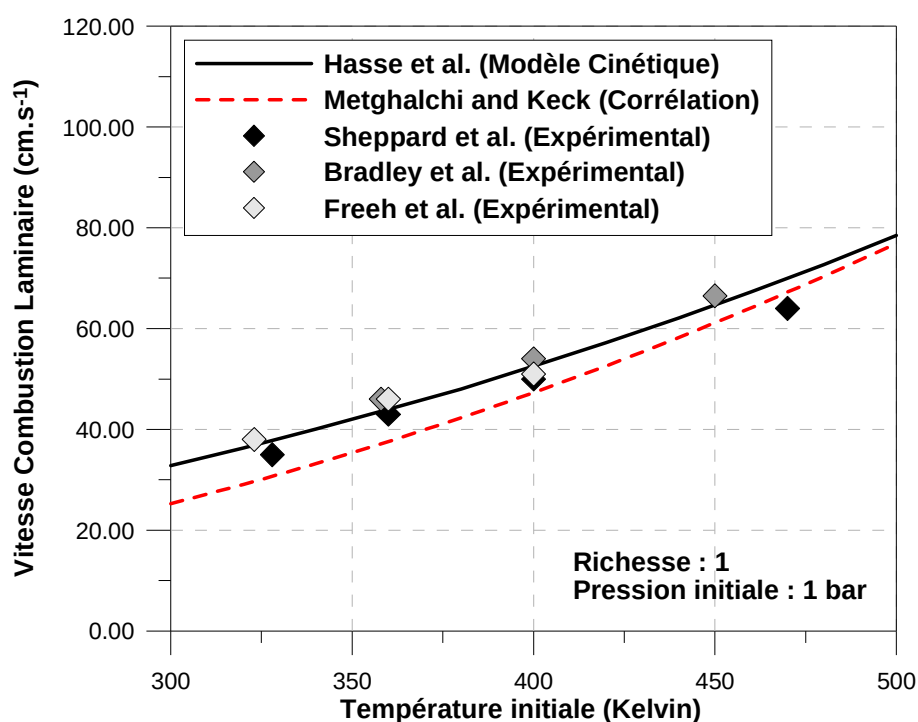


Figure 20 : Vitesse de combustion laminaire d'un mélange Isooctane/air en fonction de la température initiale à la pression atmosphérique et à la stœchiométrie

Nous pouvons constater que pour l'ensemble des conditions expérimentales présentées, le mécanisme de Hasse se comporte bien car il arrive à reproduire l'augmentation de la vitesse de combustion laminaire avec la température. Les vitesses de combustion laminaire calculées à partir de la corrélation empirique de Metghalchi et Keck [Metghalchi et al. (1982)] semblent être en accord avec les résultats expérimentaux même si elle les sous-estime encore.

2.3. Réponse du mécanisme cinétique de Hasse et al. à la pression

Le principe du « downsizing » consiste à réduire la cylindrée des moteurs, tout en conservant leur performance grâce à la suralimentation. Ainsi, la pression régnant au sein de la chambre de combustion au moment de l'étincelle atteint allègrement les 20–25 bars. Or lors de notre étude bibliographique, nous avons pu constater un réel manque de données pour des pressions supérieures à la pression atmosphérique pour des carburants autres que le méthane. Toutefois les valeurs obtenues numériquement ont aussi pu être comparées avec la corrélation empirique proposée par Metghalchi and Keck [Metghalchi et al. (1982)], et avec les résultats

expérimentaux de Sheppard et al. [Sheppard et al. (1994)], de Jerzembeck et al. [Jerzembeck et al. (2008)], de Bradley et al. [Bradley et al. (1998)] et de Gülder et al. [Gülder (1983)] sur la figure 21.

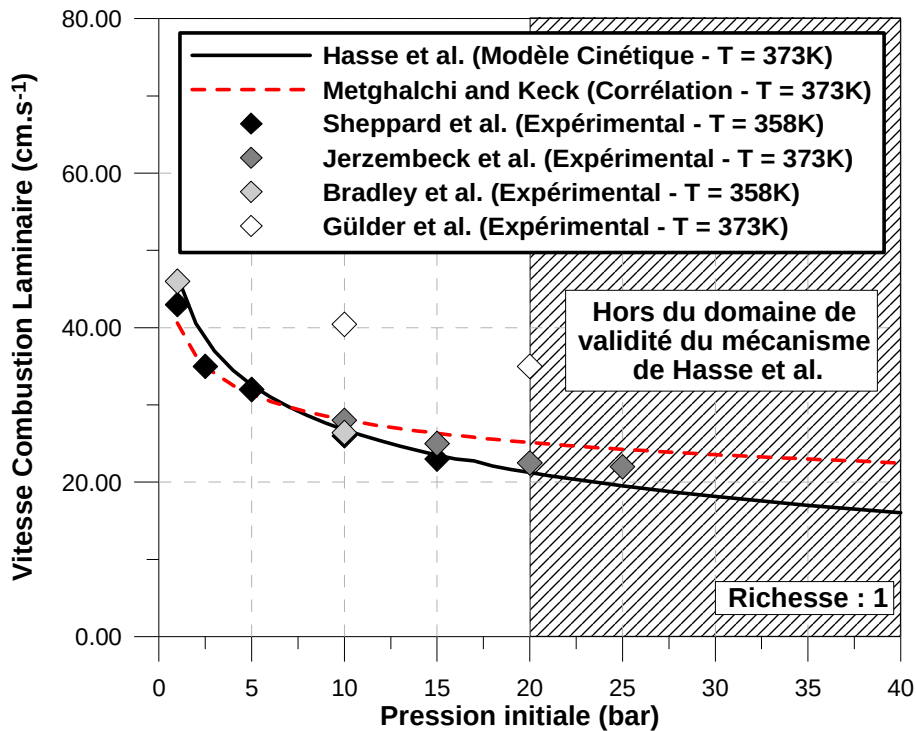


Figure 21 : Vitesse de combustion laminaire d'un mélange Isooctane/air en fonction de la pression initiale à la stœchiométrie

Comme précédemment, nous pouvons constater que pour l'ensemble des conditions expérimentales présentées, le mécanisme de Hasse permet une bonne prédiction de la vitesse de combustion laminaire même si l'absence de données expérimentales empêche une validation complète du mécanisme de Hasse notamment pour des pressions supérieures à 20 bars. Les vitesses de combustion laminaire estimées à partir de la corrélation de Metghalchi et Keck [Metghalchi et al. (1982)] reproduisent également correctement l'évolution des résultats expérimentaux.

2.4. Réponse du mécanisme de Hasse et al. à la dilution

Comme nous l'avons vu dans l'introduction générale, le moteur à allumage commandé « downsizing » utilise la recirculation des gaz d'échappement (*Exhaust Gas Recirculation* ou *EGR*) pour réduire les risques de cliquetis et les émissions d'oxydes d'azotes (NO_x) par dilution du mélange air/carburant [Grandin et al. (1998), Smith et al. (1998)]. Au terme de notre étude bibliographique, nous avons pu constater que, malgré l'importance de la dilution sur les vitesses de combustion laminaire, les études expérimentales concernant la dilution d'un mélange air/isooctane par un ou plusieurs gaz inertes sont quasiment inexistantes dans la littérature. Toutefois, outre les travaux de Metghalchi et Keck (présenté plus en détail dans le paragraphe 1.2.2. du chapitre I), nous pouvons néanmoins citer les récents travaux de Jerzembeck et al. [Jerzembeck et al. (2008)]. Ces travaux ont été réalisés dans une enceinte sphérique afin d'étudier la vitesse de combustion laminaire de mélanges air/carburant non dilués, puis dilués avec 28% volumique d'azote (selon notre définition du taux d'EGR – paragraphe 2.4.3 de ce chapitre) sur une plage de pression initiale allant de 10 à 25 bars, de

richesse allant de 0,8 à 1,2, et à une température initiale de 373 Kelvin. Ils ont ainsi montré que la vitesse de combustion laminaire diminue fortement avec la dilution.

Afin de vérifier la validité des valeurs fournies par ce mécanisme cinétique, la vitesse de combustion laminaire a été mesurée expérimentalement en chambre de combustion à volume constant pour différents type et quantité de diluants.

2.4.1. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est une chambre de combustion à volume constant (24 litres) en acier noir inoxydable permettant de brûler des prémélanges réactifs gazeux jusqu'à une pression initiale de 2 bars absolus. Cette chambre de combustion cylindrique, dont une coupe est représentée sur la figure 22, a un diamètre de 32 cm et une hauteur de 30 cm. Une vanne actionnée par un vérin pneumatique est placée sur son extrémité supérieure. Elle permet ainsi de maintenir l'enceinte fermée durant les phases de mise au vide, de remplissage et durant les tous premiers instants de la propagation de flamme. Elle est ensuite maintenue ouverte pour que la pression au sein de la chambre reste constante. Quatre hublots en quartz de 11 cm de diamètre et 2 cm d'épaisseur positionnés en vis-à-vis permettent d'observer la propagation de flamme.

Le protocole expérimental se décompose en plusieurs étapes. Dans un premier temps, tous les gaz se trouvant dans la chambre de combustion sont évacués grâce à une pompe à vide, qui permet d'abaisser la pression à quelques dizaines de Pascal. Une fois le vide obtenu, les différents gaz sont introduits simultanément dans la chambre afin d'obtenir la meilleure homogénéité possible. Le carburant utilisé dans cette étude étant sous l'état liquide dans les conditions normales de pression et de température, un injecteur à aiguille et une résistance chauffante ont été utilisés afin d'en assurer la meilleur évaporation possible. Afin de limiter les mouvements aérodynamiques induits par l'admission, le prémélange est laissé au repos pendant environ 30 secondes. L'allumage du mélange est réalisé au centre de la chambre à l'aide de deux électrodes pointe-pointe en tungstène de 1.5 mm de diamètre et d'un module de puissance d'allumage d'automobile. L'espacement inter-électrodes (~2,5 mm) a été optimisé de façon à fournir une énergie nécessaire pour allumer le mélange (à forte dilution) sans trop perturber sa propagation. Après chaque expérience, la chambre est ventilée avec de l'air frais afin d'en abaisser sa température et chasser les gaz de combustion.

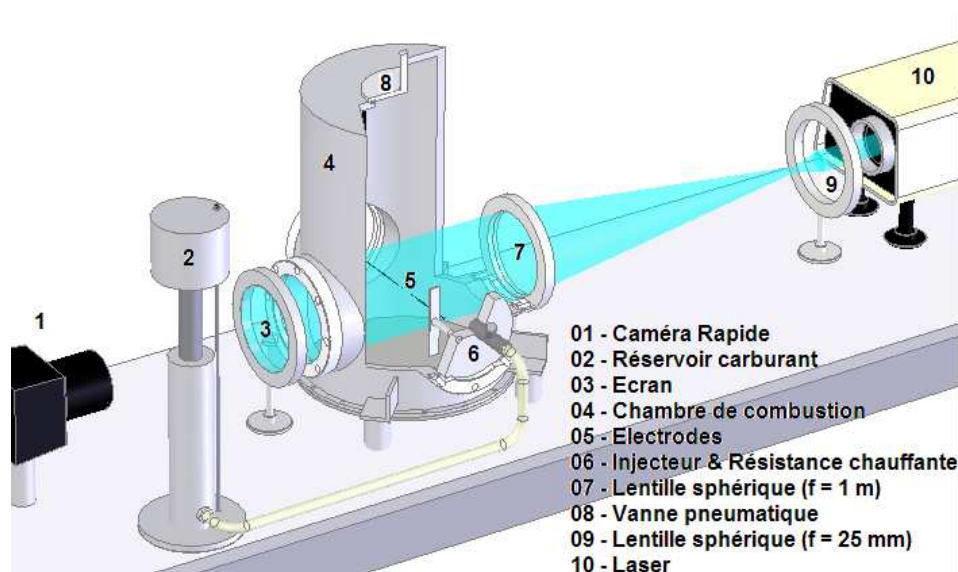


Figure 22 : Dispositif expérimental pour la visualisation de la propagation du front de flamme

2.4.2. Prise en compte de la nature du diluant

Il a été montré par le passé que la prise en compte d'un diluant lors de calculs du délai d'auto-inflammation pouvait être simplifiée en l'assimilant à de l'azote (N_2). Or, un système propagatif comme une flamme de prémélange est très différente d'un système d'auto-inflammation en milieu homogène. En effet, la température varie très peu avant que le délai auto-inflammation ne soit atteint. Le diluant agit alors seulement en tant que molécule empêchant le carburant et l'oxydant de se trouver facilement, provoquant ainsi un rallongement du délai d'auto-inflammation. Dans un système propagatif, c'est une grande partie de la chaleur produite par la réaction qui se diffuse vers les réactifs élevant ainsi leur température à des valeurs où la chimie devient très rapide. Il est donc raisonnable de penser que outre la quantité de diluant, sa nature (*et donc sa chaleur spécifique à pression constante C_p*) peut aussi jouer un rôle important. Il est connu que lorsque la chaleur spécifique d'un diluant est élevée, la vitesse de combustion laminaire diminue par réduction de la quantité de chaleur disponible pour chauffer les réactifs. La figure 23 compare la chaleur spécifique des différents types de diluants pouvant être présents dans une chambre de combustion d'un moteur à allumage commandé lorsque la charge est diluée avec de l'EGR. La chaleur spécifique des diluants est effectivement très différente, surtout à haute température.

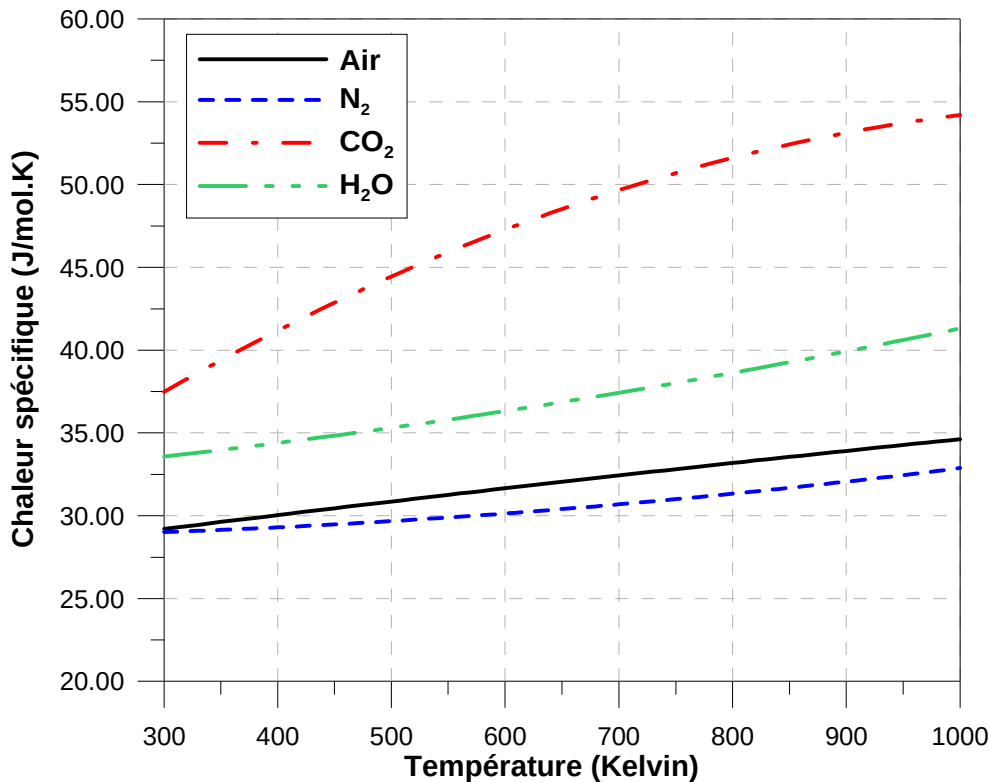
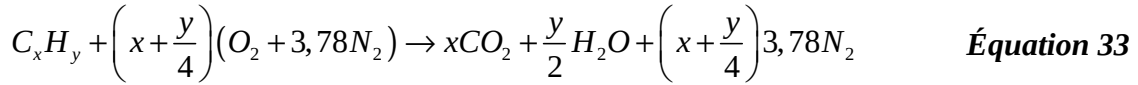


Figure 23 : Chaleur spécifique à pression constante

Nous avons ainsi décidé de réaliser des mesures de vitesses de combustion laminaire pour trois compositions de diluant : le premier diluant est assimilé à de l'azote N_2 (espèce majoritaire dans l'air), le second à un mélange de N_2 et de CO_2 (73,5% et 26,5% volumique) et le troisième à un mélange typé EGR (représentatif des produits d'une combustion d'air/isooctane stœchiométrique complète : 73,5% de N_2 , 12,5% de CO_2 et 14,0% de H_2O - pourcentage volumique). Le dernier mélange sera uniquement traité de façon numérique car nous n'avons pas la possibilité d'injecter de l'eau sous forme vapeur dans la chambre de combustion à volume constant.

2.4.3. Définition du taux d'EGR

L'équation bilan de la réaction à la stœchiométrie sans dilution pour un hydrocarbure de la forme C_xH_y s'écrit de la manière suivante :



Afin de conserver la stœchiométrie lors de l'étude en dilution, une partie du carburant et de l'air est remplacée par des gaz inertes représentatifs des gaz d'échappement. Dans cette étude, le taux d'EGR (τ), ou taux de dilution, est défini comme le rapport entre le volume des gaz inertes et le volume total (*dans la démonstration ci-dessous, l'EGR est considéré comme un mélange de N_2 , CO_2 et H_2O*). Cette méthode théorique nécessite des calculs itératifs afin d'obtenir la convergence du système.

A l'issue de ces itérations, l'équation bilan de la combustion avec prise en compte du taux d'EGR s'écrit alors :

$$\begin{aligned} & (1-\tau)C_xH_y + (1-\tau)\left(x + \frac{y}{4}\right)(O_2 + 3,78N_2) \\ & \quad \dots + \tau \left(\frac{xCO_2 + \frac{y}{2}H_2O + \left(x + \frac{y}{4}\right)3,78N_2}{x + \frac{y}{2} + \left(x + \frac{y}{4}\right)3,78} \right) \left(\left(x + \frac{y}{4}\right)4,78 + 1 \right) \\ & \rightarrow xCO_2 \left((1-\tau) + \frac{\tau \left(\left(x + \frac{y}{4}\right)4,78 + 1 \right)}{x + \frac{y}{2} + \left(x + \frac{y}{4}\right)3,78} \right) \\ & \quad \dots + \frac{y}{2}H_2O \left((1-\tau) + \frac{\tau \left(\left(x + \frac{y}{4}\right)4,78 + 1 \right)}{x + \frac{y}{2} + \left(x + \frac{y}{4}\right)3,78} \right) \\ & \quad \dots + \left(x + \frac{y}{4}\right)3,78N_2 \left((1-\tau) + \frac{\tau \left(\left(x + \frac{y}{4}\right)4,78 + 1 \right)}{x + \frac{y}{2} + \left(x + \frac{y}{4}\right)3,78} \right) \end{aligned} \quad \text{Équation 34}$$

L'Équation 34 permet de déterminer les coefficients associés au volume des différents composés de notre mélange air/carburant/EGR. L'expression des coefficients est résumée dans le tableau 7.

Composés	Coefficients
C_xH_y	$1 - \tau$
O_2	$(1 - \tau) \left(x + \frac{y}{4} \right)$
N_2^{Air}	$(1 - \tau) \left(x + \frac{y}{4} \right) 3,78$
CO_2	$\tau x \left(\frac{\left(x + \frac{y}{4} \right) 4,78 + 1}{x + \frac{y}{2} + \left(x + \frac{y}{4} \right) 3,78} \right)$
H_2O	$\tau \frac{y}{2} \left(\frac{\left(x + \frac{y}{4} \right) 4,78 + 1}{x + \frac{y}{2} + \left(x + \frac{y}{4} \right) 3,78} \right)$
N_2^{EGR}	$\tau \left(x + \frac{y}{4} \right) 3,78 \left(\frac{\left(x + \frac{y}{4} \right) 4,78 + 1}{x + \frac{y}{2} + \left(x + \frac{y}{4} \right) 3,78} \right)$

Tableau 7 : Nombre de moles de chaque espèce

Le dispositif expérimental n'étant pas équipé pour injecter de l'eau sous forme vapeur, le coefficient associé à l'eau est alors reporté sur celui du dioxyde de carbone.

2.4.4. Conditions expérimentales étudiées

Les différentes expériences, résumées dans le tableau 8, ont été réalisées trois fois afin d'obtenir une plus grande précision sur la mesure des vitesses de propagation. Nous aurions souhaité augmenter le taux de dilution jusqu'à des valeurs plus représentatives des conditions extrêmes d'un moteur à allumage commandé « downsizing », mais le système d'allumage ne nous permet pas d'initier des mélanges plus fortement dilués.

Richesse : 1,00
Pression : 1 bar
Température : 300 K
Carburant : Isooctane

τ	N_2	$N_2 \& CO_2$
00 %	•	•
05 %	•	•
10 %	•	•
14 %		•
15 %	•	
20 %	•	
22 %	•	

Tableau 8 : Conditions expérimentales pour l'étude laminaire en dilution

(Remarque : afin de valider notre dispositif expérimental par rapport à la littérature, nous avons réalisé un balayage de richesse (0,7 à 1,3) pour une température initiale de 300K et

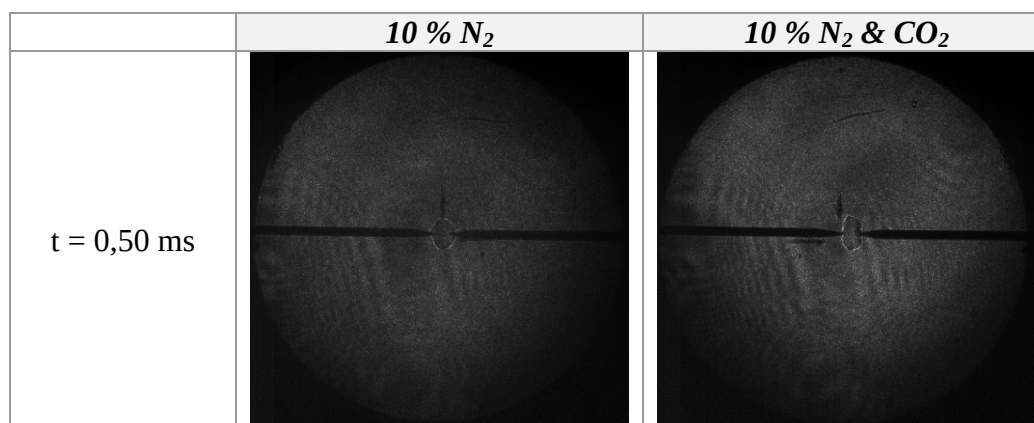
une pression initiale de 1,00 bar. De plus afin de vérifier l'homogénéité et la reproductibilité de notre mélange, des prélèvements puis des analyses en chromatographie en phase gazeuse ont été réalisés (ces analyses, ont été réalisées par l'équipe de l'Institut de Combustion Aérothermique Réactivité et Environnement (ICARE) du CNRS. Une variation de moins de 2% sur la concentration des différents constituants d'un mélange a ainsi pu être observée. Nous en avons alors conclu que notre système et procédure pour la préparation du mélange étaient pleinement satisfaisants.)

2.4.5. Visualisation de la propagation de la flamme

La propagation du front de flamme est visualisée à l'aide d'un système optique (*laser + lentilles + caméra rapide*) permettant la mise en œuvre des techniques d'ombroscopie ou de strioscopie (*ou schlieren*). Ces deux techniques optiques permettent de visualiser la variation de densité d'un milieu traversé par des faisceaux de lumière parallèles. La propagation d'un front de flamme créant des zones minces (*moins de 1 mm*) de gradients de température, de composition et donc d'indice de réfraction, les faisceaux y sont alors déviés. Ainsi, les images résultantes alternent entre des zones sombres et claires. Avec la technique d'ombroscopie, les zones de fort gradient de température apparaissent en sombre sur les images. La méthode de strioscopie (*inventée par Foucault [Foucault (1859)] et développée par Toeppler [Toeppler (1964)]*) utilise un couteau afin d'éliminer une partie des rayons non déviés. Ainsi, les zones de fort gradient de température apparaissent en noire. Dans cette étude, la méthode d'ombroscopie a été retenue pour sa facilité de mise en place, et sa sensibilité proportionnelle à la dérivé seconde de la température (*la méthode de strioscopie est, quant à elle, proportionnelle à la dérivé première*).

Le laser utilisé est un laser continu Argon Ionisé Spectra Physics 2017 d'une puissance 6 Watts. Le faisceau laser est « éclaté » à l'aide d'une lentille sphérique de 25 mm de focale de manière à obtenir un diamètre légèrement supérieur au diamètre des hublots de l'enceinte, puis le faisceau est parallélisé à l'aide d'une lentille sphérique de 1 m de longueur focale. Ce faisceau lumineux traverse la chambre de part en part et est récolté sur un écran faiblement opaque (*papier calque*). La propagation du front de flamme est alors enregistrée à l'aide d'une caméra rapide Photron Ultima APX cadencée à 6000 ^{images}/seconde pour une résolution de 512 x 512 pixels² sur 8 bits (*soit 256 niveaux de gris*), et synchronisée par rapport à la commande de l'allumage (*signal TTL*).

Il est important de signaler ici que le volume des gaz brûlés en fin de visualisation ne représente que 0,5% du volume total, la pression au sein de la chambre de combustion peut alors être légitimement considérée constante au cours de la propagation visualisée.



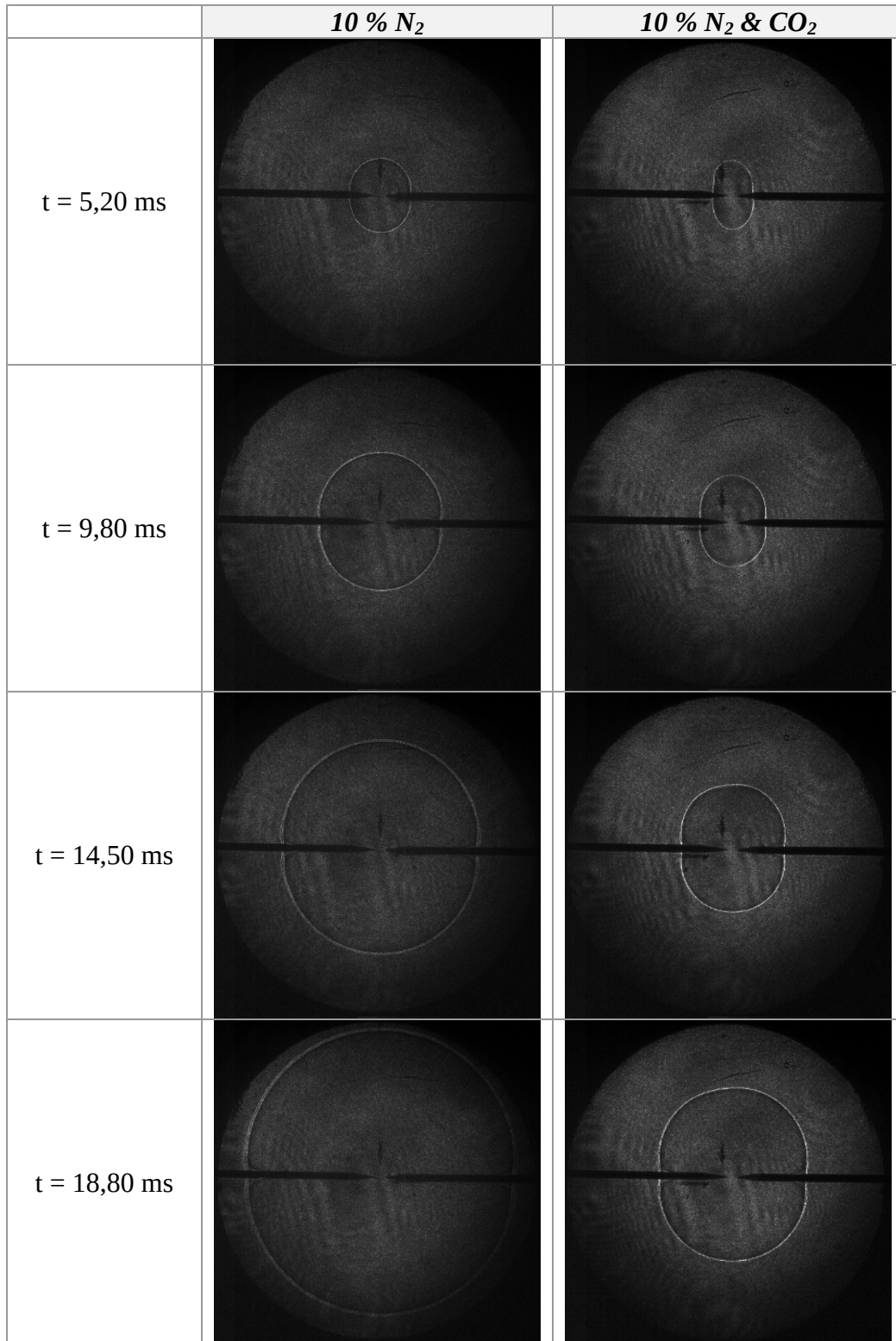


Figure 24 : Visualisation de la propagation d'un mélange stœchiométrique d'Isooctane/air dilué à 10% de N_2 et à 10% de N_2 & CO_2 ($P = 1,00\text{bar}$, $T = 300\text{K}$)

La visualisation de la propagation de flamme montre la présence de distorsions du front de flamme au niveau des électrodes, notamment pour un mélange dilué avec le mélange de N_2 et de CO_2 . Ce phénomène de distorsion peut s'expliquer par la taille des électrodes et par leur

présence dans le plan parallèle à la caméra. Toutefois, la présence de ce phénomène a un effet négligeable sur la détermination des vitesses de propagation : une comparaison avec des propagations parfaitement sphériques nous ont montré une différence maximale de 8 %.

2.4.6. Méthodologie pour extraire la vitesse de combustion laminaire

De part la géométrie et la régularité des contours des fronts de flamme, nous pouvons émettre l'hypothèse que la propagation de flamme est sphérique (*aucune structure cellulaire n'apparaît durant nos différentes expériences*). De plus, nous avons supposé que l'étirement était suffisamment modéré pour considérer une relation linéaire entre la vitesse de combustion et l'étirement. Ainsi, d'après la relation proposée par Clavin [Clavin (1985)] :

$$V_s = V_s^0 - L_b * K \quad \text{Équation 35}$$

Où V_s représente la vitesse de propagation étirée ($m.s^{-1}$), V_s^0 la vitesse de propagation à étirement nul ($m.s^{-1}$), L_b la longueur de Markstein pour les gaz brûlés (m), et K l'étirement de la flamme (s^{-1}).

Les visualisations de la propagation de flamme étant réalisées à l'aide d'une caméra rapide (*cadencée à 6000 images/seconde*), l'évolution temporelle du rayon a pu être déterminée à partir de la détection du front de flamme sur chaque image instantanée. L'estimation du centre et du rayon est basée sur la minimisation de la distance entre le cercle et le front de flamme lumineux. La figure 25 présente l'évolution temporelle des rayons du front de flamme pour un mélange air/isooctane dilué par 0%, 5%, 10% et 15% de N_2 .

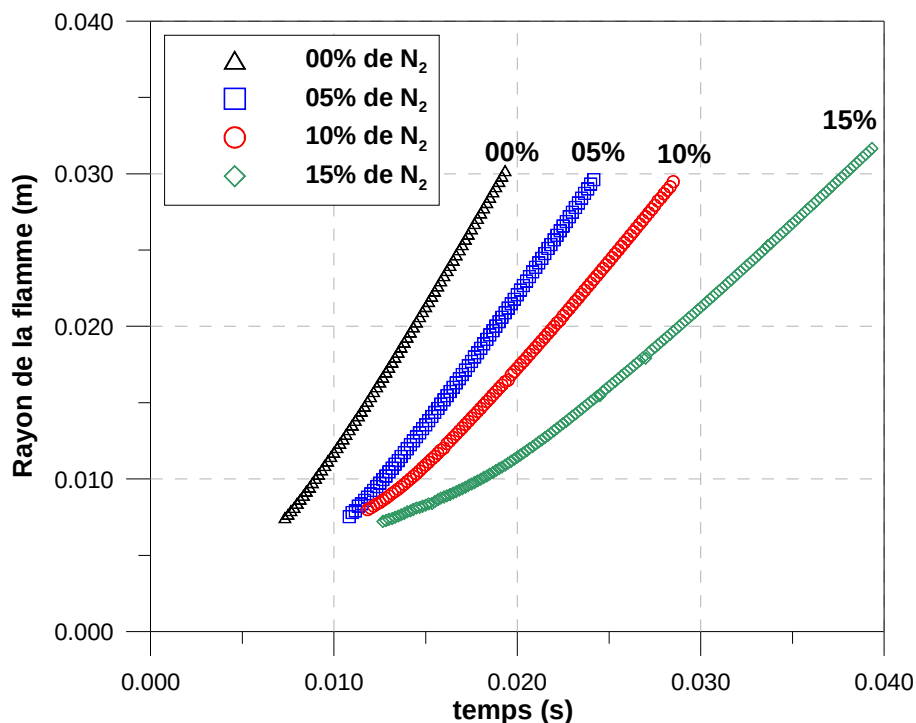


Figure 25 : Evolution temporelle du rayon du front de flamme pour un mélange stœchiométrique isooctane/air dilué à 0%, 5%, 10% et 15% de N_2

La continuité de toutes les courbes montre la faible dispersion de la mesure du rayon et la bonne résolution temporelle de notre système. L'analyse des évolutions montre également que la dilution diminue les vitesses de propagation puisque la flamme met plus de temps pour atteindre un même rayon. De plus, il est intéressant de noter que le prolongement de chacune des courbes en $t = 0$ s ne passe pas par une valeur de rayon nulle. Ce décalage est introduit par un apport en énergie supérieur à l'énergie minimale d'allumage. Ainsi, dans les premiers instants de la propagation, la dissipation progressive de l'excès d'énergie tend à accélérer la flamme. Bradley et al. [Bradley et al. (1998)] ont montré que les vitesses de propagation étaient affectées par l'énergie apportée lors de l'allumage jusqu'à un rayon de 5 mm. Dans cette étude, seuls les rayons supérieurs à 7 mm ont été pris en compte afin d'éviter toutes perturbations liées à notre allumage.

L'évolution temporelle de la vitesse de propagation étirée a alors pu être déterminée en dérivant le rayon par rapport au temps. Toutefois, la dérivée engendrant un bruit conséquent, l'évolution du rayon a été dans un premier temps approximée par un polynôme d'ordre 4, puis dérivée (équation 36). La figure 26 présente l'évolution temporelle de la vitesse de propagation étirée pour un mélange stœchiométrique air/isooctane dilué à 0%, 5%, 10% et 15% de N_2 .

$$V_s = \frac{dr_u}{dt}$$

Équation 36

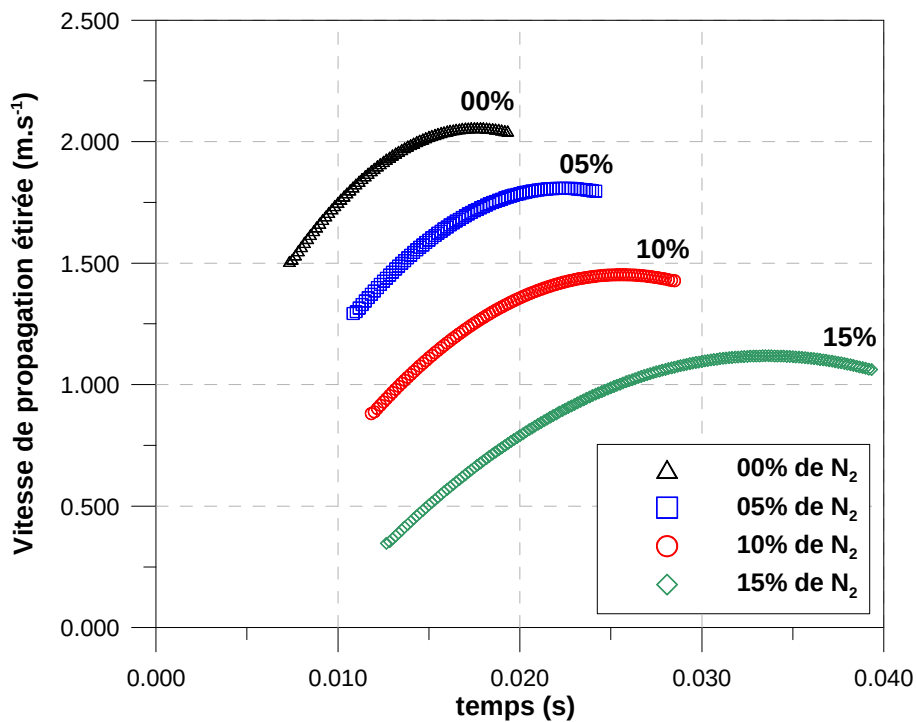


Figure 26 : Evolution temporelle de la vitesse de propagation étirée pour un mélange stœchiométrique isooctane/air dilué à 0%, 5%, 10% et 15% de N_2

En théorie, la vitesse de propagation d'une flamme sphérique converge asymptotique vers la vitesse de propagation non étirée, du fait que l'étirement tend à être nul. Or, l'analyse de la figure 26 ne nous montre pas les évolutions escomptées. Ceci s'explique par l'utilisation d'un polynôme d'ordre 4 pour approximer l'évolution du rayon.

Une flamme se propageant dans un écoulement uniforme est soumise à des effets de contraintes et de courbures aboutissant à des modifications de sa surface. Le taux de changement de la surface représente l'étirement de la flamme. Il a été défini pour la première fois par Williams [Williams (1974)] tel que :

$$K = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \quad \text{Équation 37}$$

Où A est la surface de la flamme (m^2).

Dans le cas d'une propagation sphérique, l'expression de l'étirement est donnée par :

$$K = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = \frac{1}{4\pi r_u^2} \frac{d(4\pi r_u^2)}{dt} = \frac{2}{r_u} \frac{dr_u}{dt} = \frac{2V_s}{r_u} \quad \text{Équation 38}$$

L'équation 38 permet ainsi de relier la vitesse de propagation de la flamme à l'étirement. La figure 27 présente l'évolution de la vitesse de propagation en fonction de l'étirement pour un mélange stœchiométrique air/isooctane dilué à 0%, 5%, 10% et 15% de N_2 .

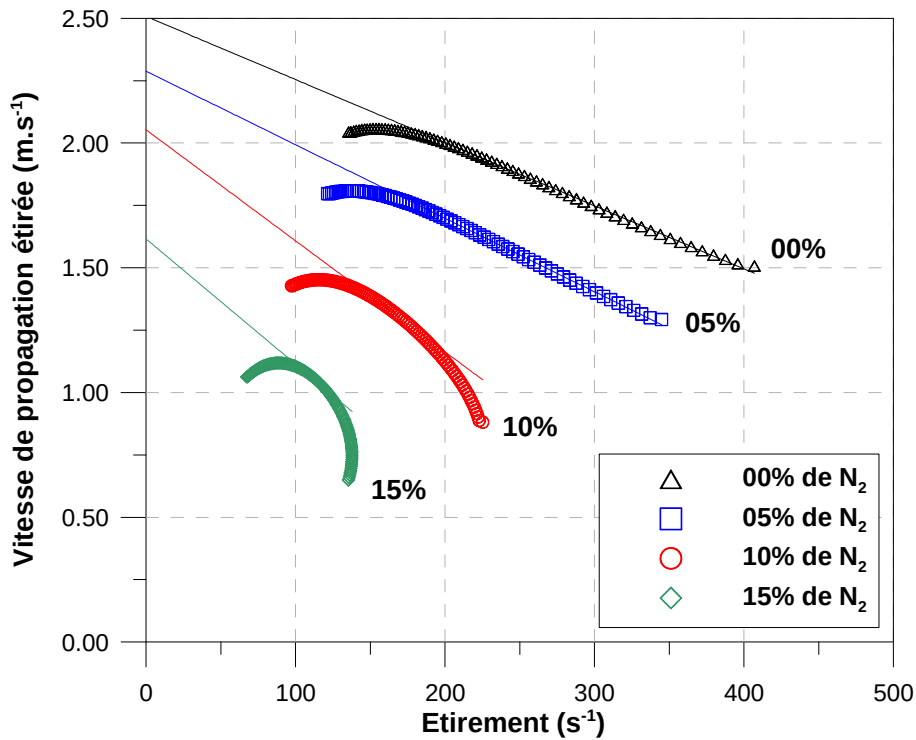


Figure 27 : Evolution de la vitesse de propagation en fonction de l'étirement pour un mélange stœchiométrique isooctane/air dilué à 0%, 5%, 10% et 15% de N_2

La vitesse de propagation non étirée peut alors être déterminée par extrapolation linéaire de l'évolution de la vitesse de propagation (figure 27). L'analyse des pentes issues des extrapolations linéaire montre que les longueurs de Markstein augmentent avec la dilution : le front de flamme est donc de plus en plus influencé par l'étirement.

Il est également important de noter que la méthodologie utilisée ici arrive à la limite de validité des hypothèses émises. En effet, il est difficile extrapoler les évolutions pour des forts

taux de dilution. La zone de linéarité étant faible, il serait donc peut être intéressant de mettre en place des méthodologies non-linéaires [Kelley et al. (1997)] pour traiter la propagation de ces mélanges.

A pression constante, la vitesse de combustion laminaire est déduite de la vitesse de propagation non étirée en utilisant la relation suivante [97] :

$$\frac{V_s^0}{S_L^0} = \frac{\rho_u}{\rho_b} \quad \text{Équation 39}$$

où ρ_u et ρ_b sont les masses volumiques (kg.m^{-3}) des gaz frais et des gaz brûlés respectivement (le rapport de ces deux valeurs se nomme le facteur d'expansion). Dans cette étude, les masses volumiques ont été déterminées à l'aide du logiciel Premix et du mécanisme cinétique de Hasse et al.

La figure 28 présente l'ensemble des points expérimentaux réalisés lors de cette étude, la corrélation empirique de Metghalchi et Keck [Metghalchi et al. (1982)], et les résultats obtenus avec le mécanisme de Hasse et al. pour une dilution typée EGR (73,5% N_2 , 12,5% CO_2 et 14% H_2O volumique).

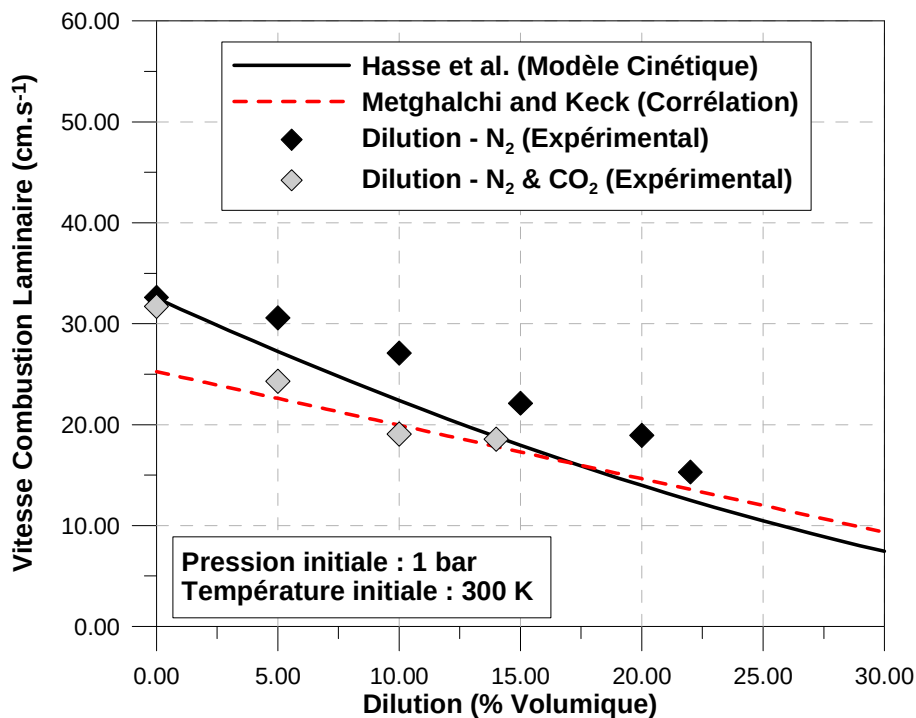


Figure 28 : Vitesse de combustion laminaire d'un mélange isooctane/air en fonction de la quantité et de la nature de la dilution à la pression atmosphérique et à une température de 300 Kelvin

Les résultats expérimentaux montrent que l'utilisation d'un mélange de N_2 et de CO_2 synthétique comme diluant entraîne une diminution de la vitesse de combustion laminaire par rapport à celle obtenue pour une dilution au N_2 . Cette différence s'explique par la différence des chaleurs spécifiques de la dilution et par la réaction de dissociation du CO_2 (CO_2 en CO) [Halter et al. (2009)]. Nous pouvons alors constater que pour l'ensemble des conditions expé-

rimentales présentées, le mécanisme de Hasse fournit des valeurs de vitesses de combustion laminaire en bon accord avec celles obtenues expérimentalement.

Conclusions

L'objectif de cette première étude était d'estimer l'évolution des vitesses de combustion laminaire d'un hydrocarbure (*pur*) représentatif de l'essence commerciale dans des conditions thermodynamiques proches des conditions rencontrées dans un moteur à allumage commandé « downsizing ». En effet, la vitesse de combustion laminaire est un paramètre de premier ordre pour la compréhension des phénomènes intervenants dans les combustions turbulentes prémélangées, et donc leur modélisation.

Bien que l'essence soit un mélange de plusieurs centaines d'hydrocarbures pouvant être regroupés en quatre grandes familles, un hydrocarbure représentatif de l'essence commerciale a alors été identifié à partir de la littérature et d'études antérieures décrivant la composition de l'essence. De part ses propriétés chimiques et physiques très proches, l'isooctane a été choisi pour représenter l'essence commerciale. En effet, l'isooctane a très souvent été utilisé dans des études moteur du fait de son indice d'octane élevé.

Afin de pouvoir calculer les vitesses de combustion laminaire de l'isooctane, il a été nécessaire dans un premier temps d'identifier dans la littérature des mécanismes cinétiques réduits. Nous avons alors choisi d'utiliser le mécanisme cinétique réduit de Hasse et al. Ce mécanisme n'étant pas initialement développé pour caractériser les vitesses de combustion laminaire, nous avons dans un premier temps validé son utilisation par rapport aux quelques résultats expérimentaux disponibles dans la littérature.

De part un manque de données sur les vitesses de combustion laminaire en mélange Air/Isooctane dilués, nous avons décidé d'entreprendre des campagnes de mesures de cette grandeur dans une chambre de combustion à volume constant. Nous avons ainsi pu déterminer les vitesses de combustion laminaire pour deux types de dilution (100% N_2 et un mélange de N_2 et CO_2) et pour différents taux de dilution (de 0 à 22% pour la dilution au N_2 et de 0 à 14% pour le mélange N_2 et CO_2).

Il est clair que l'absence de données expérimentales constitue un handicap certain à la validation complète du mécanisme cinétique de Hasse et al., notamment dans les conditions thermodynamiques caractéristiques de celles rencontrées dans les moteurs à allumage commandé « downsizing ». Toutefois, il est néanmoins remarquable de noter que ce mécanisme très réduit (48 réactions et de 29 espèces chimiques) parvient à reproduire correctement les vitesses de combustion laminaire dans des plages de richesse, pression, température et dilution relativement importantes. L'ensemble des valeurs présentées dans ce mémoire de thèse ont donc été calculées avec ce mécanisme cinétique réduit.

*Dispositifs et
Protocoles
Expérimentaux*

Introduction

Ce troisième chapitre est consacré à la description des outils expérimentaux et de traitements de données mis en œuvre tout au long de ce travail de thèse. La première partie de ce chapitre présente en détail le moteur monocylindre à accès optiques ainsi que tous les éléments annexes à celui-ci (*instrumentations et système d'EGR reconstitué*) utilisés pour réaliser l'ensemble des expériences.

De manière à étudier l'avancement de la combustion à partir de la mesure de la pression régnant dans la chambre de combustion, un modèle d'analyse thermodynamique basé sur une approche à une zone a été mis en place. Ce modèle suppose que le mélange enfermé dans la chambre de combustion reste homogène durant la combustion. La température du mélange est alors uniforme et correspond à la moyenne de la température des gaz frais et des gaz brûlés pondéré par leur fraction massique respective. Or, afin de caractériser l'évolution de certains paramètres au cours de la combustion (*vitesse de combustion laminaire et épaisseur de flamme laminaire*), un modèle d'analyse thermodynamique basé sur une approche à deux zones (*une zone de gaz frais et une zone de gaz brûlés*) s'est avéré nécessaire. La seconde partie a donc pour but de présenter succinctement les deux modèles d'analyse développés tout au long de ce travail de thèse.

Enfin, les méthodes expérimentales mises en œuvre lors de cette étude, basées sur la technique de vélocimétrie par image de particules et sur la tomographie laser par diffusion de Mie, sont décrites, en rappelant le principe de la technique et en présentant le matériel utilisé. Les conditions expérimentales, les procédures de traitements des résultats et les éventuelles études réalisées pour valider une méthodologie ou justifier le choix d'un paramètre sont également présentées et discutées dans ce chapitre.

1. Le moteur à accès optique.

1.1. Caractéristiques géométriques du moteur

Le moteur utilisé pour réaliser cette étude est un moteur monocylindre à accès optiques d'une cylindrée de 500 cm³. Ses principales caractéristiques sont résumées dans le tableau ci-dessous :

Item	Spécifications
Base	Monocylindre EW10 - PSA Peugeot Citroën
Culasse	4 soupapes, chambre en toit
Alésage	85 mm
Course	88 mm
Longueur de bielle	145 mm
Cylindrée	499,3 cm ³
Taux de compression	10,2

Tableau 9 : Caractéristiques géométriques du moteur.

La culasse essence utilisée présente une géométrie proche de celles des derniers moteurs en développement chez PSA Peugeot Citroën. Elle est pourvue de deux soupapes d'admission et de deux soupapes d'échappement. Le capteur de pression cylindre ainsi que la bougie sont positionnés au centre de la chambre de combustion (*figure 29*). La tête du piston prototype est équipée d'un bol circulaire légèrement excentré par rapport à l'axe du cylindre (*figure 30*).

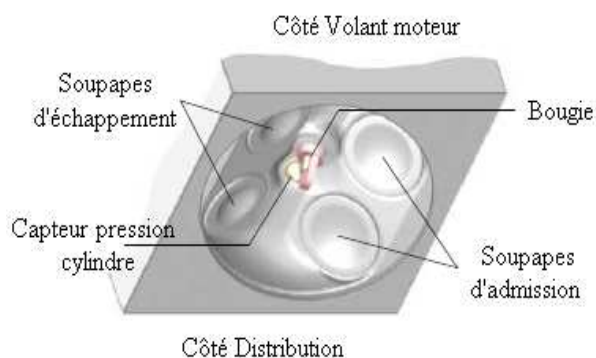


Figure 29 : Géométrie de la culasse.

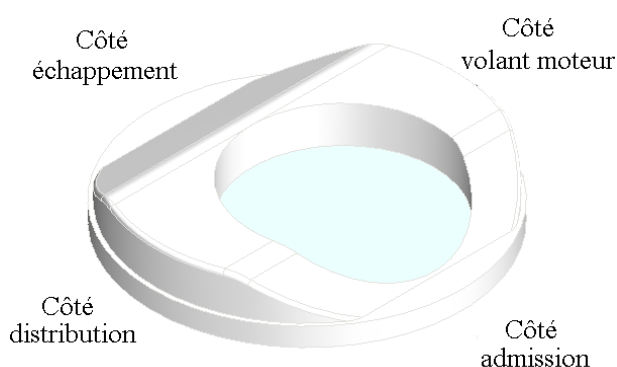


Figure 30 : Géométrie du piston.

1.2. Accès optiques

Pour permettre la visualisation des phénomènes physico-chimiques se déroulant au sein de la chambre de combustion, la culasse et le piston sont équipés d'hublots en quartz *Suprasil* qui permettent la transmission de la lumière ultraviolet et visible avec un rendement proche de 90 %. Bien que leur présence modifie très peu la géométrie de la chambre de combustion, la représentativité de ce moteur à accès optiques par rapport à un moteur de série est limitée. En effet, les transferts thermiques sont influencés par la présence de la rehausse et par les accès optiques dont la conductivité thermique est très différente de celle de l'aluminium ($\sim 10 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ pour le quartz contre $237 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ pour l'aluminium).

Deux ouvertures pratiquées dans la culasse juste au dessus du plan de joint, côté volant moteur et distribution, permettent de placer deux hublots rectangulaires de 40 mm de large et de 13 mm de haut (*figure 31*). Le hublot du piston est, quant à lui circulaire (40 mm), excentré légèrement par rapport à l'axe du cylindre, et prend place au fond du bol du piston (*figure 33*). Pour permettre des visualisations par cet accès, le piston est muni d'une rehausse creuse dans laquelle est placé un miroir métallique incliné à quarante cinq degrés de façon à observer la chambre de combustion par le dessous depuis le coté de la distribution (*figure 32*). L'utilisation d'un piston à accès optiques permet d'accéder à environ 22 % de la surface de la chambre de combustion. Il est important de signaler que ce montage permet de fonctionner en combustion jusqu'à des pressions cylindre avoisinant les 100 bars.

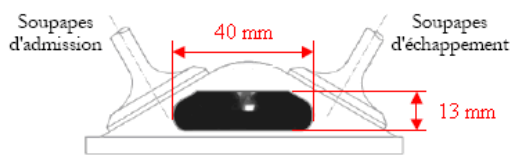


Figure 31 : Caractéristiques des hublots de la culasse.

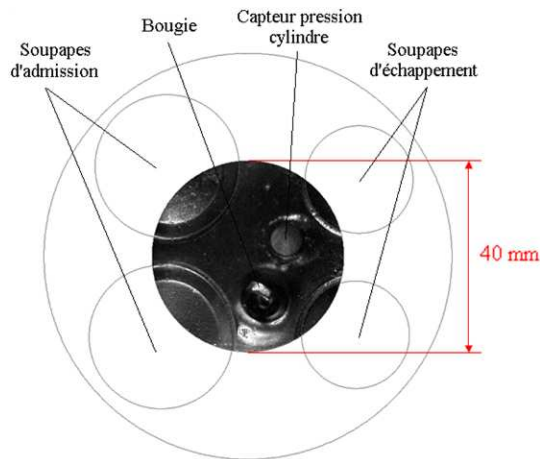


Figure 33 : Caractéristiques du hublot de la tête de piston.

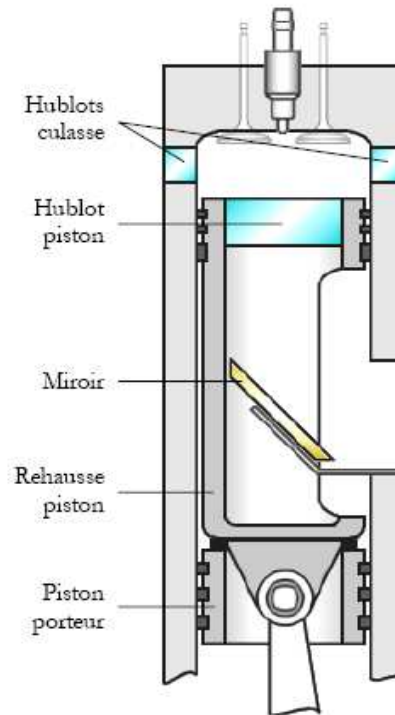


Figure 32 : Coupe schématique d'un moteur à accès optiques.

Le piston porteur est lubrifié par un film d'huile mais la présence des accès optiques empêche de lubrifier la partie haute. La rehausse piston est ainsi munie d'une segmentation en graphite permettant un fonctionnement sans lubrification dans un cylindre chromé. Ce type de segmentation évite ainsi tout encrassement et/ou ensemencement impromptu de la chambre de combustion par les gouttelettes d'huile, indésirables lors de l'utilisation de certains diagnostics optiques.

1.3. Accessoires du moteur

➤ Système d'injection

Il a été décidé de se placer dans une des configurations les plus favorables possibles à la création d'un mélange homogène, à savoir l'injection indirecte. Un injecteur de type essence à manteau d'air (*flux d'air en périphérie du nez de l'injecteur*) a donc été placé dans la tubulure d'admission. Cette arrivée d'air permet une meilleure pulvérisation du combustible et, par conséquent, une meilleure homogénéisation du mélange. Afin d'éviter toute condensation de

carburant dans la tubulure, l'injection se divise en quatre injections par cycle (*séparées de manière égale*), et un système chauffant a été mis en place au niveau de la tubulure d'admission (*résistance électrique d'environ 120 W*). L'injection du carburant est effectuée à une pression de 700 mbar au-dessus de la pression mesurée à l'admission.

➤ **Système d'allumage**

A la vue des conditions critiques que représente la combustion essence « *downsizing* », il a été décidé dans un premier temps de tester l'allumage par focalisation laser. Toutefois, les gains obtenus n'étant pas significatifs en termes de limites d'inflammabilités par rapport à un allumage conventionnel, une bougie prototype pointe-pointe a alors été choisie pour initier le mélange (*figure 34*). Les gains attendus avec cette bougie se situent au niveau de la baisse des transferts thermiques du noyau de la flamme vers la bougie et donc de la stabilité de l'arc électrique. De plus grâce à cette géométrie, elle possède également des tensions de claquage plus faibles qu'une bougie classique.



Figure 34 : Caractéristique de la bougie pointe-pointe

1.4. Instrumentations du moteur

De manière à contrôler et à acquérir un maximum de paramètres lors du fonctionnement moteur, celui-ci est équipé de différents systèmes de mesures et de surveillance pouvant être regroupés en trois catégories :

- Le contrôle moteur permet de définir et de maintenir tous les paramètres de réglage moteur suivant un point de fonctionnement souhaité.
- Les acquisitions lentes permettent de mesurer les grandeurs physiques constantes au cours d'une expérience.
- Les acquisitions rapides permettent quant à elles de mesurer les grandeurs physiques évoluant rapidement au cours d'une expérience.

➤ **Contrôle du moteur**

Le moteur a été couplé à une génératrice électrique à courant continu (32,4 kW) pouvant fonctionner soit en moteur d'entraînement soit en frein récepteur selon le couple délivré par le moteur. La génératrice asservie par une électronique de régulation permet ainsi de maintenir la vitesse de rotation constante à $\pm 0,1\%$.

Une interface de contrôle développée sous l'environnement Labview permet de gérer de manière indépendante l'ensemble des paramètres moteur, tels que le temps de charge de la bobine, le nombre, le phasage et le temps d'injection, le taux d'EGR, l'avance à l'allumage et la pression et température d'admission.

- **Acquisitions lentes**

Des thermocouples de type *Pt100* ont été utilisés pour la régulation de l'air d'admission (70°C), du liquide de refroidissement (75°C) et de l'huile moteur (80°C). Un thermocouple de type *K* a été placé dans la tubulure d'échappement de manière à pouvoir mesurer l'évolution de la température des gaz d'échappement. Des capteurs de pressions absolues fournissent des mesures moyennes sur la pression du liquide de refroidissement, de l'huile du moteur et de la pression carburant. L'ensemble de ces données est acquis via un automate, puis transmis via un port ethernet à un ordinateur de contrôle. L'interface de contrôle moteur récupère toutes les valeurs de ces différentes mesures et des alarmes sur chacune d'elles permettent de garantir la sécurité de l'installation.

- **Acquisitions rapides**

La pression dans la chambre de combustion a été mesurée par un capteur piézoélectrique Kistler à quartz de type 6043A60 ($0\text{-}250\text{ bars}$) implanté dans la culasse. Un amplificateur de charge conditionne le signal transmis par le capteur pour fournir un signal dont la tension est proportionnelle à la pression. Notons que ce type de capteur ne permet pas de connaître la valeur absolue de la pression mais simplement une valeur relative. Il est alors nécessaire de caler cette valeur par rapport à une valeur absolue de la pression. La valeur absolue de la pression d'admission est, quant à elle, mesurée par un capteur Kistler de type 4005AA5 ($0\text{-}5\text{ bars}$). Les données mesurées par les différents capteurs sont récupérées et enregistrées sur un second ordinateur par l'intermédiaire d'un boîtier d'acquisition National Instrument. Une interface de visualisation récupère toutes les valeurs de ces différentes mesures, et des alarmes sur chacune d'elles permettent encore de garantir la sécurité de l'installation.

- **Synchronisation**

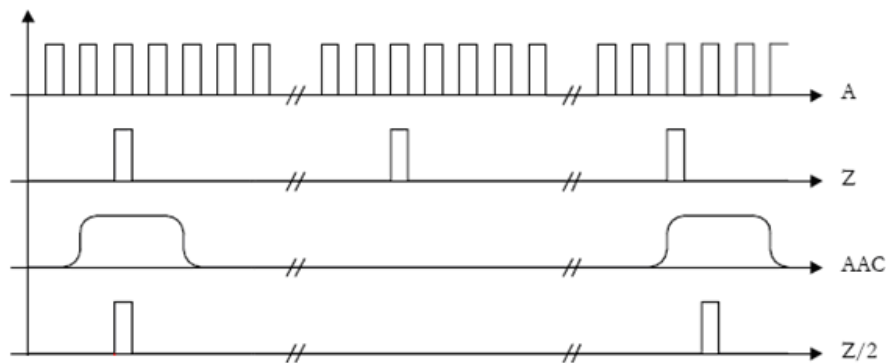


Figure 35 : Signaux de synchronisation du moteur.

Un codeur angulaire placé sur le vilebrequin moteur permet de synchroniser les mesures sur le régime de rotation moteur. Il délivre un signal TTL, noté *Z*, à chaque passage du piston au Point Mort Haut et un signal d'horloge, noté *A*, d'une résolution au dixième de degré vilebrequin.

D'autre part, un capteur de proximité placé sur la culasse délivre un signal au passage de la cible fixée sur l'arbre à came admission. Ce signal, noté *AAC*, intervenant tous les deux tours vilebrequin permet de différencier le point mort bas (*PMB*) admission du point mort bas combustion, repéré par le codeur angulaire. Une porte logique « *ET* » entre le signal *Z* et le signal *AAC* permet alors de créer un signal *Z/2* intervenant à chaque point mort bas admission (figure 35). Le signal *Z/2* sert donc de déclenchement pour les acquisitions rapides et le signal *A* donne la fréquence d'acquisition des différentes grandeurs. Le signal *A* et le signal *Z/2* sont

également utilisés respectivement comme horloge et remise à zéro d'un compteur, permettant de déclencher un événement extérieur (*caméra, laser*) à une position angulaire désirée. Notons qu'un compteur dédié au comptage des numéros de cycle a été utilisé de manière à effectuer des sauts de cycle, c'est-à-dire que le mélange carburé est initié tous les N cycles.

1.5. Système de Recirculation des Gaz d'Echappement synthétique

De manière à simuler la recirculation des gaz d'échappement, un dispositif constitué de quatre débitmètres massiques a été mis en place. Un des débitmètres permet de mesurer le débit d'air aspiré, et les trois autres fonctionnant en actionneur permettent d'injecter dans la tubulure d'admission des gaz synthétiques (N_2 , CO_2 et H_2O) en fonction de la quantité d'air mesurée par le premier. Notons que l'eau est injectée sous forme de vapeur grâce à un système de résistances chauffantes identique à celui des centrales vapeurs. Dans cette étude, l'EGR est donc simulé par un mélange de 73,50 % de N_2 , 12,50 % de CO_2 et 14 % de H_2O en volumique (*composition représentative des gaz produits lors d'une combustion à la stœchiométrie d'un mélange iso-octane/air*).

La difficulté d'un tel système réside dans l'élaboration d'un système de contrôle permettant d'injecter, avec des temps de réponse très court, les bonnes quantités de gaz de manière à obtenir une précision suffisante sur le taux d'EGR souhaité et sans modifier la stœchiométrie. L'interface développée sous l'environnement Labview permet ainsi de gérer indépendamment l'ensemble des débitmètres à partir de la mesure du débit d'air aspiré par le moteur et des coefficients déterminés dans le paragraphe 2.4.3 du chapitre II.

2. Analyse de la combustion

L'analyse des grandeurs physiques liées au moteur, notamment la pression cylindre, permet d'obtenir des informations sur les caractéristiques de la combustion. L'utilisation des lois thermodynamiques permet de relier la pression à d'autres paramètres tels que la température, le taux de dégagement de chaleur ou encore la fraction de masse brûlée.

2.1. Recalage de la pression cylindre

Les modèles d'analyses mis en place lors de cette étude se basent sur la pression cylindre mesurée pour déterminer le taux de dégagement de chaleur de la combustion. Pour connaître la valeur absolue de la pression cylindre, il est indispensable de recalibrer les signaux enregistrés par rapport à une référence. La mesure de pression réalisée dans la tubulure d'admission fournit une valeur absolue permettant ce recalage. En s'appuyant sur les travaux de Burnt et al. [Burnt et al. (1997)], nous avons alors émis l'hypothèse que la pression cylindre au voisinage du point mort bas admission était égale à la pression mesurée dans la tubulure d'admission.

2.2. Pression moyenne indiquée

Les pertes par frottements étant très différentes sur les moteurs transparents par rapport à celles d'un moteur opaque, la pression moyenne indiquée, notée *PMI*, est alors une grandeur très couramment utilisée pour définir et comparer un point de fonctionnement. Elle est définie par l'expression suivante :

$$PMI = \frac{1}{\text{Cylindrée}} \int_{\text{cycle}} -P_{Cyl} dV_{Cyl} \quad \text{Équation 40}$$

Où P_{Cyl} représente la pression cylindre et V_{Cyl} le volume de la chambre de combustion.

La *PMI* représente le rapport entre le travail reçu par le piston et la cylindrée du moteur. Cette grandeur correspond donc à la pression qui, appliquée sur le piston pendant toute la durée du cycle, fournirait un même travail. De plus, la « covariance » de cette grandeur (*écart-type divisé par la valeur moyenne*) exprimée en pourcent permet de visualiser la stabilité de la combustion. Notons que les constructeurs automobiles considèrent généralement que la combustion est stable lorsque la covariance de la *PMI* est inférieure à 3 %.

2.3. Modèle d'analyse de combustion à une zone

Le modèle zéro dimension suppose que le mélange gazeux contenu à l'intérieur de la chambre de combustion reste homogène pendant la combustion, et ne distingue pas les gaz brûlés des gaz frais. La pression et la température du gaz sont considérées comme uniformes et l'état thermodynamique du mélange est défini en termes de propriétés moyennes. Chaque élément du gaz en combustion est par conséquent instantanément mélangé avec les gaz frais et les gaz précédemment brûlés. Les transformations thermodynamiques se font sans échange de matière, mais avec un échange d'énergie avec le milieu extérieur (*parois de la chambre de combustion, du piston et de la culasse*). Les phénomènes de fuites pendant la combustion, à l'origine de perte de masse dans la chambre de combustion, ainsi que les effets des interstices (*crevices*) sont dans le cas présent supposés négligeables.

La propagation de la flamme est ici assimilée à un dégagement de chaleur progressif, le premier principe de la thermodynamique appliqué à la chambre de combustion s'écrit alors :

$$\frac{dU}{d\theta} = \frac{dW}{d\theta} + \frac{dQ_c}{d\theta} + \frac{dQ_p}{d\theta} \quad \text{Équation 41}$$

Où θ désigne l'angle vilebrequin, U l'énergie interne des gaz contenus dans la chambre de combustion, W le travail fourni au piston, Q_c la chaleur produite par la combustion et Q_p les pertes thermiques (figure 36).

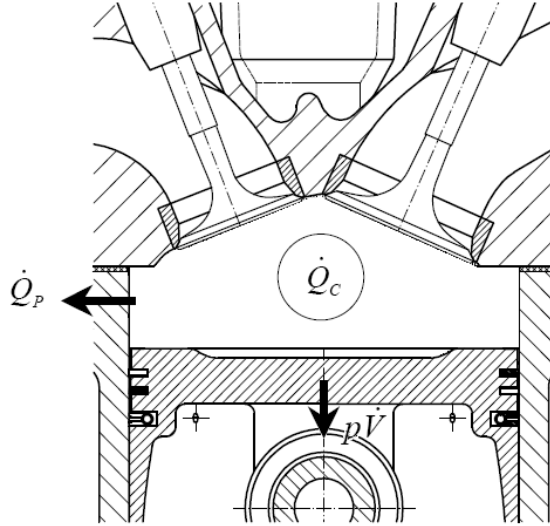


Figure 36 : Schéma de principe d'un modèle à une zone

L'objectif de ce modèle à une zone étant d'apporter des informations complémentaires sur l'avancement de la combustion, il est nécessaire dans un premier temps de déterminer le taux de dégagement de chaleur simplifié :

$$\frac{dQ_c}{d\theta} = \frac{\gamma}{\gamma-1} P_{cyl} \frac{dV_{cyl}}{d\theta} + \frac{1}{\gamma-1} V_{cyl} \frac{dP_{cyl}}{d\theta} \quad \text{Équation 42}$$

Où γ représente le coefficient isentropique des gaz contenus dans la chambre (*rapport des chaleurs spécifiques*). Dans cette étude, nous considérons que le mélange gazeux peut être considéré comme un mélange de gaz parfaits pour lesquels les chaleurs spécifiques c_v et c_p ne dépendent que de la température. Les propriétés thermodynamiques de chaque espèce sont évaluées par approximation polynomiale des tables *JANAF*, et les calculs de composition à l'équilibre sont effectués avec une méthode similaire à celle décrite dans Heywood [Heywood (1988)].

Les pertes thermiques représentent une part non négligeable de l'énergie libérée lors de la combustion (*entre 20 et 30% de l'énergie introduite*). Dans les modèles thermodynamiques globaux, le flux de chaleur est déterminé à partir d'un coefficient de transfert qui regroupe le terme convectif et radiatif. Le terme radiatif est ici négligé car il ne représente habituellement qu'environ 3 à 4% des transferts [Trapy (1981)]. Les pertes thermiques sont estimées à l'aide de la corrélation de Woschni qui définit un coefficient de transfert à chaque instant [Woschni (1967)].

La fraction de masse brûlée (FMB) représente le degré d'avancement de la combustion, et se définit comme le rapport du dégagement de chaleur sur l'énergie introduite :

$$FMB = \frac{1}{m_{carb} \cdot PCI \cdot \eta_{comb}} \int_{RFA}^{AOE} \left(\frac{dQ_c}{d\theta} + \frac{dQ_p}{d\theta} \right) d\theta \quad \text{Équation 43}$$

Où m_{carb} est la masse de carburant introduite dans la chambre, PCI le pouvoir calorifique inférieur du carburant, η_{Comb} le rendement de la combustion, RFA le retard à la fermeture de l'admission et AOE l'avance à l'ouverture de l'échappement.

A partir de la fraction de masse brûlée, les $CA05$, $CA10$, $CA50$ et $CA90$ nécessaires pour la caractérisation des durées caractéristiques de la combustion peuvent être déterminés (figure 37). Les $CA05$, $CA10$, $CA50$ et $CA90$ représentent les angles vilebrequin pour lesquels respectivement 5 %, 10 %, 50 % et 90 % de l'énergie totale de la charge enfermée ont été dégagés. Notons qu'Erikson [Erikson (1999)] a montré que le calage de la combustion est optimal lorsque le $CA50$ se situe entre 8 et 10 degrés vilebrequin après le point mort haut combustion.

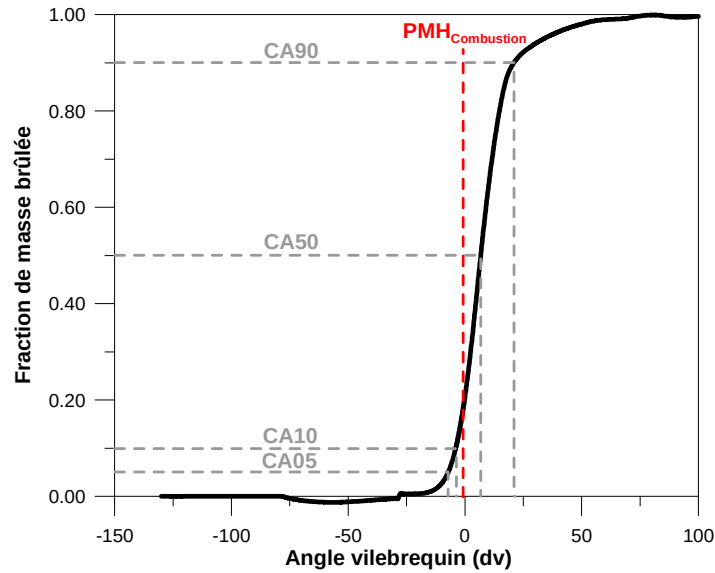


Figure 37 : Illustration de la définition du $CA05$, $CA10$, $CA50$ et $CA90$ à partir de la fraction de masse brûlée.

La durée de développement de la flamme est souvent considérée comme la période allant de l'instant de l'allumage jusqu'à 10 % de la masse brûlée [Heywood (1988), Gupta et al. (1996), Stone et al. (1996)] :

$$\Delta\theta_d = CA10 - \text{Avance à l'allumage} \quad \text{Équation 44}$$

La première moitié de la combustion vive ($CA50-CA10$) a été définie par la relation :

$$\Delta\theta_m = CA50 - CA10 \quad \text{Équation 45}$$

Dans cette étude, la durée de combustion totale, notée $\Delta\theta_c$, a été définie par la relation :

$$\Delta\theta_c = CA90 - CA10 \quad \text{Équation 46}$$

2.4. Modèle d'analyse de combustion à deux zones

Ce modèle zéro dimension distingue deux masses gazeuses lors de la combustion : une zone de gaz frais et une zone de gaz brûlés qui ont pour frontière commune un front de flamme d'épaisseur infinitésimale. La zone des gaz frais et des gaz brûlés peuvent alors être considérées comme deux sous systèmes thermodynamiques ouverts, et caractérisés à chaque instant par une masse, une composition, un volume et une température (*figure 38*). La pression des gaz frais et des gaz brûlés est considérée uniforme et égale à la pression cylindre. Les phénomènes de fuites et les effets des interstices sont encore supposés négligeables.

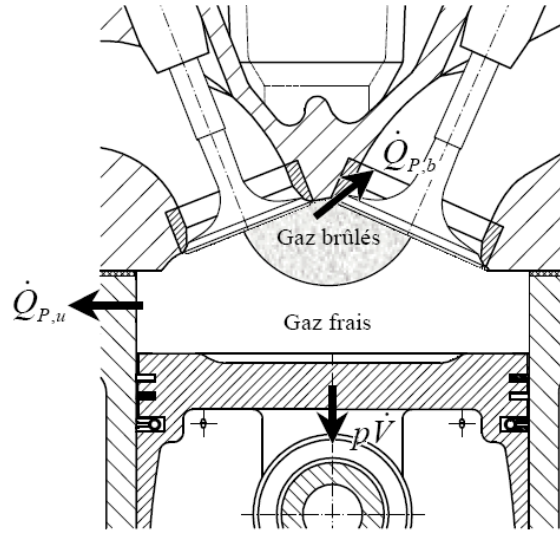


Figure 38 : Schéma de principe d'un modèle à deux zones

L'objectif de ce modèle à deux zones est de déterminer l'évolution de la température des gaz frais, de manière à estimer la vitesse de combustion laminaire avec le mécanisme cinétique de Hasse et al. [Hasse et al. (2000)] au cours de la combustion.

Les équations (écrites sous forme différentielles) présentes dans ce modèle d'analyse se résument en une équation de conservation de l'énergie pour les gaz frais et pour les gaz brûlés, une équation du volume et une équation d'état pour chacune des deux zones. Dans cette étude, les gaz frais et brûlés sont considérés comme un mélange de gaz parfaits et la pression est uniforme dans la chambre de combustion [Guibet (1997)]. L'état thermodynamique de chacune des zones est défini en termes de propriétés moyennes (les deux zones sont homogènes) et les gaz brûlés sont considérés à l'équilibre chimique pendant la phase de combustion et de détente. Le flux de chaleur pariétale échangé par chaque zone est estimé par la corrélation de Woschni [Woschni (1967)].

Pour le volume de contrôle contenant la zone des gaz frais enfermée dans la chambre de combustion, l'équation de conservation de l'énergie sous sa forme différentielle s'écrit alors :

$$m_{Cyl}(1-x_b)c_{v,u} \frac{dT_u}{d\theta} = -P \frac{dV_u}{d\theta} - \frac{dQ_{p,u}}{d\theta} - u_u \frac{dm_{Cyl}}{d\theta} \dots$$

$$\dots + u_u x_b \frac{dm_{Cyl}}{d\theta} + u_u m_{Cyl} \frac{dx_b}{d\theta} - h_u \frac{dm_c}{d\theta}$$

Équation 47

Où m_{Cyl} représente la masse totale enfermée dans la chambre de combustion cylindre, x_b la fraction de masse brûlée, T la température, P la pression dans la chambre de combustion, V

le volume, Q_p les pertes thermiques, u l'énergie interne des gaz, h l'enthalpie des gaz et l'indice u les gaz frais.

Pour le volume de contrôle contenant la zone des gaz brûlés enfermés dans la chambre de combustion, l'équation de conservation de l'énergie sous sa forme différentielle s'écrit alors :

$$m_{Cyl} x_b c_{v,b} \frac{dT_b}{d\theta} = -P \frac{dV_b}{d\theta} - \frac{dQ_{p,b}}{d\theta} - u_b x_b \frac{dm_{Cyl}}{d\theta} - u_b m_{Cyl} \frac{dx_b}{d\theta} + h_u \frac{dm_c}{d\theta} \quad \text{Équation 48}$$

Où l'indice b représente les gaz brûlés.

Dans l'équation 47 et l'équation 48, le terme dm_c désigne la masse de gaz transférée depuis la zone des gaz frais vers la zone de gaz brûlés. Par conséquent, le terme $dm_c/d\theta$ représente la vitesse massique de consommation des gaz frais lors de la combustion. Le cinquième terme du membre de droite de ces équations correspond donc au flux d'enthalpie associé à la combustion. En considérant l'équation de continuité et la définition de la fraction de masse brûlée, la vitesse de combustion peut alors s'exprimer sous la forme :

$$\frac{dm_c}{d\theta} = x_b \frac{dm_{Cyl}}{d\theta} + m_{Cyl} \frac{dx_b}{d\theta} \quad \text{Équation 49}$$

Les équations différentielles de la loi des gaz parfaits pour chacune des zones s'expriment alors :

$$m_{Cyl} r_b T_b \frac{dx_b}{d\theta} + m_{Cyl} x_b r_b \frac{dT_b}{d\theta} - P_{Cyl} \frac{dV_b}{d\theta} = V_b \frac{dP_{Cyl}}{d\theta} \quad \text{Équation 50}$$

$$-m_{Cyl} r_u T_u \frac{dx_b}{d\theta} + m_{Cyl} (1 - x_b) r_u \frac{dT_u}{d\theta} - P_{Cyl} \frac{dV_u}{d\theta} = V_u \frac{dP_{Cyl}}{d\theta} \quad \text{Équation 51}$$

Où r représente la constante spécifique des gaz parfaits.

L'équation différentielle de la conservation du volume s'exprime de la manière suivante :

$$dV_u + dV_b = dV_{Total} \quad \text{Équation 52}$$

La résolution numérique de ce système d'équations différentielles a été réalisée à l'aide de la méthode d'Euler du premier ordre. Le pas de discrétisation utilisé correspond à la résolution du code angulaire, soit 0,1 degré vilebrequin.

3. La technique de vélocimétrie par images de particules basse fréquence.

La technique de vélocimétrie par images de particules (*ou particle image velocimetry*) est l'un des moyens de mesure de vitesses les plus récents. Aujourd'hui, c'est le seul qui permette de mesurer des champs de vitesses instantanés dans un plan. Ce diagnostic optique, développé dans les années 80 [Adrian et al. (1984)], connaît un essor considérable depuis une dizaine d'années, tant d'un point de vue de sa technique que de son application dans les écoulements turbulents [Rouland et al. (1994), Grant (1997), Reuss (2000), Li et al. (2002), Huang et al. (2005), Foucher et al. (2008)]. Cette technique a ainsi été utilisée dans cette étude de manière à caractériser les mouvements d'ensembles et les grandeurs caractéristiques de la turbulence régnant dans la chambre de combustion.

3.1. Présentation de la technique de vélocimétrie par image de particules

La technique de vélocimétrie par image de particules est basée sur le principe de la diffusion de Mie des particules présentes dans un écoulement et éclairées par une source lumineuse. L'écoulement doit alors êtreensemencé en amont de la zone d'étude à l'aide de particules solides ou liquides suffisamment petites (*de l'ordre du micromètre*) de manière à suivre rigoureusement l'écoulement.

Le principe de cette technique est d'utiliser deux images instantanées enregistrées à des instants très rapprochés et de déterminer le déplacement des particules d'ensemencement entre les deux images. L'intervalle de temps étant connu il est alors possible d'en déduire les deux composantes de la vitesse des particules dans le plan (x, y) par la relation suivante :

$$U = \frac{\Delta x}{\Delta t} \qquad \text{Et} \qquad V = \frac{\Delta y}{\Delta t} \qquad \text{Équation 53}$$

Où U et V représentent les composantes de la vitesse d'une particule selon x et y , Δx et Δy son déplacement, et Δt l'intervalle de temps entre deux images. Cet intervalle de temps est supposé suffisamment petit pour pouvoir considérer que les vitesses calculées représentent des vitesses instantanées.

En pratique, il nous est impossible de déterminer le déplacement de toutes les particules en raison de leur trop forte concentration. Les images sont donc divisées en petites mailles, ou fenêtres d'interrogation, dans lesquelles est déterminé le déplacement moyen des particules par un calcul d'intercorrélations [Willert et al. (1991)]. Ce calcul utilise un traitement d'images associé à un calcul d'intercorrélations par la Transformée de Fourier Rapide. La répartition spatiale des particules dans une maille est représentée par les fonctions $f(1,k)$ et $g(1,k)$ qui définissent le niveau de gris de chaque pixel en fonction de sa position (Figure 39). La fonction d'intercorrélations présente un maximum généralement bien marqué dont la position par rapport au centre de la maille donne la direction et la valeur du déplacement moyen des particules présentes dans la maille de calcul. En répétant cette opération sur toutes les mailles de l'image, on obtient le champ aérodynamique de toute la zone d'étude.

Le choix de la taille des fenêtres d'interrogation résulte d'un compromis entre optimiser la résolution de la mesure (*petites tailles de mailles*) et conserver une bonne quantité de particules dans chacune des mailles afin d'assurer une bonne fiabilité du calcul d'intercorrélations. Le délai Δt est choisi pour que le déplacement maximal entre deux images représente environ

un quart de la fenêtre d'interrogation [Wersterweel (1993)]. Ce critère résulte d'un bon compromis entre une bonne précision et le risque de pertes de traceurs d'une image à l'autre. Ce choix pilote par conséquent le délai entre les deux pulses laser.

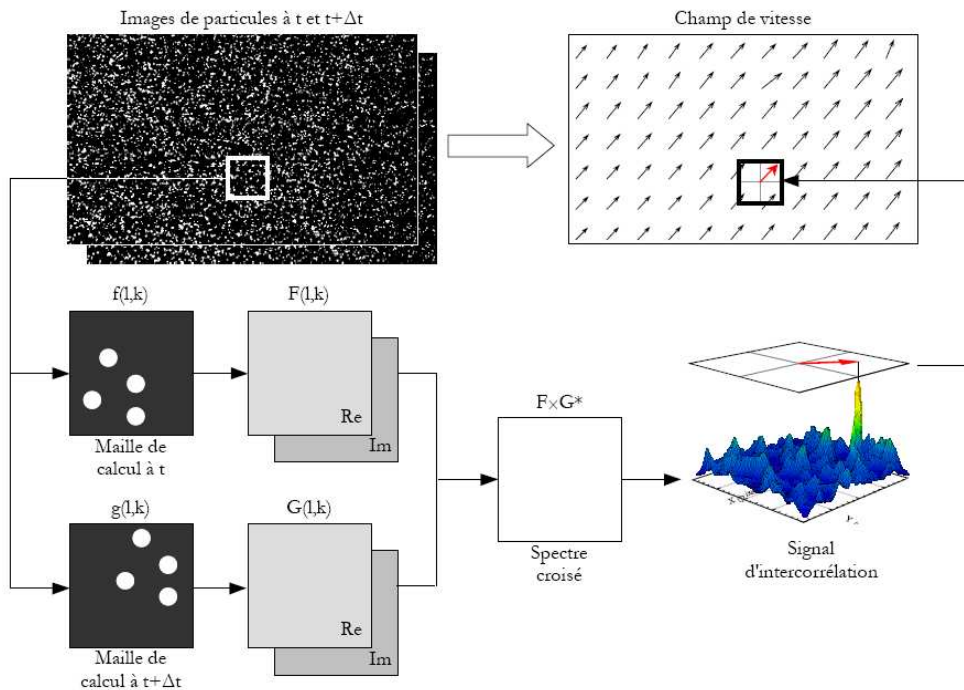


Figure 39 : Principe de la détermination des champs de vitesse par la vélocimétrie par image de particules.

(Remarque : la vélocimétrie par image de particules à deux dimensions décrite ci-dessus est de loin la plus répandue, comme en témoigne le nombre de travaux déjà effectués et disponibles dans la littérature. Néanmoins la vélocimétrie par image de particules à deux dimensions n'est évidemment pas toujours satisfaisante car les écoulements sont souvent tridimensionnels. Des montages de type stéréo ou bi-plan, sont toujours en cours de développement pour permettre d'accéder aux trois composantes.)

3.2. Dispositif expérimental de la vélocimétrie par image de particules

L'aérodynamique interne a donc été caractérisée à l'aide de la vélocimétrie par image de particules. Le laser utilisé est un laser double cavité Nd:Yag Quantel Twin Ultra délivrant une puissance de 200 mJ par pulse à une fréquence maximale de 10 Hz, une longueur d'onde de 532 nm et une durée d'impulsion d'environ 10 ns. Un alignement précis des deux faisceaux est nécessaire pour garantir une superposition des nappes formées à partir de chacune des cavités. Le montage optique constitué de trois miroirs dichroïques à 532 nm, d'une lentille semi cylindrique (longueur focale de 40 mm) et d'une lentille sphérique (longueur focale de 1 m) permet de transformer le faisceau laser en une nappe horizontale de 350 μm d'épaisseur, au centre de la chambre de combustion. La méthode utilisée pour déterminer l'épaisseur de la nappe consiste à mesurer l'image de la nappe recueillie sur un papier polaroïd avec un microscope (figure 40).

Afin d'éviter toutes réflexions parasites et/ou saturation du capteur optique de la caméra, la nappe laser a été décalée d'environ 3 mm par rapport à l'électrode de masse de la bougie et la culasse a été peinte en noir. L'acquisition des images a été effectuée à l'aide du miroir métallique à 45° placé dans la rehausse du piston et d'une caméra CCD (Charged Coupled Device) de TSI permettant d'enregistrer des images en noir et blanc avec une résolution de 2048 x 2048

pixels² sur 12 bits (soit 4096 niveaux de gris). La caméra a été équipée d'un objectif Nikon de 105 mm de focale et de f/2,8 d'ouverture. De plus, afin d'éviter toutes saturations du capteur CCD par la chimiluminescence de la combustion, un filtre interférentiel centré sur la longueur d'onde du laser (532 nm à ± 10 nm) a été placé devant l'objectif. La synchronisation du pulse laser, de la caméra et de l'acquisition a été réalisée à l'aide du système de synchronisation de TSI et d'un signal TTL phasé sur l'angle vilebrequin moteur souhaité.

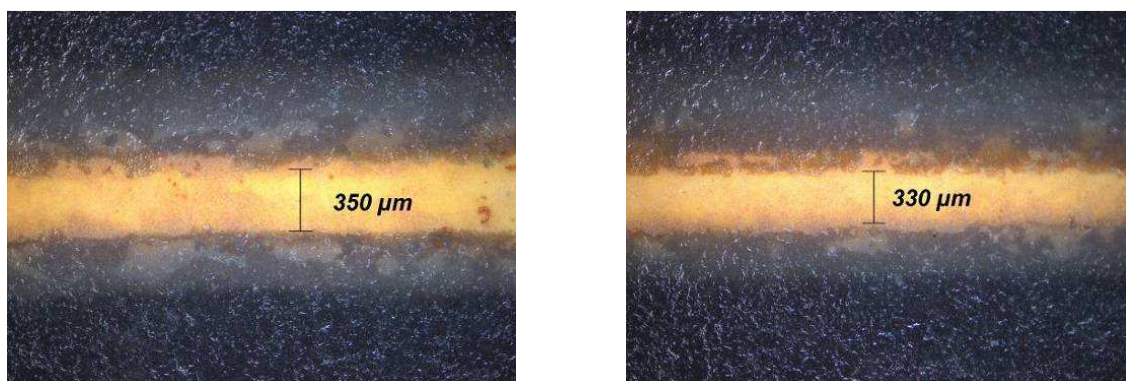


Figure 40 : Images de l'épaisseur de la nappe laser à l'entrée de la chambre de combustion (gauche) et au centre de la chambre de combustion (droite) pour les mesures de PIV.

La caractérisation des mouvements aérodynamiques et des grandeurs caractéristiques de la turbulence a été réalisée à partir de la même configuration expérimentale (figure 41). Toutefois, de manière à améliorer la résolution spatiale lors de l'étude de la turbulence, un doubleur Nikon a été placé en supplément de l'objectif. La turbulence a ainsi été caractérisée dans une zone de $24 \times 24 \text{ mm}^2$ située autour du capteur de pression cylindre, soit une résolution de $12 \text{ μm}/\text{pixel}$ contre $25 \text{ μm}/\text{pixel}$ pour l'étude des grands mouvements aérodynamiques. Le positionnement des zones de visualisation dans la chambre de combustion est illustré sur la figure 42.

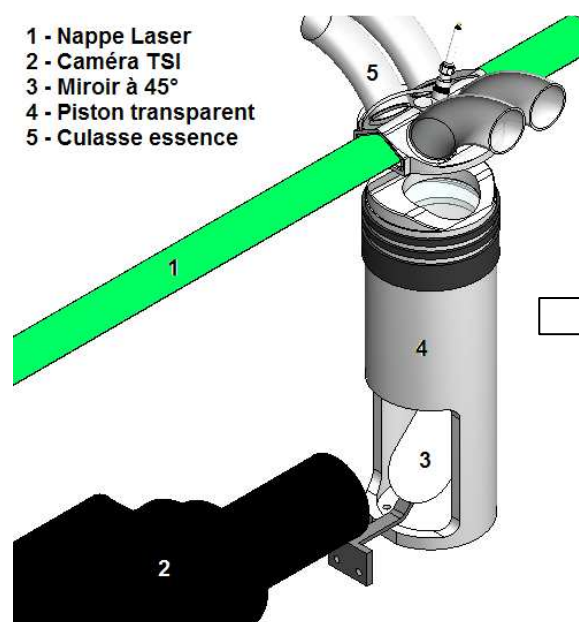


Figure 41 : Dispositif expérimental pour les mesures PIV.

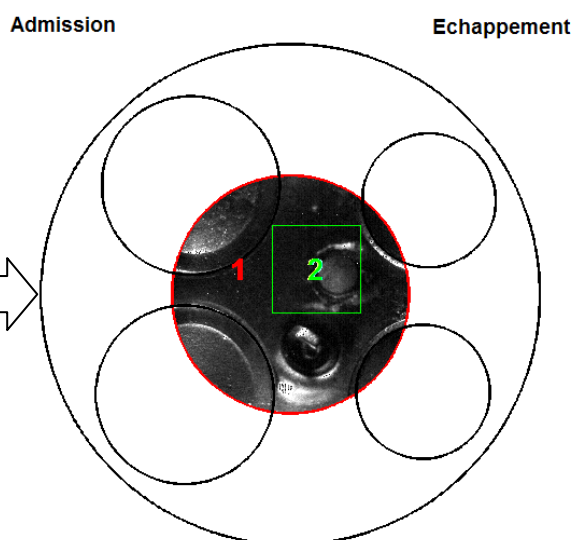


Figure 42 : Zones de visualisation.

De manière à pouvoir répondre aux contraintes de l'ensemencement, c'est-à-dire avoir des particules suffisamment petites et légères pour suivre parfaitement l'écoulement et la quantité de particules doit être suffisante pour obtenir une bonne fiabilité des calculs d'inter-corrélations,

une partie de l'air d'admission est donc déviée vers un système de diffuseur d'huile de silicone. Le brouillard de gouttelettes d'huile résultant est ensuite directement injecté dans le plénum d'admission de manière à éviter la coalescence des particules. Plus de détails peuvent être trouvés dans le mémoire de thèse de Pajot [Pajot (2000)].

3.3. Conditions expérimentales

La caractérisation de l'aérodynamique a été réalisée **sans combustion** à un régime de 1200 tr.min⁻¹ et à une température d'admission de 50 °C. La faible cadence de répétition (10 Hz) de notre dispositif expérimental rendant difficile la réalisation d'une étude temporelle, nous avons alors choisi de caractériser l'aérodynamique au moment de l'allumage et du CA05 définis lors d'une étude préliminaire en combustion. Lors de cette étude préliminaire, nous avons considéré différents cas de pression d'admission et de dilution. Les différents cas étudiés sont résumés dans le tableau 10.

θ \ $P_{\text{admission}}$	700 mbar	1000 mbar	1300 mbar	1500 mbar
-64 dv			•	
-50 dv	•	•		•
-30 dv	•	•		
-20 dv	•	•		
-10 dv	•	•	•	•
-05 dv	•	•	•	
00 dv			•	
+05 dv			•	

Tableau 10 : Conditions expérimentales étudiées pour la caractérisation de l'aérodynamique

(*Remarque : par convention, les angles vilebrequin négatifs (positifs) représentent les angles vilebrequin situés avant (après) le point mort haut combustion.*)

3.4. Choix de la taille des fenêtres d'interrogation et du recouvrement

Le logiciel Insight, développé par TSI, permet le calcul des intercorrélations en utilisant des transformées de Fourier rapides. La taille des mailles d'analyse peut être choisie parmi des puissances de 2, et est limitée aux tailles 16, 32, 64 et 128 pixels². Rappelons que le déplacement issu du calcul des intercorrélations représente le déplacement des particules contenu dans une maille. Pour bien résoudre les petites structures de l'écoulement, il est alors nécessaire d'utiliser la maille la plus petite possible. Or, la réduction de leur taille se traduit par une perte de corrélation du signal, produisant de nombreux vecteurs vitesse erronés de par leur faible rapport signal/bruit (*valeur du pic de corrélation par rapport au deuxième pic*). L'introduction d'un recouvrement de la seconde fenêtre d'interrogation par rapport à la première permet alors de mieux suivre les particules et donc d'améliorer la précision de leur localisation.

Les champs aérodynamiques ont été traités avec des fenêtres d'interrogation de 32 x 32 pixels² avec un recouvrement de 75%, car ces valeurs correspondent à la meilleure résolution possible des petites structures avec notre système.

3.5. Validations des champs de vecteurs

La détermination d'un vecteur vitesse peut être erronée de part la présence de réflexions laser et/ou de qualité de l'ensemencement dans une certaine zone, d'où la nécessité de valider les champs de vecteurs avant d'appliquer un traitement statistique. La procédure de validation

permet d'isoler les vecteurs « faux » dans un champ de vitesses, ou le champ de vitesses lui-même selon trois critères :

- o Critère - Signal/Bruit : le rapport du signal sur bruit ne doit pas être inférieur à **1,5**.
- o Critère - Norme de la Vitesse : la valeur maximale pour la vitesse de déplacement d'une particule est de **15 m.s⁻¹**.
- o Critère - Global : le nombre total de vecteurs rejetés par les deux précédents critères ne doit pas excéder **5%** du nombre total de vecteur.

Il est important de signaler que dans le cas où l'un des critères (*signal/bruit et/ou norme de la vitesse*) n'est pas respecté, les vecteurs considérés comme erronés sont remplacés par la moyenne d'au moins trois vecteurs avoisinants (*matrices 3x3 locales centrées sur les vecteurs à remplacer*). Dans le cas où plusieurs vecteurs avoisinants sont erronés, cette méthodologie donne des résultats relativement médiocres, car le calcul de la moyenne est biaisé. Ainsi, si le critère global n'est pas respecté, le champ de vitesse instantané considéré n'est pas pris en compte dans la suite du post traitement.

3.6. Post traitement des champs de vitesses instantanés valides

L'un des premiers traitements à effectuer à partir d'un ensemble de champs de vitesses instantanés (*mesurés dans les mêmes conditions expérimentales*) est de calculer les champs de vitesse moyens et fluctuants. Cela permet de mettre en évidence l'existence ou non de zones de recirculation et d'estimer les fluctuations de vitesse dans l'écoulement. Ces traitements ont été appliqués aux champs issus des visualisations de la zone 1 (*figure 42*).

La caractérisation de la turbulence a été obtenue à partir de la décomposition de champs de vitesses instantanés en une partie basse et une partie haute fréquence. La problématique de l'étude réside dans le choix de la fréquence de coupure car elle conditionne la caractérisation de la turbulence. Or, aucune méthode fiable et reposante sur des considérations physiques n'a pu être recensée dans la littérature. Il a donc été décidé d'utiliser les outils de décomposition orthogonale aux valeurs propres (*proper orthogonal decomposition - POD*) développés dans le cadre de la thèse de Foucher [Foucher (2002)]. Ce traitement a été appliqué aux champs issus des visualisations de la zone 2 (*figure 42*).

3.6.1. Champs aérodynamiques moyens

Pour chaque point de fonctionnement considéré, une série de N images a été enregistrée. Nous considérons que cette population d'images est représentative du phénomène étudié si N est suffisamment grand pour que les résultats statistiques ne dépendent pas de la valeur de N . Les composantes et les normes moyennes des champs aérodynamiques sont alors calculées de la manière suivante (*figure 43*) :

$$\begin{aligned} \overline{U(x, y)} &= \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N U_k(x, y) \\ \overline{V(x, y)} &= \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N V_k(x, y) \\ \overline{N_{u,v}(x, y)} &= \sqrt{\overline{U(x, y)}^2 + \overline{V(x, y)}^2} \end{aligned} \quad \text{Équation 54}$$

Où U et $\overline{U}$ représentent la composante instantanée et moyenne de la vitesse selon l'axe x , V et $\overline{V}$ la composante instantanée et moyenne de la vitesse selon l'axe y , et $\overline{N_{u,v}}$ la norme de la vitesse moyenne.

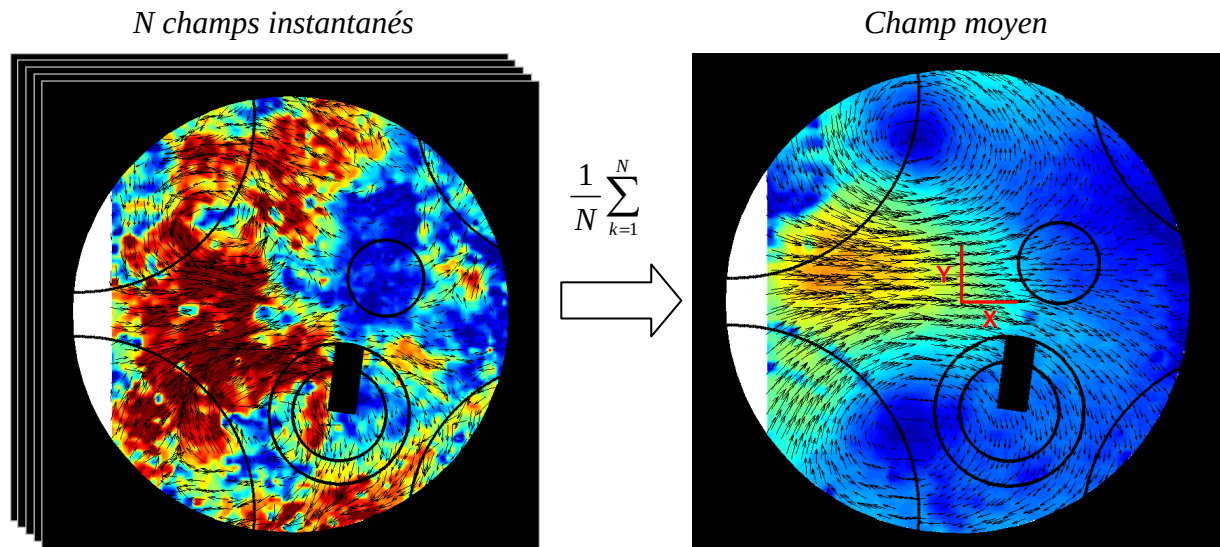


Figure 43 : Obtention d'un champ aérodynamique moyen

Outre le problème d'ensemencement, qui a été abordé précédemment, les mesures de *PIV* peuvent être biaisées par un choix inadapté de certains paramètres comme l'intervalle de temps entre les images ou le nombre d'images à utiliser pour déterminer un champ moyen. Afin de déterminer précisément le nombre de champs instantanés corrigés nécessaires pour obtenir un champ moyen représentatif de l'aérodynamique, l'erreur relative entre les profils des vitesses moyennes obtenues pour un nombre variable et maximal de champ a été caractérisée le long de l'axe des abscisses et des ordonnées (figure 43 - *Champ moyen*). L'une des difficultés majeures rencontrées lors des mesures de *PIV* réside dans la présence de réflexions et/ou d'encrassement des accès optiques induisant un biais important lors des calculs d'intercorrélations.

Ainsi, de manière à s'assurer que la convergence des erreurs relatives est atteinte quelles que soient la pression d'admission et l'angle vilebrequin, nous avons représenté les résultats pour les conditions suivantes :

- o (a) : 700 mbar de pression admission et 50 degrés vilebrequin avant le point mort haut combustion (-50 dv),
- o (b) : 700 mbar de pression d'admission et 10 degrés vilebrequin avant le point mort haut combustion (-10 dv),
- o (c) : 1000 mbar de pression d'admission et 10 degrés vilebrequin avant le point mort haut combustion (-10 dv).

En observant l'évolution des erreurs relatives illustrée sur la figure 44, nous avons ainsi pu constater, qu'à partir de 150 champs corrigés, une convergence est obtenue. Cela induit que les champs de vitesse deviennent représentatif de l'écoulement moyen présent dans la chambre de combustion.

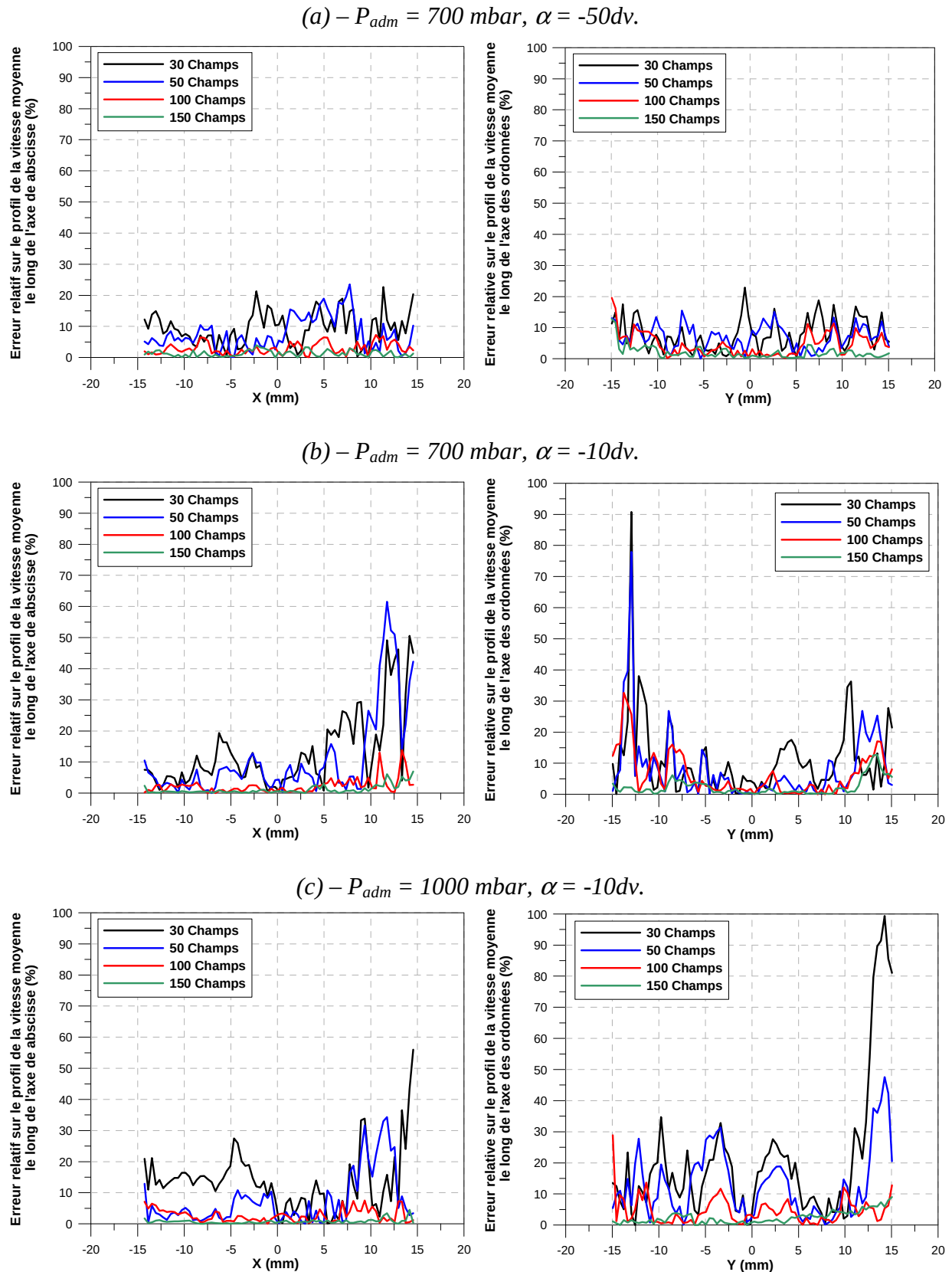


Figure 44 : Erreur relative sur les profils des vitesses moyennes le long de l'axe des abscisses (à gauche) et le long de l'axe des ordonnées (à droite) en fonction du nombre de champs instantanés corrigés utilisés pour calculer le champ moyen.

3.6.2. Décomposition des champs de vitesses instantanés

Dans la décomposition classique² de Reynolds, un mouvement turbulent est considéré comme la superposition d'un champ de vitesses moyen et d'un champ complètement aléatoire représentant la turbulence. Or, l'écoulement aérodynamique dans une chambre de combustion d'un moteur est soumis à des fluctuations cycle à cycle importantes. L'écoulement turbulent se décompose alors en trois composantes³ (figure 45). La décomposition classique d'un champ instantané surestime donc l'intensité turbulente ainsi que les échelles intégrales [Liou et al. (1985)].

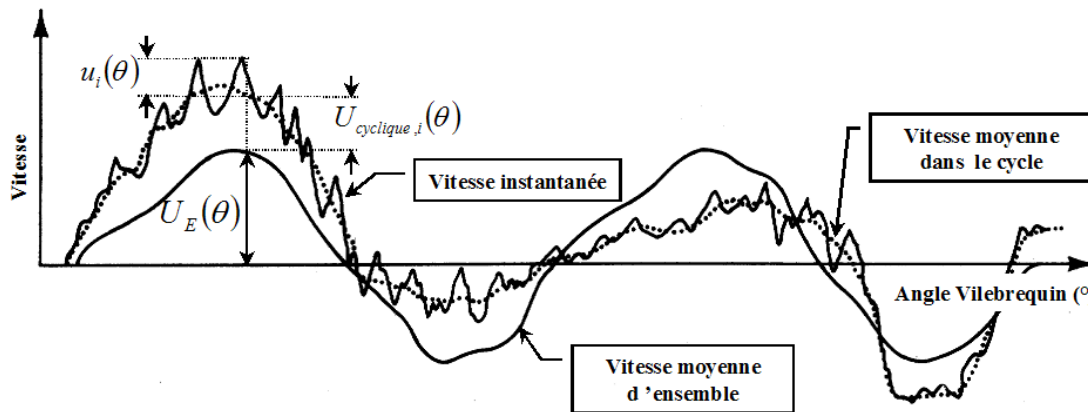


Figure 45 : Décomposition d'un champ de vitesse instantané.

De manière à isoler la turbulence d'un champ instantané, de nombreux auteurs utilisent alors un filtrage spatial ou spectral [Liou et al. (1983), Reuss et al. (1989), Rouland et al. (1997), Lecordier (1997)] en émettant l'hypothèse que la turbulence appartient aux hautes fréquences et la fluctuation cycle à cycle aux basses fréquences. Par conséquent, la caractérisation des propriétés de la turbulence est conditionnée par le choix de la fréquence de coupure. Toutefois, dans l'ensemble des études citées ci-dessus, le choix de ce paramètre prépondérant repose sur aucun critère absolu. Récemment, la décomposition orthogonale aux valeurs propres (ou *Proper Orthogonal Decomposition* - POD) est appliquée aux écoulements turbulents présents dans les moteurs à combustion interne [Graftieux et al. (2001), Funk et al. (2002), Foucher (2002)]. La décomposition d'un champ de vitesse instantané peut alors être effectuée selon une méthode directe [Lumley (1967)] ou selon une méthode des « snapshots » [Sirovich (1987)]. La particularité de ce filtre, qualifié de filtre inhomogène par Adrian [Adrian (2000)] est d'obtenir une séparation du champ de vitesse instantané basée sur un critère énergétique et non plus sur un critère fréquentiel. Cet outil mathématique utilisé pour identifier les structures cohérentes dans un écoulement turbulent permet d'extraire les informations contenues dans N champs de vitesse instantanés via une analyse statistique et énergétique. Ce filtrage inhomogène a donc été retenu pour réaliser cette étude car il permet d'obtenir une séparation des champs de vitesse instantanés sur un critère énergétique, mais aussi d'obtenir des évolutions spectrales très intéressantes même si une légère diminution de l'énergie dans les hautes fréquences apparaît lorsque le mode de reconstruction augmente [Foucher (2002)].

Ainsi, afin d'extraire les grandeurs caractéristiques de la turbulence issues des champs PIV de la zone de visualisation 2 (voir la figure 42), nous avons employé les outils POD déve-

² Décomposition classique : $U = \bar{U} + u$ où $\bar{U}$ est la composante moyenne et u la composante fluctuante.

³ Décomposition triple : $U = \bar{U} + U_{\text{cyclique}} + u$ où $\bar{U}$ est la composante moyenne, U_{cyclique} la composante de la fluctuation cycle à cycle et u la composante fluctuante.

loppés par Foucher [Foucher (2002)]. Ces outils ont été établis selon la méthode des « snapshots » car elle représente un avantage en terme de coûts de calcul, mais sont comparables en terme de résultats avec la méthode directe [Graftieux et al. (2001)]. L'objectif est de mettre en évidence un changement de comportement de grandeurs telles que les spectres d'énergies de la turbulence, de l'intensité turbulente ou encore des échelles intégrales spatiales en fonction des modes de la *POD*, qui indiquerait le mode de transition entre les fluctuations cycle à cycle et la turbulence.

3.6.3. Estimation des grandeurs caractéristiques de la turbulence

L'intensité turbulente, notée q' , est caractérisée à partir des composantes fluctuantes de la vitesse (u' , v' et w') et de la relation suivante :

$$q' = \sqrt{\frac{1}{2}(u'^2 + v'^2 + w'^2)} \quad \text{Équation 55}$$

Notons que dans les champs *PIV* obtenus lors de cette étude permettent uniquement de caractériser deux composantes de l'écoulement (u' et v'). La dernière composante (w') peut être considérée égale à la moyenne de la valeur de u' et v' en faisant l'hypothèse que l'écoulement est isotrope.

L'échelle intégrale spatiale (L_T) est une grandeur importante pour caractériser la taille des structures apportant l'essentiel de l'énergie dans un écoulement turbulent. L'énergie est principalement produite par les grosses structures présentes dans l'écoulement. Leur taille est déterminée à partir des corrélations spatiales longitudinales ($f(x)$) ou transversales ($g(x)$).

$$f(x) = \frac{\overline{u(x_0)u(x)}}{u^2} \quad \text{Et} \quad g(x) = \frac{\overline{v(x_0)v(x)}}{v^2} \quad \text{Équation 56}$$

Les échelles longitudinales et transversales ont été caractérisées par l'aire située sous les coefficients de corrélation et s'arrêtant au premier passage à zéro (figure 46). Elles sont alors définies par :

$$L_f = \int_0^{x(f=0)} f(x).dx \quad \text{Et} \quad L_g = \int_0^{x(g=0)} g(x).dx \quad \text{Équation 57}$$

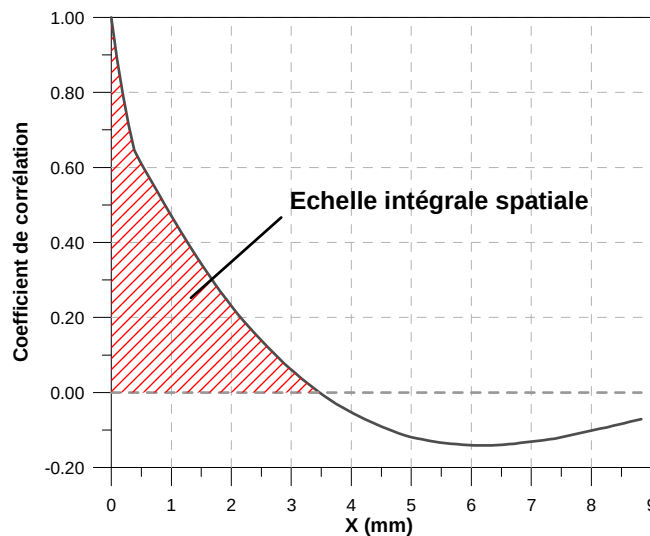


Figure 46 : Schéma de la définition des échelles intégrales spatiales.

L'échelle de Taylor, notée λ , a été déterminée selon l'hypothèse d'un écoulement isotrope [Hinze (1959)]. Nous distinguons deux échelles de Taylor, λ_f et λ_g , respectivement dépendantes de L_f et L_g telles que :

$$\lambda_f = \sqrt{15 \frac{L_f \nu}{u'}} \quad \text{et} \quad \lambda_g = \sqrt{15 \frac{L_g \nu}{v'}} \quad \text{Équation 58}$$

Où ν représente la viscosité cinématique du gaz, L_f et L_g les échelles intégrales longitudinale et transversale et u' et v' les composantes fluctuantes.

3.6.4. Détermination du mode de troncature

Sur la figure 47, un champ de vitesse instantané ainsi que les champs haute fréquence des huit premiers modes de la POD ont été représentés. En observant l'évolution des champs haute fréquence, une homogénéisation de la turbulence peut être observée. Toutefois à partir de cette analyse, il est difficile de trouver un critère absolu pour déterminer le mode permettant d'extraire la turbulence (mode de troncature).

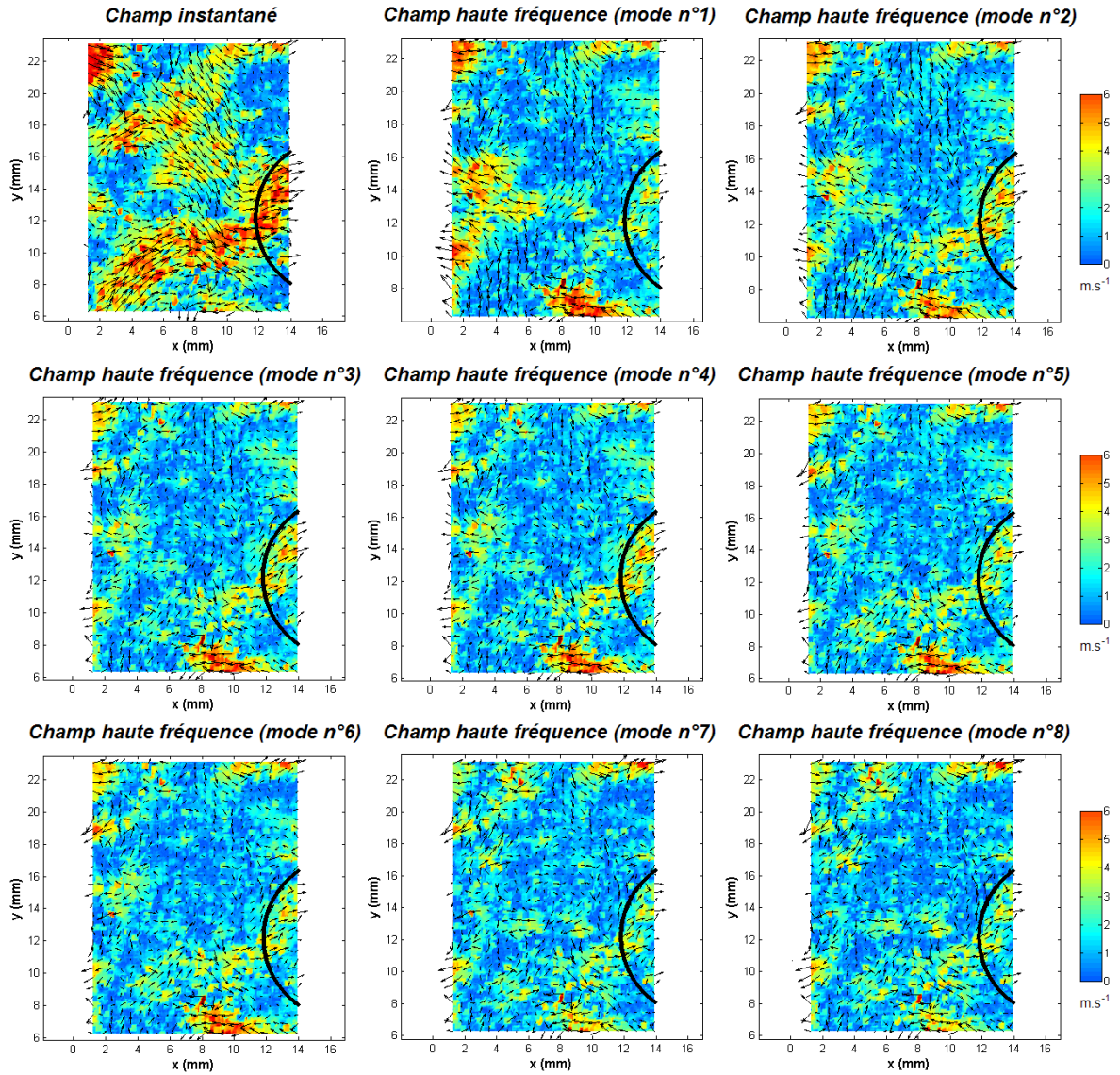


Figure 47 : Champ de vitesse instantané et champs haute fréquence pour les huit premiers modes de la POD ($P_{admission} = 1300$ mbar et $\alpha = -10$ dv).

L'évolution de l'intensité turbulente présentant une diminution quasi-continue en fonction des modes de la *POD* (figure 48), il est difficile de déterminer un critère pour choisir le mode de troncature. Il semble alors nécessaire d'analyser la répercussion des modes de la *POD* sur les grandeurs caractéristiques du champ turbulent telles que les spectres d'énergie de la turbulence ou encore les échelles intégrales spatiales.

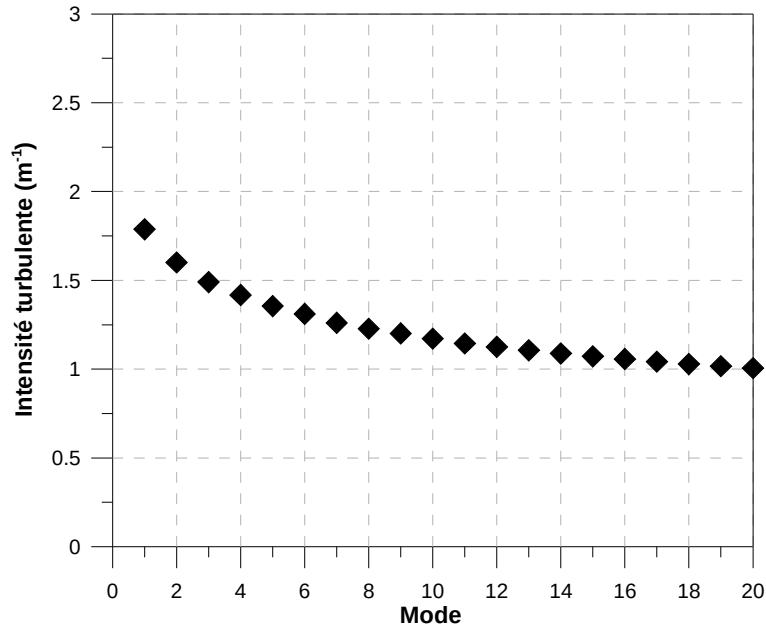


Figure 48 : Evolution de l'intensité turbulente en fonction du mode de la *POD*
($P_{admission} = 1300 \text{ mbar}$ et $\alpha = -10 \text{ dv}$)

Sur la figure 49, sont représentés les spectres de l'énergie de la turbulence obtenus pour différents modes de la *POD* ainsi que la pente $^{-5/3}$, représentative d'une turbulence homogène. La turbulence générée dans la chambre de combustion est donc homogène car les évolutions des spectres de l'énergie de la turbulence montrent bien une décroissance de $^{-5/3}$.

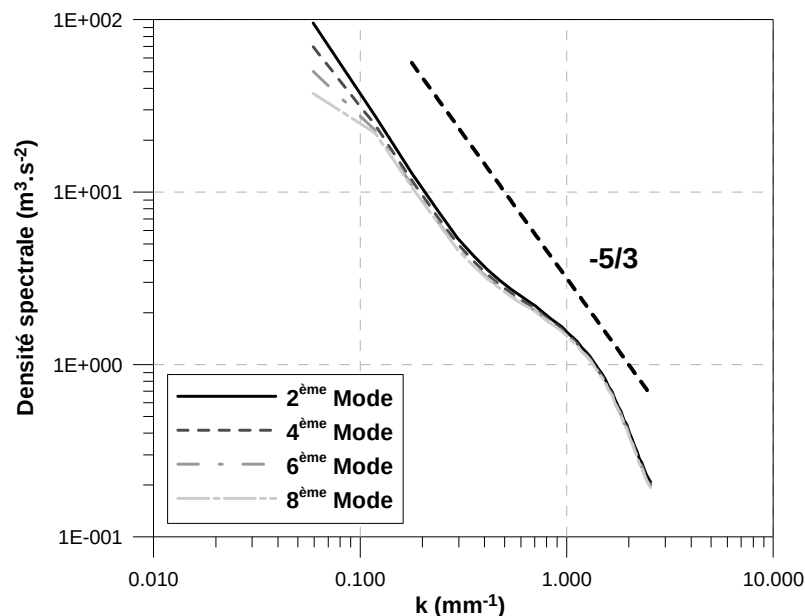


Figure 49 : Spectre de l'énergie de la turbulence pour différents modes de la *POD*
($P_{admission} = 1300 \text{ mbar}$ et $\alpha = -10 \text{ dv}$).

Les spectres obtenus pour les différents modes sont très similaires, même si une légère diminution de l'énergie apparaît avec l'augmentation des modes sur l'ensemble du domaine de fréquence. Toutefois, le choix du mode de troncature ne peut pas être fait à partir de cette simple analyse.

Par conséquent, les échelles intégrales spatiales ont été déterminées en fonction des modes de la *POD* (figure 50).

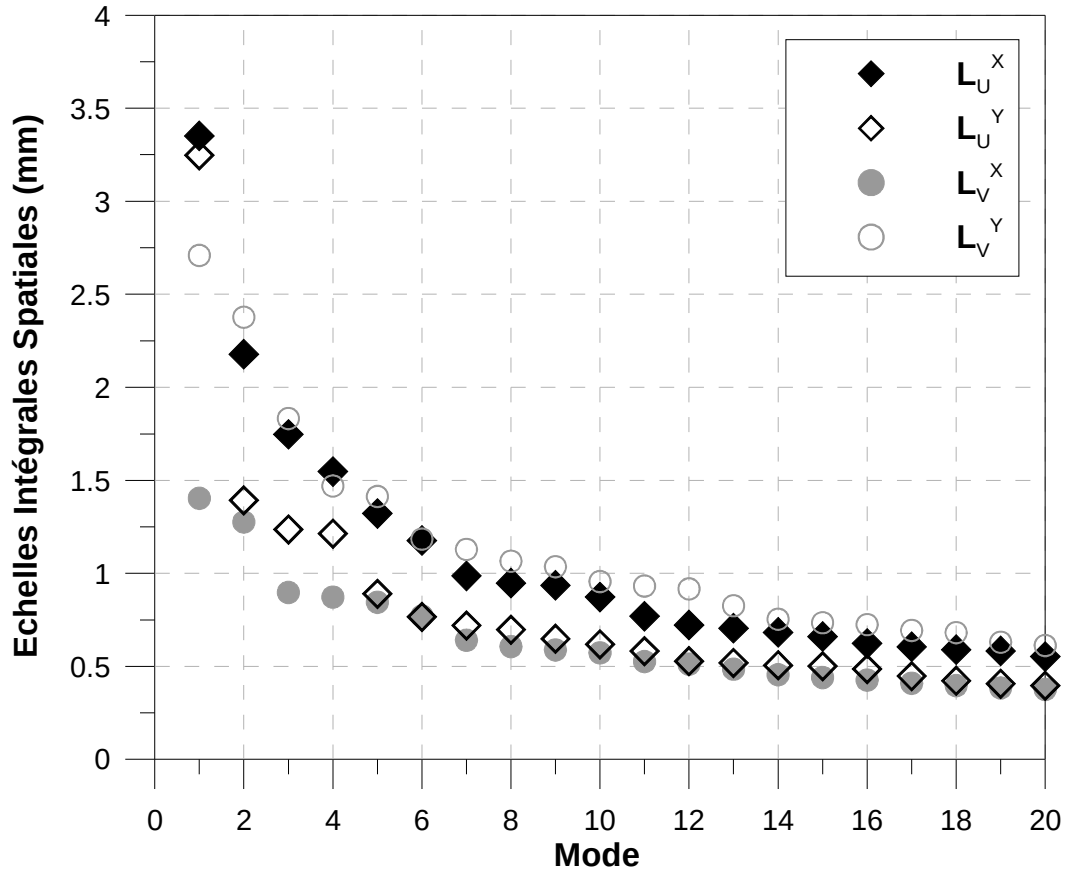


Figure 50 : Evolution des échelles intégrales longitudinales et transversales pour les deux composantes (u et v) en fonction du mode de troncature ($P_{admission} = 1300$ mbar et $\alpha = -10$ dv).

De manière à caractériser la composante fluctuante perpendiculaire à la nappe laser (w'), nous avons supposé que l'écoulement était isotrope. Cette hypothèse semble être confirmée du fait de l'égalité de la valeur des échelles intégrales longitudinales ou transversales ($L_u^x \approx L_v^y$ ou $L_u^y \approx L_v^x$). De plus, la valeur de ces échelles semble peu dépendante de la composante choisie, mais plutôt de la direction (*longitudinale ou transversale*). Il faut également signaler que dans cette étude, la valeur de l'échelle intégrale spatiale a été assimilée à celle de L_u^x car la direction longitudinale est la direction privilégiée par l'écoulement dans cette configuration d'étude.

Lors de cette analyse, il est possible de constater une rupture dans l'évolution des échelles intégrales. Le mode retenu pour extraire la turbulence dans les champs de vitesse instantanés est égale à 6. Toutefois, il est important de souligner que ce choix est très arbitraire car aucun critère absolu n'a pu être mis en évidence, du fait d'une rupture pas réellement franche. Pour illustrer la décomposition d'un champ instantané, nous avons représenté sur la *figure 51* les différents champs obtenus.

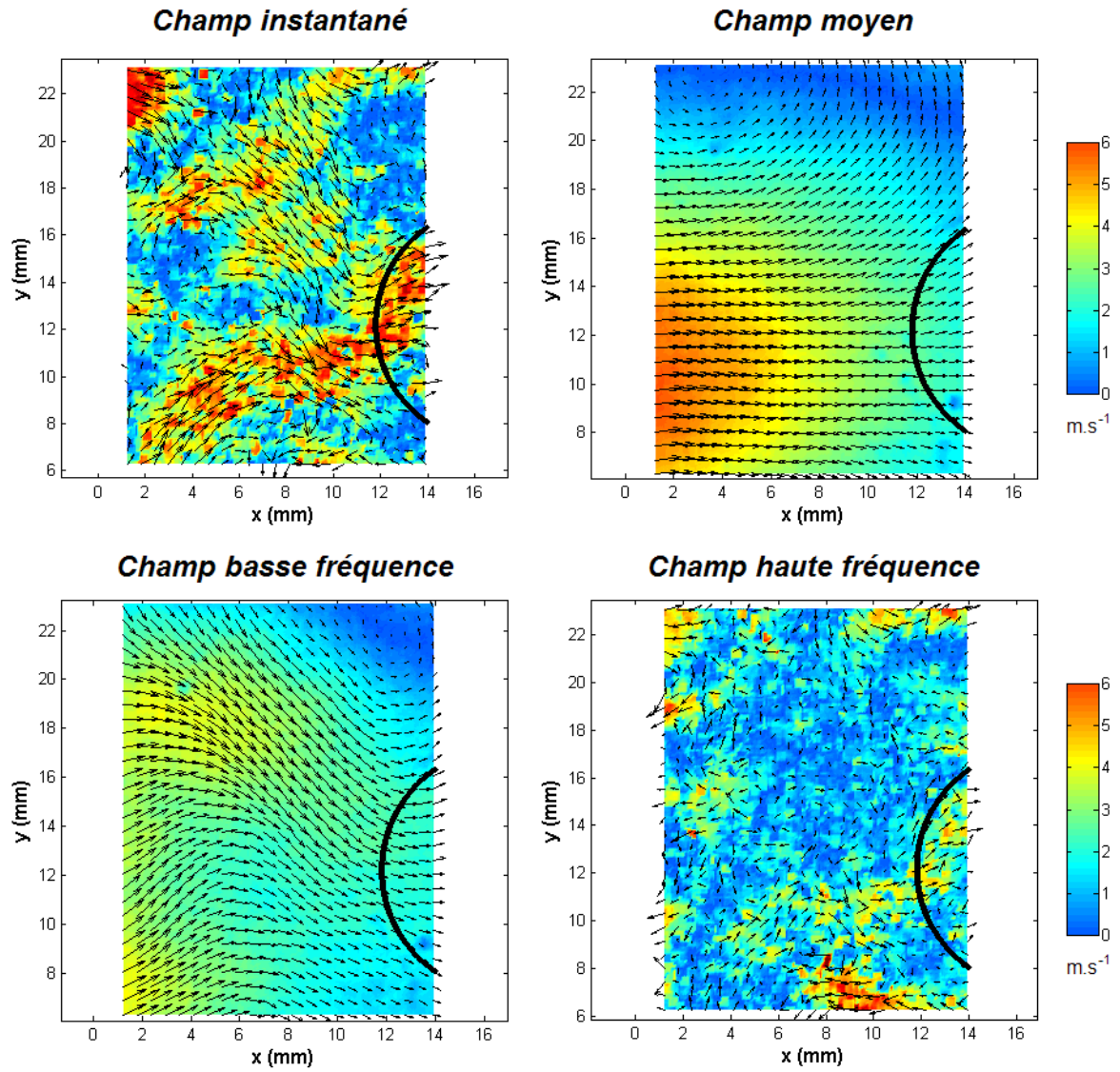


Figure 51 : Décomposition d'un champ de vitesse instantané pour un mode de troncature égal à 6 ($P_{admission} = 1300 \text{ mbar}$ et $\alpha = -10 \text{ dv}$).

4. Visualisation de la combustion dans le moteur à accès optiques

L'un des challenges majeurs dans l'étude de la combustion turbulente prémélangée est de pouvoir prédire la vitesse de combustion turbulente (S_T) en fonction des propriétés physico-chimiques d'un mélange et des caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement. L'interaction entre les structures tourbillonnaires de l'écoulement et la flamme aboutit à des modifications de la forme du front de flamme, et donc de la vitesse. Les techniques d'imagerie basées sur la tomographie laser sont des moyens intéressants pour figer, à un instant donné, le processus de combustion et ainsi extraire et analyser les propriétés de la flamme.

La tomographie par diffusion de Mie est un diagnostic optique assez simple à mettre en place. Outre l'ensemencement de l'écoulement réactif avec un traceur qui disparaît au passage du front de flamme, cette technique ne présente aucune réelle difficulté. Les défauts majeurs de cette technique résident dans sa résolution spatiale due à un ensemencement discret, et aux problèmes liés au dépôt du traceur sur les accès optiques (*réflexions, netteté*). La fluorescence induite par laser (*Laser Induced Fluorescence - LIF*) semble être une alternative intéressante à la diffusion de Mie en termes de résolution, car cette technique utilise un traceur moléculaire. Toutefois, la résolution obtenue en fluorescence induite par laser est liée à la résolution du capteur CCD et de l'intensificateur de la caméra. Or, à nombre de pixels équivalent, une caméra intensifiée est moins bien résolue qu'une caméra classique.

Dans cette étude, seule la tomographie laser par diffusion de Mie sans et avec suivi temporel a été utilisée afin de quantifier les interactions entre la flamme et l'aérodynamique, et les grandeurs caractéristiques de flamme. Les seuls critères optimisés lors de la mise en œuvre de ces diagnostics optiques sont le contraste et la netteté entre les gaz frais et les gaz brûlés.

4.1. Dispositif expérimental de la Tomographie par diffusion de Mie

La tomographie par plan laser est basée sur la diffusion de Mie: une onde laser incidente impacte les particules présentes dans l'écoulement qui réémettent à la même longueur d'onde. Au début des années 80, une approche a été développée et adaptée de manière à visualiser une isotherme en deux dimensions dans un écoulement réactif [Boyer (1980)]. L'écoulement doit êtreensemencé à l'aide de particules qui disparaissent au passage du front de flamme. Il est ainsi possible d'observer la présence de zones avec et sans particules (*figure 52*).



Figure 52 : Visualisation de la combustion par tomographie par diffusion de Mie

L'interface entre ces deux zones correspond à l'isotherme d'évaporation des particules, et est souvent supposée être représentative de la zone de réaction. Toutefois, il est important de signaler que la température d'évaporation des particules (*~500K pour les gouttelettes d'huile de silicone*) est généralement inférieure à celle de la zone de réaction. Les particules disparaissent donc avant d'atteindre la zone de réaction. Il est toutefois admis que la géométrie de cette isotherme est relativement représentative de la zone de réaction lorsque l'épaisseur de la flamme est infiniment mince.

Pour réaliser des mesures de tomographie par diffusion de Mie, il est nécessaire de créer un ensemencement de particules homogène et suffisant dans le plan de mesure et dans le temps afin d'obtenir un contraste lumineux important entre les gaz frais et les gaz brûlés. Pour que la quantité de particules utilisée ne perturbe pas la réaction chimique et/ou les interactions entre la combustion et l'écoulement turbulent, un compromis entre l'ensemencement et la puissance laser doit être trouvé. Le système de diffuseur de gouttelettes d'huile de silicone mis en place lors de la caractérisation de l'aérodynamique répond parfaitement à ces contraintes. Les particules d'huile de silicone utilisées ont une température d'évaporation de ~ 500 Kelvin. Par ailleurs, le principe de base de la *PIV* reposant sur celui de la tomographie par diffusion de Mie, le dispositif expérimental utilisé pour réaliser les mesures de tomographie laser est alors identique à celui décrit précédemment. La principale différence réside dans la double exposition de l'écoulement nécessaire pour caractériser le mouvement des particules en *PIV*. En tomographie, une seule exposition est nécessaire pour analyser et extraire les informations sur la position de l'isotherme. Toutefois, l'utilisation d'une chaîne de mesure *PIV* à l'avantage de permettre un certain suivi temporel de la position de l'isotherme, c'est-à-dire de permettre la détermination de la vitesse de propagation de flamme à un instant t . Ainsi, une première étude nous a permis de caractériser cette vitesse en fonction de la pression d'admission et du taux d'*EGR*.

En combustion turbulente prémélangée, la géométrie du front de flamme est tridimensionnelle et évolue continuellement dans le temps. A partir d'une seule exposition, il est très souvent difficile d'étudier les processus donnant naissance aux différentes structures du front de flamme et/ou de présager de leur évolution. Des études statistiques sur un grand nombre de clichés sont également délicates car les structures du front de flamme dépendent de nombreux phénomènes survenus après l'allumage. Par conséquent, seul un diagnostic permettant le suivi temporel et donnant accès aux différentes étapes de la propagation est en mesure de mettre en évidence ces phénomènes.

Le suivi temporel de la propagation de l'isotherme nécessite l'utilisation d'un laser et d'une caméra rapide, afin d'enregistrer des images à hautes fréquences. Dans cette étude, nous avons eu la chance d'avoir à disposition un système *PIV* rapide, nous permettant ainsi de caractériser simultanément l'isotherme et les vitesses des particules devant cette isotherme. Le laser utilisé est un laser rapide double cavité Nd:YLF Pegasus-PIV délivrant une puissance de 10 mJ à une fréquence de 1 kHz, à la longueur d'onde de 527 nm et une durée pulse inférieure à 180 ns (*la fréquence maximale du système PIV étant de 10 kHz*). Le signal de diffusion de Mie émis par les gouttelettes a été alors enregistré par une caméra Photron ultima APX. La visualisation de la propagation de l'isotherme induit un compromis entre l'optimisation de la résolution spatiale et de la résolution temporelle. Dans ce travail, les visualisations de la position de l'isotherme ont été réalisées tous les degrés vilebrequin. La fréquence du laser est alors fixée à 6,25 kHz et celle de la caméra à 12,5 kHz, ce qui nous donne une résolution de 512×256 pixels². Le montage optique dans cette deuxième phase de l'étude est identique en tout point de vue (*miroirs dichroïques, lentilles, position de la nappe laser dans la chambre de combustion*) à celui utilisé lors des mesures de *PIV*. La caméra a été équipée d'un objectif Tamron de 90 mm de focale et de f/2.5 d'ouverture. Il faut souligner que l'ouverture de la caméra étant très court

(1/fréquence de répétition du laser), l'utilisation d'un filtre interférentiel n'est pas nécessaire pour éviter la saturation du capteur CCD par la combustion.

La synchronisation du système a été réalisée à l'aide du système de synchronisation TSI et d'un signal TTL phasé sur l'angle vilebrequin initial. Il est néanmoins important de signaler que ce type de synchronisation peut représenter un inconvénient lors d'acyclismes importants du moteur puisque le laser, la caméra et la carte d'acquisition sont pilotés temporellement et non en termes d'angle vilebrequin.

4.2. Conditions expérimentales

Les points de fonctionnement moteur retenus pour visualiser les flammes turbulentes de prémélange ont été définis de manière à obtenir une PMI optimale à un régime de rotation de 1200 tr.min^{-1} et à une richesse de 1. Il est néanmoins important de souligner que l'ajout d'une quantité importante d'EGR engendre une difficulté car la combustion devient instable et les risques de ratés d'allumages sont importants. Afin de diminuer la charge thermique du moteur à accès optiques (*moteur plus fragile*), et la quantité de gaz résiduels enfermée dans la chambre de combustion et ainsi de s'assurer d'avoir toujours un mélange stœchiométrique, le mélange carburé a été enflammé un cycle sur six.

Il est également important de noter que la pression d'admission a du être limitée à 1500 mbar, du fait de l'apparition de combustions « anormales » générant des importants gradients de pression. Les différents points de fonctionnement étudiés dans cette étude sont résumés dans le *tableau 11*.

	Tomographie Laser (10 Hz)	Tomographie Laser (6,25 kHz)
0700 mbar 20% EGR	• AvA = 44	•
1000 mbar 20% EGR	• AvA = 44	•
1300 mbar 10% EGR	• AvA = 25	•
1300 mbar 15% EGR	• AvA = 37	•
1300 mbar 20% EGR	• AvA = 44	•
1300 mbar 25% EGR	• AvA = 68	•
1300 mbar 28% EGR	• AvA = 68	
1300 mbar 30% EGR	• AvA = 60	•
1300 mbar 33% EGR	• AvA = 55	
1300 mbar 35% EGR	• AvA = 55	
1500 mbar 20% EGR	• AvA = 44	

Tableau 11 : Conditions expérimentales lors des études en combustion.

(*Remarque :* AvA désigne l'angle d'avance à l'allumage du mélange. Par convention, son signe est positif (négatif) lorsque l'angle est situé avant (après) le point mort haut combustion)

4.3. Extraction du contour du front de flamme

A partir des images obtenues, une extraction des contours de flamme a été réalisée afin de déterminer les vitesses de combustion turbulente et/ou les caractéristiques géométriques locales de la flamme. La présence de réflexions et/ou de « *beam steering* » créant un niveau de gris non uniforme dans la zone des gaz frais et des gaz brûlés, l'histogramme permettant de caractériser le seuil de binarisation n'a pas pu être déterminé à partir des images brutes. Afin de minimiser le bruit engendré par les réflexions, une image de fond moyenne (*obtenue sur 50 images sans combustion*) a été soustraite aux images brutes et des masques ont été appliqués, notamment au niveau de la bougie. La détermination de la valeur du seuil a alors été effectuée

de manière automatique pour chaque image en utilisant la méthode de Otsu, dont le principe consiste à minimiser la variance des deux groupes de pixels créés [Otsu (1979)]. Les images ont alors été binarisées en affectant la valeur 0 (*correspond au noir*) à tous les pixels dont le niveau de gris est inférieur au seuil de binarisation et la valeur 1 (*correspond au blanc*) à tous les autres (*figure 53*).

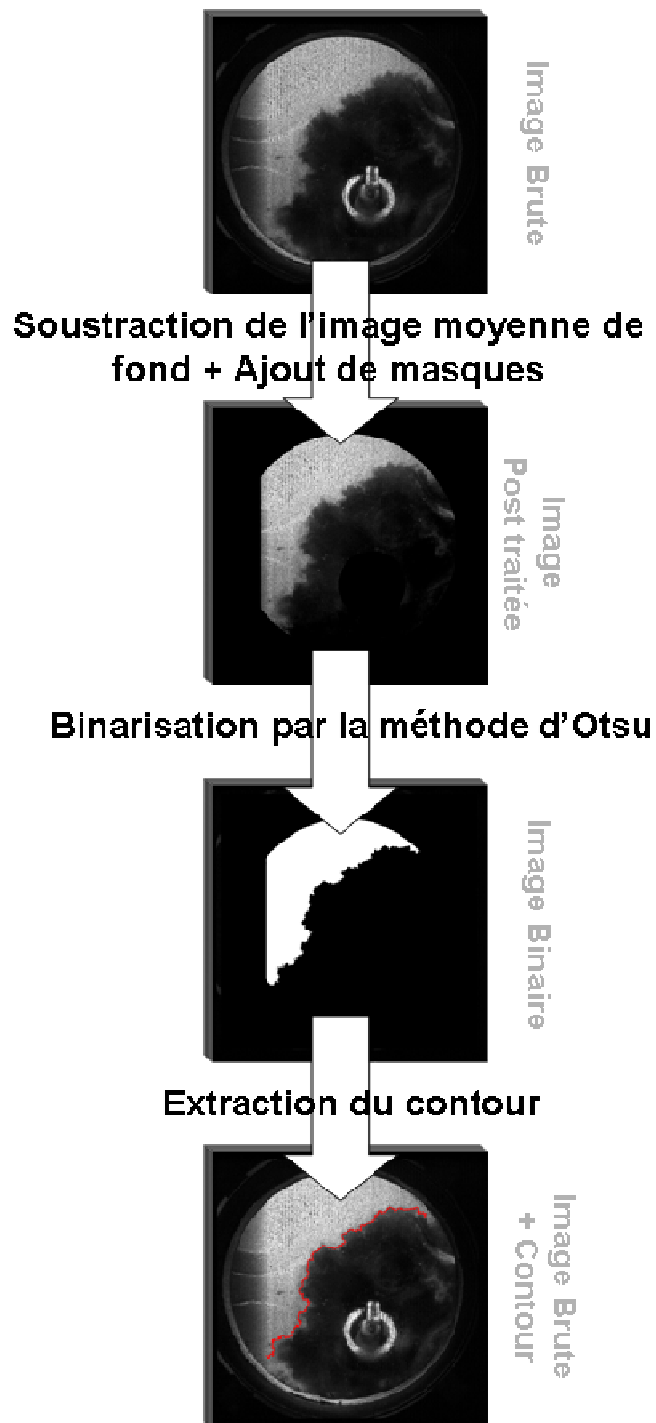


Figure 53 : Méthodologie de binarisation des images brutes

L'extraction du front de flamme est basée sur la détection des pixels voisins les uns des autres qui délimitent les différentes zones d'une image binaire (*blanche et noire*). Un bruit de pixellisation, inhérent à l'utilisation d'un format numérique pour l'enregistrement des images,

apparaît sur le contour. Il faut également garder à l'esprit qu'un bruit supplémentaire, associé au caractère discret de l'ensemencement utilisé lors de la tomographie par diffusion de Mie, vient s'y ajouter. Afin de supprimer le bruit engendré par la pixellisation, un filtre spatial a été utilisé. Le paramètre essentiel est le choix de l'échelle de filtrage : une échelle de filtrage trop petite ne lisse pas suffisamment le contour alors qu'une échelle trop grande supprime des plissements caractéristiques du front de flamme. Comme le montre la *figure 54*, un filtrage sur trois pixels est amplement suffisant pour ne supprimer que le bruit engendré par la pixellisation.

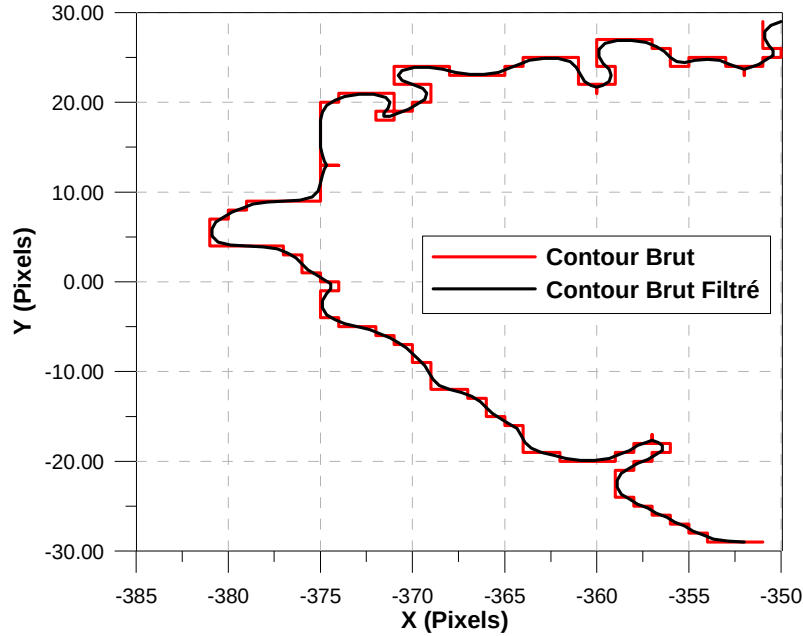


Figure 54 : Exemple d'un contour brut et filtré.

(Attention : dans la suite de cette étude, nous considérerons uniquement le contour non pixelisé que nous désignerons par le terme « Contour brut »).

4.4. Caractéristiques géométriques locales du front de flamme

De nombreuses grandeurs caractéristiques locales sont nécessaires pour connaître les propriétés des flammes turbulentes. Le contour a été alors assimilé à une courbe paramétrique définie par ses coordonnées x et y , fonction de l'abscisse curviligne (s). Il faut toutefois garder à l'esprit que les grandeurs caractéristiques sont estimées dans un plan bidimensionnel alors que les phénomènes agissant sur la flamme sont tridimensionnels.

Le vecteur unitaire normal (n) est par définition orienté vers les gaz frais, et est défini en tout point du contour par ses coordonnées (n_x , n_y) telles que :

$$n_x = \frac{-\dot{y}}{\sqrt{\dot{x}^2 + \dot{y}^2}} \quad \text{Et} \quad n_y = \frac{\dot{x}}{\sqrt{\dot{x}^2 + \dot{y}^2}} \quad \text{Équation 59}$$

De la même manière, le vecteur unitaire tangent (t) peut alors être défini en tout point du contour par ses coordonnées (t_x , t_y) telles que :

$$t_x = \frac{\dot{x}}{\sqrt{\dot{x}^2 + \dot{y}^2}} \quad \text{Et} \quad t_y = \frac{\dot{y}}{\sqrt{\dot{x}^2 + \dot{y}^2}} \quad \text{Équation 60}$$

Le calcul de la courbure locale sur le contour du front de flamme est semblable à celui effectué pour obtenir les vecteurs unitaires normaux et tangents. Par convention, le signe de la courbure est positif (*néglatif*) lorsque le front de flamme est concave (*convexe*) du côté des gaz brûlés (*figure 55*). A partir des dérivées premières et secondes des coordonnées du contour, la courbure (h) s'exprime par :

$$h = \frac{\ddot{y}\dot{x} - \dot{y}\ddot{x}}{(\dot{x}^2 + \dot{y}^2)^{3/2}} \quad \text{Équation 61}$$

La courbure en un point du front de flamme est déterminée à partir d'un segment d'une longueur de 1 mm centré sur le point considéré. Les dérivées premières et secondes sont issues des coefficients d'un polynôme d'ordre 3 qui approxime ce segment. Par définition le rayon de courbure est égal à l'inverse de la courbure.

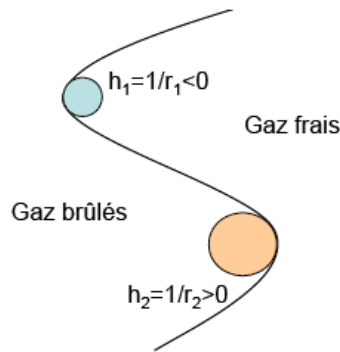


Figure 55 : Définition de la convention de signe des courbures.

4.5. Contour instantané filtré du front de flamme

Les diagnostics optiques utilisés dans cette étude permettent d'accéder à la position du front de flamme à un instant t . Nous verrons par la suite que pour certains traitements, il est préférable de travailler avec le contour moyen. Ce contour moyen correspond à la variable de progrès ($c = 0.5$) où statistiquement la probabilité de rencontrer le front de flamme est la plus importante ($c = 0$ étant localisé dans les gaz frais et $c = 1$ dans le gaz brûlés). La variable de progrès représente l'état d'avancement de la combustion, et peut être déterminée à partir de la relation [Bray (1988), Chen et al. (1996)] :

$$c = \frac{T - T_u}{T_{ad} - T_u} \quad \text{Équation 62}$$

Où T représente la température locale des gaz, T_u la température des gaz frais et T_{ad} la température adiabatique de la flamme.

Notons que la variable de progrès peut également être déterminée à partir de la moyenne des images binaires [Shepherd (1996)] ou encore à partir de l'étude de la fonction de probabilité de la localisation du front de flamme autour du contour moyen [Foucher (2002)]. Si ces méthodes de détermination ne présentent aucune ambiguïté dans le cas d'un brûleur stationnaire et dans le cas d'une propagation instationnaire parfaitement reproductible, elles peuvent être remises en question pour des applications similaires à la nôtre. En effet, les fluctuations cycle à cycle observées sur les images vont apporter une information supplémentaire à celle générée

par la turbulence et par les petites structures de flamme. Ces fluctuations vont alors avoir pour effet d'épaissir le front de flamme [Knauss et al. (2001)]. Il peut également arriver que les fluctuations ne permettent pas d'atteindre une variable de progrès égale à 1 [Smallwood et al (1996)]. Les méthodes les plus fréquemment utilisées pour déterminer la position du contour moyen ($\bar{c} = 0.5$) et le contour instantané filtré sont les suivantes :

- Extraction du contour moyen à partir de la moyenne des images binaires [Shepherd (1996), Knaus et al. (1999)],
- Extraction du contour moyen à partir de la moyenne des images binaires en les recalant par rapport à leur centre de gravité [Renou (1999)],
- Approximation par un cercle propre à chaque front de flamme tel que la distribution de la position de la flamme par rapport au cercle soit centré sur zéro. De cette manière, les fluctuations de positions du centre de gravité et de surface de flamme seront éliminées,
- Filtrage des plissements haute fréquence représentatifs de la turbulence en faisant en sorte que la distribution de la position du front de flamme par rapport à cette courbe soit centrée sur zéro. Les fluctuations liées à l'écoulement basse fréquence, à la position et à la surface de la flamme seront ainsi éliminées. L'échelle de filtrage est alors représentative du rayon moyen de la flamme [Lecordier (1997)].

L'idée est ici de déterminer un contour instantané filtré satisfaisant un certain nombre de critères tout en supprimant les différentes fluctuations. Il a été démontré que la dernière méthodologie permet d'approximer le front de flamme de manière très satisfaisante tout en supprimant, selon nos critères, l'ensemble des fluctuations que peut subir la flamme [Foucher (2002)]. Or, la caractérisation du rayon moyen étant impossible à partir de nos images de tomographie (*visualisation partielle de la flamme*), il a été nécessaire de définir un autre critère de filtrage. Dans cette étude, nous avons alors considéré que le plissement à grande échelle du front de flamme est du à l'échelle intégrale spatiale. Notons que pour caractériser le contour instantané filtré du front de flamme, nous avons repris le même type de filtrage spatial (*soit un filtre numérique*) que pour supprimer le bruit sur le contour brut. Ainsi, en considérant le théorème de Nyquist, le critère de filtrage devrait être égal, au minimum, à deux fois l'échelle intégrale spatiale. Après avoir testé l'homothétie de contours successifs en fonction de l'échelle de filtrage, le critère de filtrage a été arbitrairement considéré égal à **deux fois** l'échelle intégrale spatiale. La figure 56 montre un exemple de contour instantané filtré.

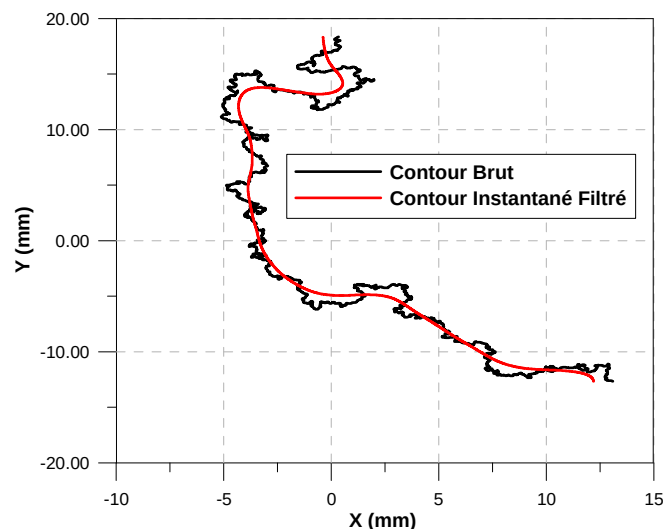


Figure 56 : Exemple du contour brut et instantané filtré (Echelle de filtrage = 2 mm).

4.6. Vitesse de combustion turbulente

Lors d'une étude bibliographique, nous avons pu recenser trois principales définitions de la vitesse de combustion turbulente. Ainsi, pour certains auteurs [Cheng et al. (1991), Shepherd et al (1994), Gouldin (1996), Filatyev et al. (2005)] la vitesse de combustion turbulente est un indicateur local ou global de la vitesse de consommation des réactifs. Pour d'autres [Bradley (1992), Poinot et al. (1996), Renou (1999)], la vitesse de combustion turbulente représente la vitesse à laquelle le front de flamme se propage dans le repère fluide :

$$\text{Vitesse globale de consommation :} \quad \frac{\dot{m}_u}{\rho_u A_{\bar{c}=0,5}} \quad \text{Équation 63}$$

Où $\dot{m}_u$ représente le débit massique de gaz frais, ρ_u la masse volumique des gaz frais et $A_{\bar{c}=0,5}$ la surface définie par le contour $\bar{c} = 0,5$

$$\text{Vitesse locale de consommation :} \quad S_L^0 I_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \Sigma d\eta \quad \text{Équation 64}$$

Où S_L^0 représente la vitesse de combustion laminaire non étirée, I_0 le terme correctif de l'étirement, Σ la densité de surface de flamme et η la normale au contour filtré.

$$\text{Vitesse locale de déplacement :} \quad (U_d - U_{Gaz}).n \quad \text{Équation 65}$$

Où U_d représente la vitesse de propagation du front de flamme, U_{Gaz} la vitesse des gaz présents devant le front de flamme et n la normale au contour filtré.

Malgré que les résultats obtenus à partir de ces trois définitions ne soient pas comparables entre eux [Shepherd et al. (2001), Lawn et al (2006)], il est impossible d'en privilégier une par rapport à une autre. Dans cette étude, nous avons choisi de définir la vitesse de combustion turbulente, notée S_T , comme étant égale à la vitesse de déplacement local du front de flamme dans le repère fluide, car cette vitesse est facilement accessible expérimentalement (figure 57).

Afin de réduire le temps de calcul nécessaire à l'analyse des images de tomographie, nous avons considéré que la vitesse de propagation du front de flamme pouvait être caractérisée à partir du rapport entre la distance parcourue par un élément de surface infinitésimal suivant **sa normale** et le temps de propagation, notée S_d (figure 58). Il ne faut pas oublier que les fronts de flamme sont considérés **faiblement plissés** et **suffisamment homothétiques** afin de considérer l'angle entre le vecteur vitesse $\vec{U}_d$ et le vecteur normal $\vec{n}$ **suffisamment petit** pour émettre l'hypothèse que $\vec{U}_d$ est colinéaire à $\vec{n}$. La validité de cette hypothèse reposant en partie sur le choix du Δt , le Δt a été optimisé de manière à obtenir une bonne précision sur la détermination de la distance entre deux contours instantanés filtrés successifs et des effets tridimensionnels limités.

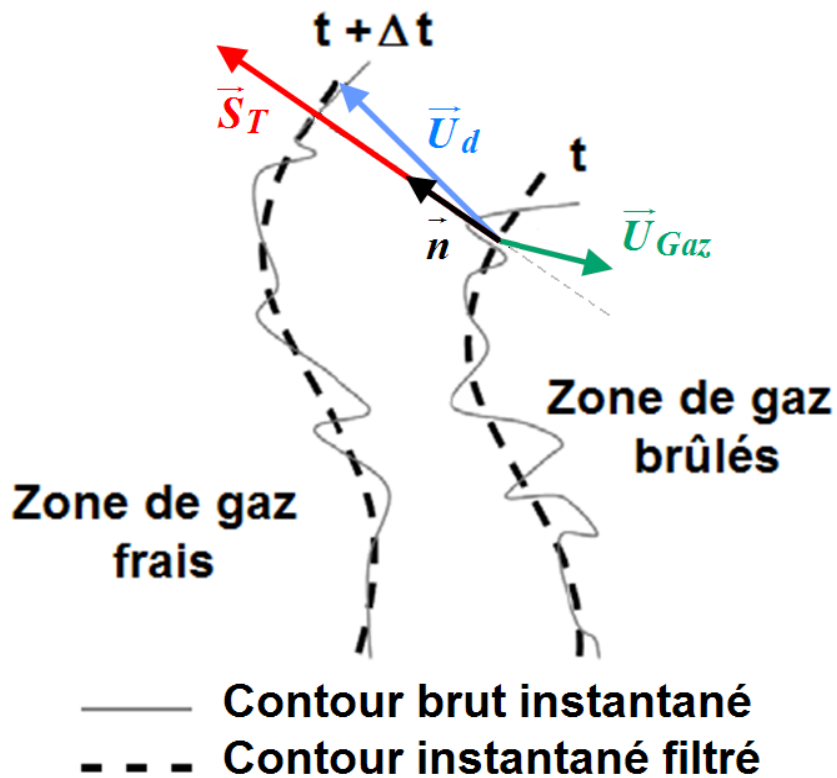


Figure 57 : Définition de la vitesse de combustion turbulente (S_T).

(Remarque : $\vec{n}$ représente le vecteur unitaire normal à l'élément de surface du front de flamme considéré et orienté vers les gaz frais.)

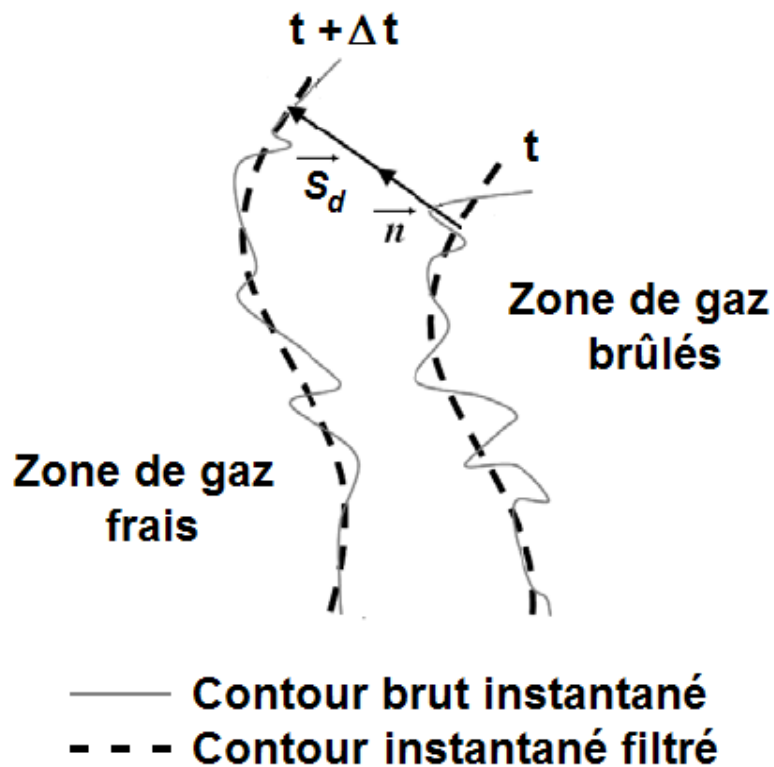


Figure 58 : Définition de la vitesse de propagation du front de flamme (S_d).

Dans cette étude, deux approches ont été mises en place pour caractériser la vitesse de combustion. Dans un premier temps, nous avons fait l'hypothèse qu'il était possible de calculer localement cette vitesse de combustion à partir de la vitesse moyenne de l'écoulement, notée $U_{\text{écoulement}}$, et de la vitesse moyenne de propagation du front de flamme. Pour cela, nous avons réalisé une cartographie spatiale pour chacune de ces vitesses à l'aide du système *PIV* cadencé à une fréquence de 10 Hz (*figure 59*).

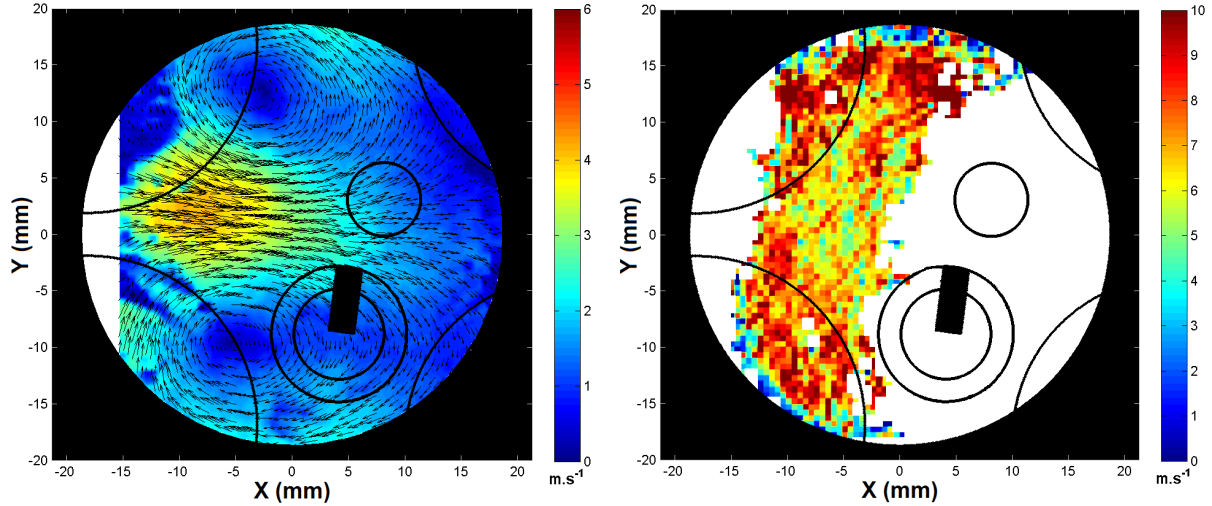


Figure 59 : Exemple d'une cartographie spatiale de la vitesse moyenne de l'écoulement aérodynamique (à gauche) et de la vitesse moyenne de propagation du front de flamme (à droite).

(*Remarque :* les zones blanches dans les différentes cartographies représentent les zones où il a été impossible obtenir des informations du fait de la non présence de la nappe laser et/ou du front de flamme.)

Ainsi, en considérant l'équation de conservation de masse à travers le front de flamme et la convection de la flamme introduite par les mouvements à grandes échelles de l'écoulement, il est possible d'écrire la relation suivante :

$$\underbrace{\bar{S}_T}_{S_T} \cdot \vec{n} = \frac{\rho_u}{\rho_b} \left(\underbrace{\bar{U}_d}_{S_d} \cdot \vec{n} - \underbrace{\bar{U}_{\text{écoulement}}}_{S_{\text{écoulement}}} \cdot \vec{n} \right) \quad \text{Équation 66}$$

Soit d'après une moyenne conditionnée par la présence du front de flamme, l'équation précédente peut alors s'écrire :

$$\bar{S}_T = \frac{\rho_u}{\rho_b} \left(\bar{S}_d - \bar{S}_{\text{écoulement}} \right) \quad \text{Équation 67}$$

Où ρ_u et ρ_b représentent respectivement la masse volumique des gaz frais et des gaz brûlés. Définie de cette façon, la vitesse de combustion (S_T) dépend des caractéristiques moyennes de l'écoulement aérodynamique et du front de flamme, mais également de l'expansion thermique provoquée par le gradient de température entre les gaz frais et les gaz brûlés. Toutefois, il faut garder à l'esprit que cette relation n'est valable que dans l'hypothèse où le rapport des masses volumiques est assez proche de celui obtenu pour des températures de combustion adiabatiques [Popes et al (1986)]. Sur la figure 60, nous avons illustré la cartographie spatiale de la vitesse de combustion turbulente résultante de ce post-traitement.

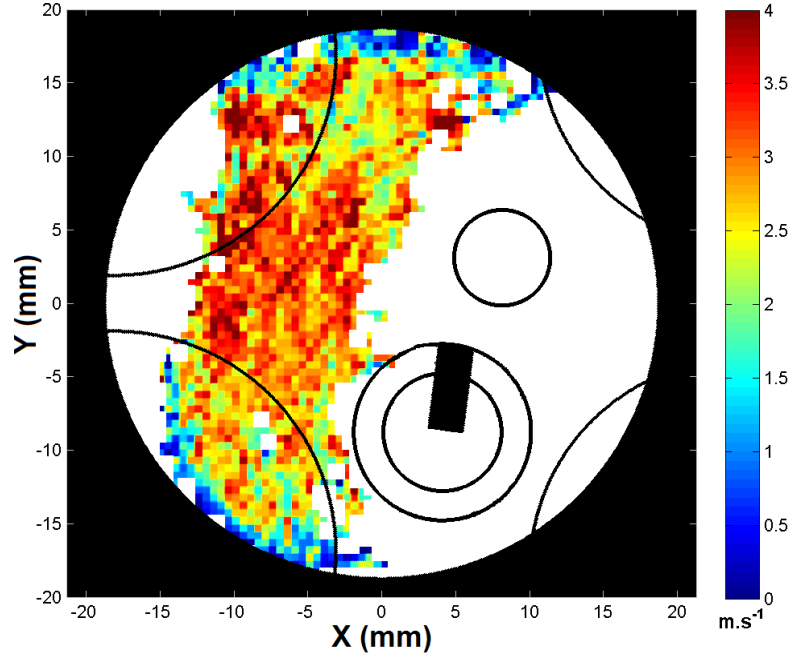


Figure 60 : Cartographie spatiale de la vitesse moyenne de combustion turbulente.

Dans la suite de cette étude, nous avons considéré la vitesse de combustion turbulente dans son ensemble, c'est-à-dire que toutes les valeurs de S_T présentées dans ce manuscrit sont des valeurs globales moyennes. Notons aussi que cette méthodologie de calcul sera désignée sous la dénomination : « **Approche sans suivi temporel** ».

Dans un deuxième temps, nous avons calculé la vitesse locale de combustion turbulente à partir de la vitesse instantanée des gaz frais présents devant le front de flamme, notée U_{Gaz} , et de la vitesse instantanée de propagation du front de flamme. Pour cela, nous avons caractérisé localement et simultanément la vitesse des gaz frais et la vitesse de propagation du front de flamme à l'aide du système *PIV* rapide cadencé à une fréquence de 6,25 kHz. Ainsi, nous pouvons écrire la relation suivante :

$$\underbrace{\bar{S}_T \cdot \vec{n}}_{S_T} = \underbrace{\bar{U}_d \cdot \vec{n}}_{S_d} - \underbrace{\bar{U}_{Gaz} \cdot \vec{n}}_{S_{Gaz}} \quad \text{Équation 68}$$

Soit

$$\bar{S}_T = \bar{S}_d - \bar{S}_{Gaz} \quad \text{Équation 69}$$

De la même manière que dans l'approche sans suivi temporel, la vitesse de combustion a été considérée comme une valeur globale moyenne. Notons que cette méthodologie de calcul sera désignée sous la dénomination : « **Approche avec suivi temporel** ».

La valeur du seuil de binarisation étant un des paramètres déterminants pour la caractérisation de la vitesse de combustion turbulente, la sensibilité des méthodes de calculs face à cette variable a alors été vérifiée. L'étude réalisée dans ce sens a consisté à faire varier la valeur du seuil autour de la valeur calculée à l'aide de la méthode de Otsu [Otsu (1979)] et d'en observer les conséquences (figure 61).

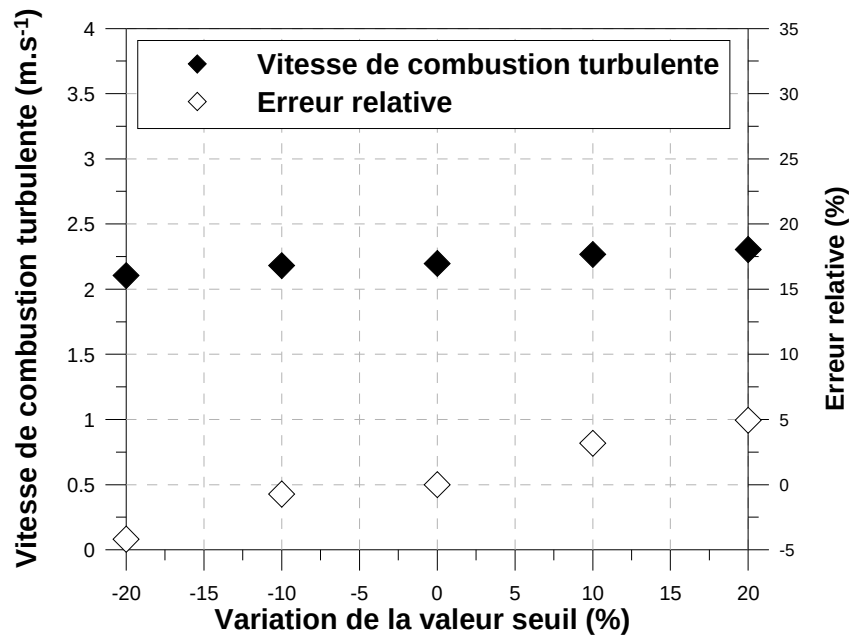


Figure 61 : Influence de la valeur du seuil de binarisation sur la caractérisation de la vitesse de combustion turbulente ($P_{adm} = 700$ mbar, $EGR = 20\%$ et $\phi = 1$).

La figure 61 montre que la variation de la valeur du seuil de binarisation de $\pm 20\%$ autour de la valeur calculée à l'aide de la méthode de Otsu entraîne peu de différence sur la valeur de la vitesse de combustion turbulente : l'erreur relative maximale est seulement de $\pm 5\%$. Les méthodologies utilisées dans cette étude sont donc peu sensibles à la valeur du seuil.

La caractérisation de la vitesse de combustion turbulente reposant sur la détermination du contour instantané filtré, la sensibilité des méthodes de calculs face à l'échelle de filtrage utilisée a aussi été testée. L'étude réalisée dans ce but a consisté à faire varier l'échelle de filtrage autour de la valeur choisie et d'en observer les conséquences (figure 62).

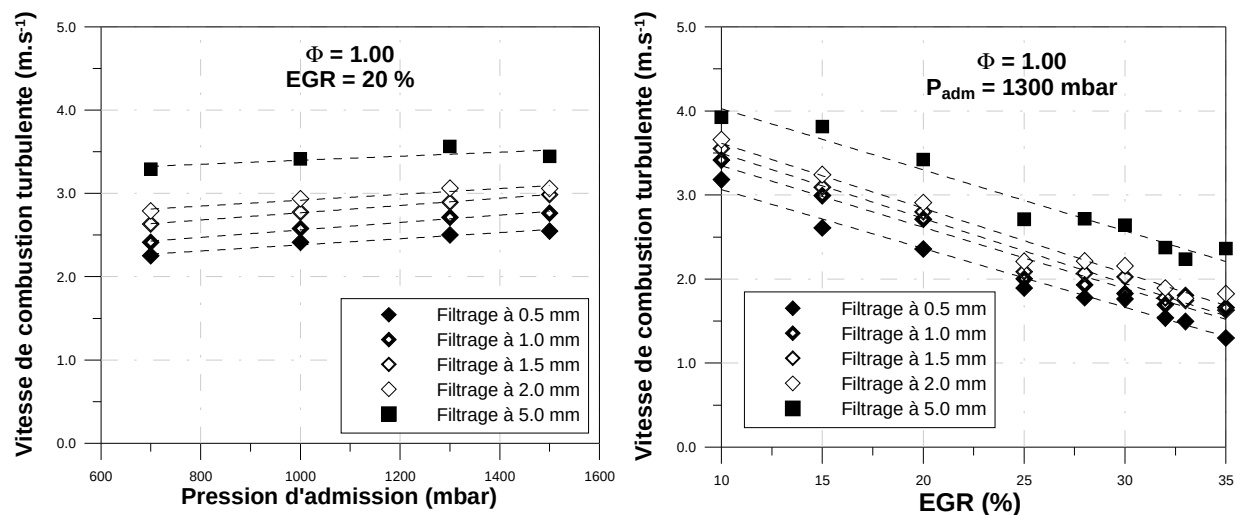
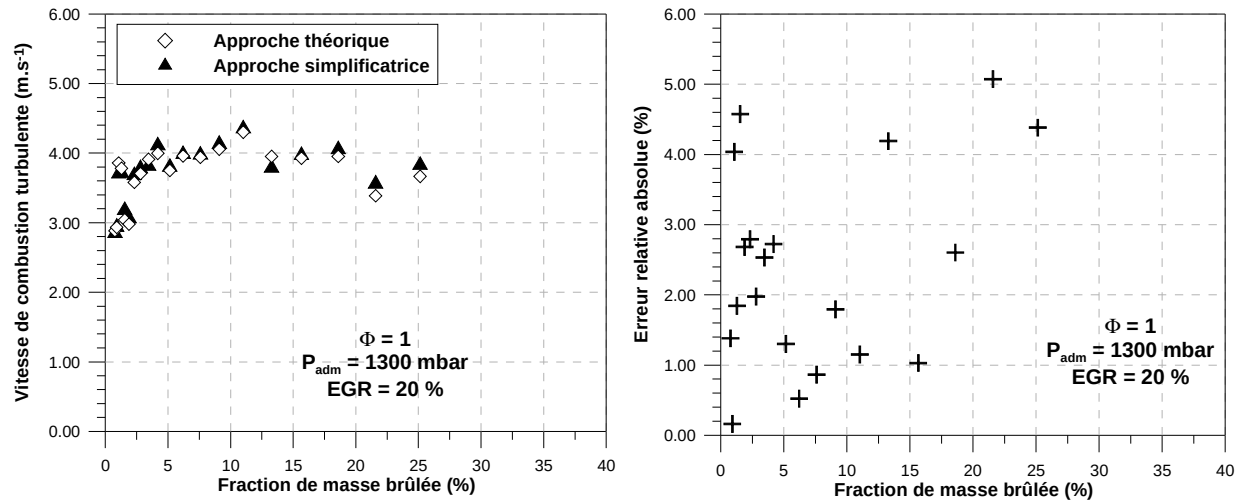


Figure 62 : Influence de l'échelle de filtrage sur la caractérisation de la vitesse de combustion turbulente en fonction de la pression d'admission (à gauche) et de la dilution (à droite)

La figure 62 montre que la variation de l'échelle de filtrage autour de la valeur choisie entraîne une différence non négligeable sur la valeur de la vitesse de combustion turbulente :

l'erreur relative moyenne est de $\pm 20\%$. Les méthodes de calculs de la vitesse de combustion turbulente sont donc sensibles au choix de l'échelle de filtrage. Il est néanmoins important de noter que toutes les évolutions obtenues en fonction de la pression d'admission et de la dilution sont similaires.

Afin d'évaluer l'erreur induite par l'hypothèse émise pour la détermination de la vitesse de propagation de la flamme (U_d), nous avons comparé la vitesse de combustion turbulente (S_T) globale moyenne obtenue à partir de l'**approche théorique** (S_T est extrait en considérant le fait que le vecteur $\vec{U}_{Gaz} + \vec{S}_T \vec{n}$ intercepte le front de flamme, les vecteurs $\vec{U}_{Gaz}$ et $\vec{n}$ étant connus) et de l'**approche simplifiée**. La figure 63 montre que l'erreur relative maximale induite par l'hypothèse sur la valeur globale moyenne de S_T est au maximum de 5%.



4.7. Estimation du taux moyen de réaction intégré sur l'épaisseur de la flamme turbulente

A la vue du degré de complexité des phénomènes intervenant lors d'une combustion turbulente de prémélange, le recours à la modélisation semble être une solution intéressante. Un terme important dans la modélisation pour la fermeture de l'équation de transport des espèces chimiques est le taux moyen de production chimique par unité de volume, noté $\langle w \rangle$. Le modèle proposé par Bray, Moss et Libby [Bray et al. (1984)] est basé sur l'analyse physique des phénomènes et sur une notion de densité de surface de flamme, notée Σ . Cant et Bray [Cant et al. (1988)] proposent une formulation spatiale du taux de réaction :

$$\langle w \rangle = \rho_u S_L^0 I_0 \Sigma \quad \text{Équation 70}$$

Où $\langle w \rangle$ représente le taux moyen de réaction, ρ_u la masse volumique des gaz frais, S_L^0 la vitesse de combustion laminaire non étirée, I_0 un terme correctif pour prendre en compte les effets de l'étirement. Notons que dans cette étude le terme correctif I_0 sera considéré égal à 1 pour l'ensemble des cas étudiés.

De nombreuses méthodes ont été proposées pour déterminer la densité de surface de flamme :

- o Calcul de la densité de surface de flamme géométrique dans un élément de surface infinitésimale [Veynante et al. (1994), Shepherd (1996)],
- o Détermination de la densité de surface de flamme basée sur le nombre d'intersections des contours de flamme avec les iso-contours de la variable de progrès moyenne $\bar{c}$ [Cant et al. (1988), Bray et al. (1989)],
- o Détermination de la densité de surface de flamme basée sur une description statistique directe du nombre d'intersections des contours de flamme avec la normal à l'iso-contour de la variable de progrès moyenne $\bar{c} = 0.5$ [Gouldin et al. (1995), Knauss et al. (2001)].

Dans cette étude, nous avons considéré l'approche proposée par Gouldin et al. [Gouldin et al. (1995)] qui montre que la densité de surface de flamme peut s'exprimer telle que :

$$\Sigma = \left\langle \frac{1}{|\vec{N} \cdot \vec{n}_\eta|} \right\rangle_{\bar{c}=0.5} n_{\eta,c} \quad \text{Équation 71}$$

Où $\vec{N}$ désigne le vecteur directeur unitaire perpendiculaire à la flammelette, $\vec{n}_\eta$ le vecteur unitaire perpendiculaire à l'iso-contour $\bar{c} = 0,5$, $n_{\eta,c}$ la densité d'intersection des flammelettes le long de η et σ le cosinus de l'angle entre $\vec{N}$ et $\vec{n}_\eta$ (figure 64). Notons que le cosinus de l'angle vaut 0 lorsque le front de flamme est parallèle à l'iso-contour, et 1 lorsque le front de flamme est perpendiculaire à l'iso-contour.

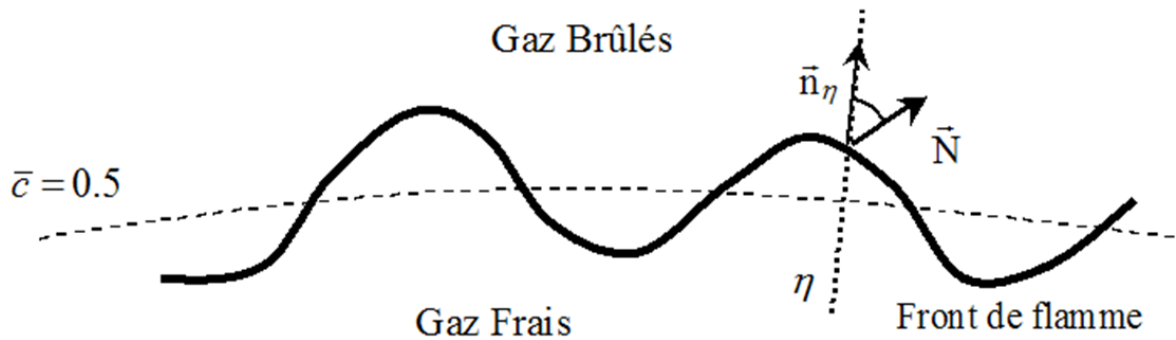


Figure 64 : Définition de l'intersection des flammelettes avec η et du cosinus de l'angle.

(Rappelons que l'iso-contour $\bar{c} = 0,5$ correspond au contour moyen défini dans le paragraphe 4.5 de ce chapitre.)

Notons que le taux moyen de réaction intégré sur l'épaisseur de la flamme turbulente, noté B_T , analogue à l'une des définitions de la vitesse de combustion turbulente (voir le paragraphe 4.7 de ce chapitre), peut être un paramètre intéressant pour estimer l'évolution de la vitesse de la vitesse de combustion turbulente :

$$B_T = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle w \rangle . d\eta \quad \text{soit} \quad B_T = \rho_u S_L^0 I_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \Sigma . d\eta \quad \text{Équation 72}$$

Conclusions

L'objectif de ce troisième chapitre était de présenter le moteur à accès optiques ainsi que les différents dispositifs expérimentaux et numériques mis en œuvre lors de ce travail de thèse. Il est important de souligner qu'une part non négligeable de ce travail de thèse a été consacrée au développement et à la mise en place d'une configuration moteur permettant d'étudier les modes de combustion essence dans des conditions thermodynamiques proches de celles d'un moteur à allumage commandé « *downsizing* ». L'une des principales difficultés rencontrées lors de cette étude a résidé dans l'apparition de combustions anormales. Ces combustions générant de gradients de pression destructifs pour le moteur, nous avons dû limiter la pression d'admission à 1500 mbar absolu.

La caractérisation de l'aérodynamique a été réalisée avec la technique de la vélocimétrie par image de particules. La mise en œuvre de cette méthode de mesure a été complexifiée par l'environnement particulier des expériences, c'est-à-dire pression et température élevées, accès optiques limités et milieux confinés. De plus, malgré l'importance de la connaissance de la turbulence dans l'étude de la combustion turbulente de prémélange, aucune méthodologie fiable n'existe pour extraire les grandeurs caractéristiques de la turbulence. La décomposition orthogonale aux valeurs propres (*POD*) a été choisie pour extraire ces grandeurs caractéristiques car elle permet d'obtenir une décomposition des champs de vitesse instantanés sur un critère énergétiques et d'obtenir des évolutions spectrales très intéressantes. Il faut également garder à l'esprit que la caractérisation de l'aérodynamique a été réalisée sans combustion.

Lors de cette étude, l'utilisation des systèmes *PIV* couplée avec des analyses locales du front de flamme a permis de mettre en place différents traitements pour les différentes vitesses (*vitesse de l'écoulement ou des gaz frais et vitesse de propagation*) nécessaires à la caractérisation de la vitesse de combustion turbulente. La précision de cette grandeur dépend fortement de la qualité des images de tomographie, du choix de l'échelle de filtrage pour la détermination du contour instantané filtré et de la véracité de l'hypothèse d'une propagation normale. Ainsi, même si le cumul des erreurs semble être un obstacle pour une analyse quantitative, les méthodologies utilisées pour calculer la vitesse de combustion turbulente semblent être amplement satisfaisantes pour une ***analyse qualitative***.

Résultats et Analyses

1. Etude des grandeurs caractéristiques de la combustion

L'analyse des grandeurs physiques liées au moteur, notamment la pression cylindre, permet d'obtenir des informations sur les grandeurs physiques globales de la combustion. L'utilisation des lois thermodynamiques permet de relier la pression à d'autres paramètres tels que la température, le taux de dégagement de chaleur ou encore la fraction de masse brûlée. Afin de débiter cette étude sur la combustion turbulente de prémélange dans des conditions représentatives d'un fonctionnement « *downsizing* », un modèle d'analyse de combustion *0D* basé sur une approche de type zone a été utilisé (voir le paragraphe 2.3 du chapitre III).

L'évolution de la pression cylindre moyennée sur cent cycles avec combustion ainsi que les avances à l'allumage (*AvA*) utilisées pour chaque point de fonctionnement sont illustrées sur la figure 65. L'augmentation de la pression d'admission entraîne une augmentation de la pression cylindre maximale. L'augmentation du taux de dilution entraîne une diminution de la pression maximale ainsi qu'une modification de l'avance à allumage optimale. Cela peut s'expliquer par la diminution de la réactivité du mélange air/carburant/diluants enfermé dans la chambre de combustion.

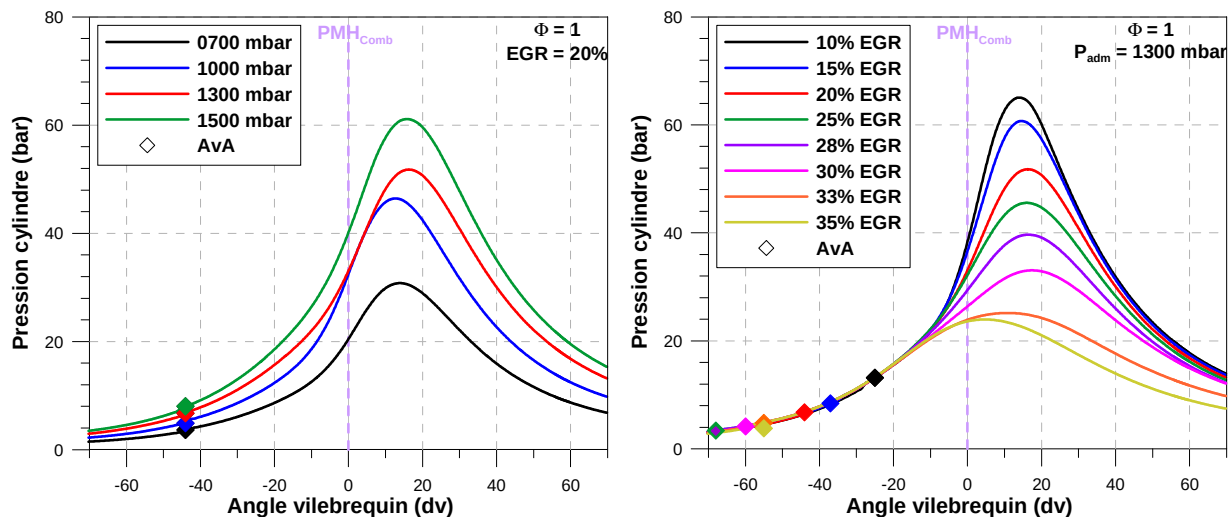


Figure 65 : Evolution de la pression cylindre moyenne en fonction de l'angle vilebrequin pour différentes pressions d'admission (à gauche) et différents taux de dilution (à droite).

Sur la figure 66, l'évolution de la performance de la combustion (*PMI*) et de la stabilité de la combustion (*covariance PMI*) sont représentées en fonction de la pression d'admission et du taux de dilution (*EGR*). L'augmentation de la pression d'admission entraîne une augmentation linéaire de la *PMI* sans altérer la stabilité de la combustion. Cette évolution est logique puisque l'augmentation de la pression d'admission implique une augmentation de la quantité de la charge enfermée dans la chambre de combustion. L'augmentation de la dilution entraîne une diminution de la *PMI* qui est due à la diminution de la quantité de la charge enfermée dans la chambre de combustion. En effet, pour maintenir une richesse constante ($\Phi = 1$) une partie du mélange air/carburant est remplacée par un mélange de gaz synthétiques représentatif des gaz d'échappement (voir paragraphe 1.5 du chapitre III). Néanmoins, on distingue très nettement un changement dans l'évolution de la *PMI* à partir de 25 % d'*EGR*. Cette rupture est fortement corrélée avec la dégradation de la stabilité de la combustion.

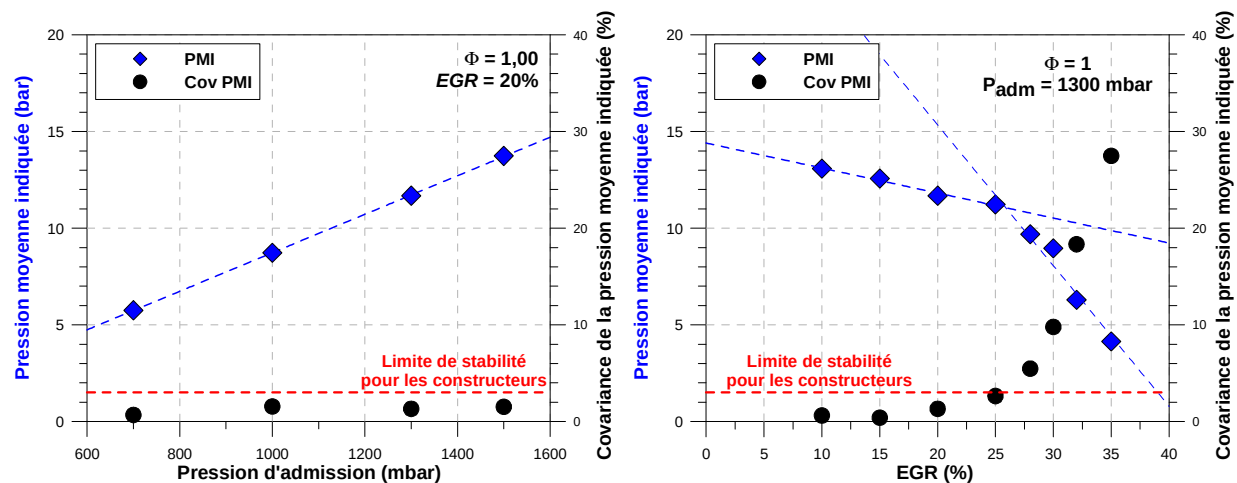


Figure 66 : Evolution de la PMI et de la covariance PMI lors d'une variation de la pression d'admission (gauche) et lors d'une variation du taux de dilution (droite).

Sur la figure 67, nous avons représenté l'évolution des différentes durées caractéristiques de combustion en fonction de la pression d'admission et du taux de dilution.

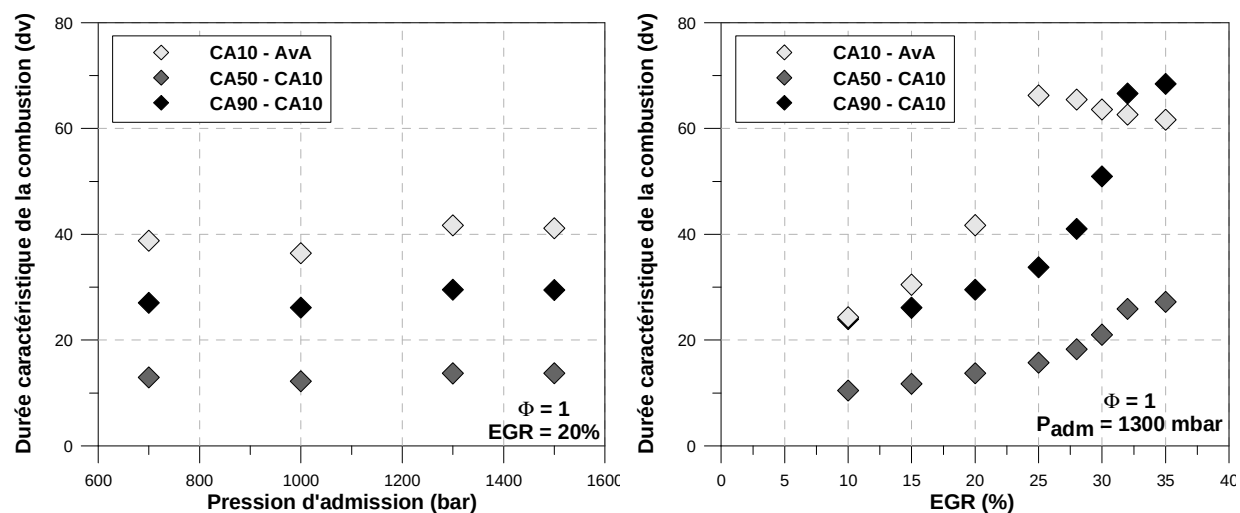


Figure 67 : Evolution de différentes durées caractéristiques de combustion (CA10-AvA, CA50-CA10 et CA90-CA10) en fonction de la pression d'admission (à gauche) et du taux de dilution (à droite).

Bien que la quantité de mélange présente dans la chambre de combustion augmente avec la pression d'admission, peu de différences entre les durées caractéristiques de combustion ne peuvent être observées. La pression régnant dans la chambre de combustion a donc peu d'influence sur le développement temporel de la flamme.

De la même manière que pour l'évolution de la PMI ou de la stabilité de la combustion, une rupture dans l'allure du CA10-AvA, CA50-CA10 et du CA90-CA10 à partir de 25% d'EGR peut être observée.

- o CA10-AvA : il est légitime d'observer une augmentation de cette durée caractéristique car la dilution entraîne une diminution de la réactivité du mélange et donc de la vitesse de propagation de la flamme. La rupture observée à partir de 25% d'EGR est liée au retrait d'avance (figure 65),

- o *CA50-CA10 et CA90-CA10* : l'évolution de ces durées caractéristiques montre un certain ralentissement de la combustion, notamment pour un taux de dilution supérieur à 25 % d'EGR.

Cette dernière observation permet alors de commencer à mieux appréhender la rupture de pente observée sur la *PMI*. En effet, la vitesse de combustion devant donc de plus en plus faible avec la dilution, il est alors de plus en plus difficile, voire impossible, de phaser correctement la combustion dans le cycle (*CA05 compris entre 8 et 10 degrés vilebrequin après le point mort haut ([Erikson (1999)])*) même avec un allumage précoce (*figure 68*). Or, un mauvais phasage de la combustion dans le cycle moteur entraîne inéluctablement une diminution importante de la *PMI*. La dilution a donc une influence importante sur le développement temporel de la combustion.

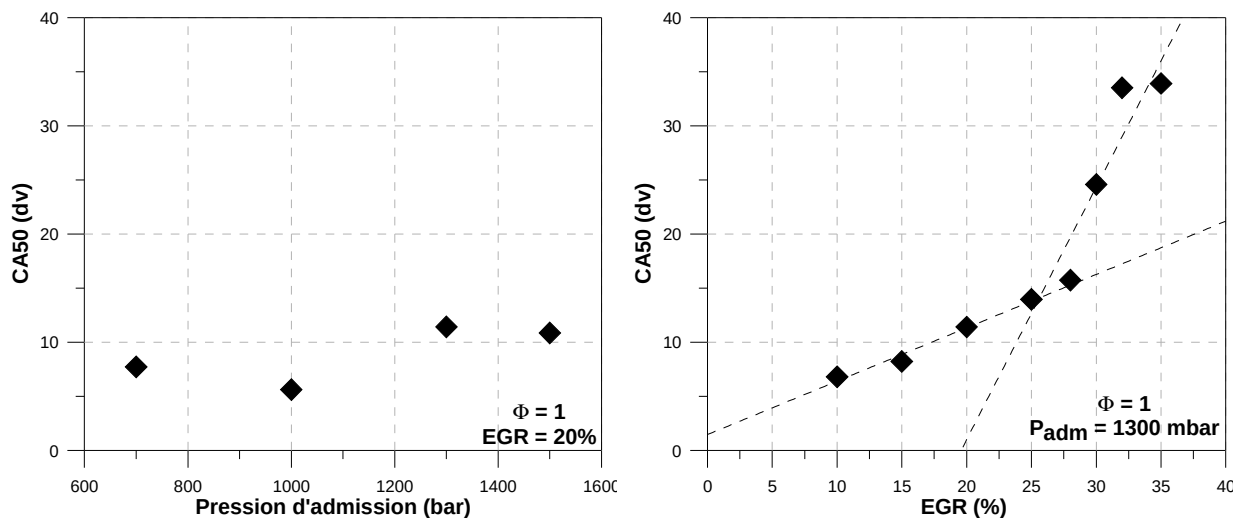


Figure 68 : Evolution du CA50 en fonction de la pression d'admission (à gauche) et du taux de dilution (à droite).

2. Visualisation spatio-temporelle de la combustion à l'aide de la technique de tomographie laser rapide par diffusion de Mie

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés de manière **qualitative** à la propagation instantanée pour les différents points de fonctionnement. Il faut néanmoins garder à l'esprit que les observations et les analyses présentées dans cette étude sont basées sur des **mesures bidimensionnelles** alors que la combustion a un aspect plus tridimensionnelle.

Sur la *figure 69*, est illustré un exemple d'une propagation de la combustion instantanée pour des pressions d'admission (700 et 1300 mbar à 20% EGR) et le champ aérodynamique moyen associé aux différents angles de visualisation. Ces visualisations de la propagation de la flamme mettent en évidence le fait que le développement spatio-temporel de ces deux points de fonctionnement est très similaire. L'initiation de la combustion semble être affectée par les mouvements à grandes échelles présents dans la chambre de combustion lors de l'allumage vu le mouvement de convection de la flamme par rapport à la bougie. Après un certain degré d'avancement de la combustion, le mouvement aérodynamique moyen global n'a que peu, voire plus d'influence sur la propagation de la flamme. Au terme de ces premières visualisations, il semble donc que la pression régnant dans la chambre de combustion n'ait aucune influence sur le développement de la propagation de la flamme, malgré une différence de pression dans la chambre assez importante (*la variation de la $P_{maximale}$ est proche de 20 bars*).

Sur la *figure 70*, sont représentées deux propagations instantanées, considérées comme représentatives de l'ensemble des propagations acquises pour un point de fonctionnement, pour deux taux de dilution (10% et 30% EGR à 1300 mbar) et le champ aérodynamique moyen associé aux différents angles de visualisation. Comme nous avons déjà pu le noter à partir de l'évolution des grandeurs globales de la combustion, le développement temporel de la combustion est différent. En effet, la propagation de la flamme diluée à 10% d'EGR semble être peu affectée par le mouvement aérodynamique (*légère convection de la flamme lors de l'initiation*), alors que le mouvement aérodynamique présent dans la chambre de combustion semble fortement influencée la combustion lorsque le mélange est dilué à 30% d'EGR. Ainsi, nous observons la formation de deux « *langues* » qui suivent parfaitement le mouvement rotatif des tourbillons est observée. Il semble donc que la vitesse de combustion ne soit pas suffisamment élevée pour vaincre le mouvement imposé par l'aérodynamique. Par conséquent, à partir de ces analyses qualitatives, nous pouvons affirmer que la dilution du mélange a une influence importante sur le développement, et notamment sur la vitesse de propagation de la flamme.

L'expansion des gaz brûlés liée à la propagation de la flamme induit une accélération importante de la vitesse des gaz frais présents devant la zone de réaction. Cet accroissement dépend de la vitesse de propagation locale du front de flamme, mais aussi de son orientation. De manière à pouvoir caractériser l'influence de la propagation de la flamme sur les gaz frais, nous avons ainsi représenté sur les *figure 71*, *figure 72*, *figure 73* et *figure 74*, des exemples de propagation de flamme avec le champ aérodynamique instantané associé pour les mêmes points de fonctionnement que précédemment. Dans un premier temps, nous pouvons constater qu'en l'absence de flamme le mouvement aérodynamique instantané est très proche du champ aérodynamique moyen (*présence des deux tourbillons contrarotatifs*). Dans un second temps, nous pouvons observer une modification de l'aérodynamique des gaz frais due à la propagation de la flamme. Notons que l'accélération des gaz frais induite par la propagation de la flamme diluée à 30% d'EGR semble être moins importante que celle obtenue dans les autres cas étudiés. Cette observation semble confirmer que la dilution entraîne une diminution importante de la vitesse de combustion.

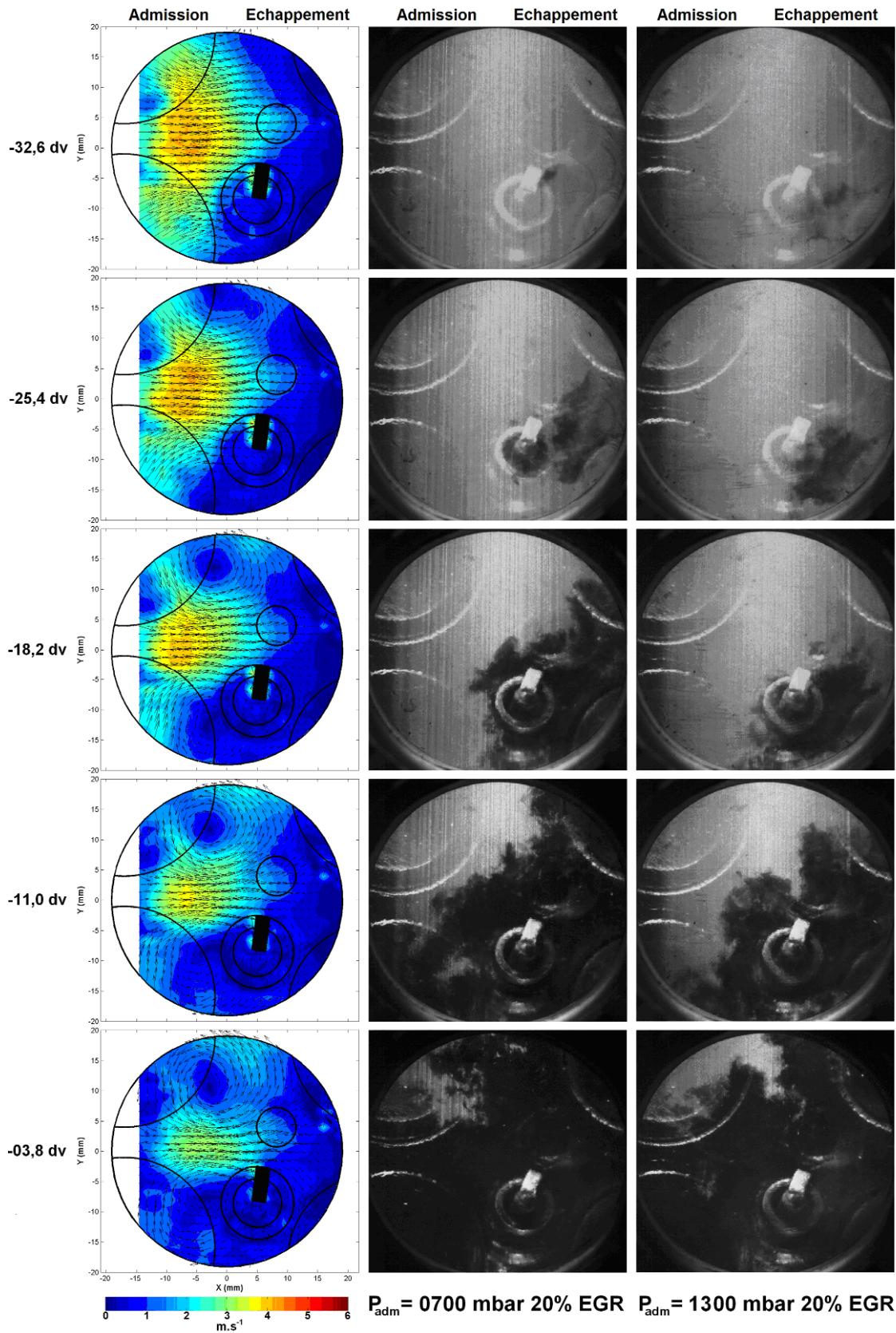


Figure 69 : Evolution temporelle du champ aérodynamique moyen et de la propagation de flamme obtenue pour une pression d'admission de 700 mbar et 20% d'EGR ($AvA = 45 \text{ dv}$) pour une pression d'admission de 1300 mbar et 20 % d'EGR ($AvA = 45 \text{ dv}$) (fréquence = 3,00 kHz)

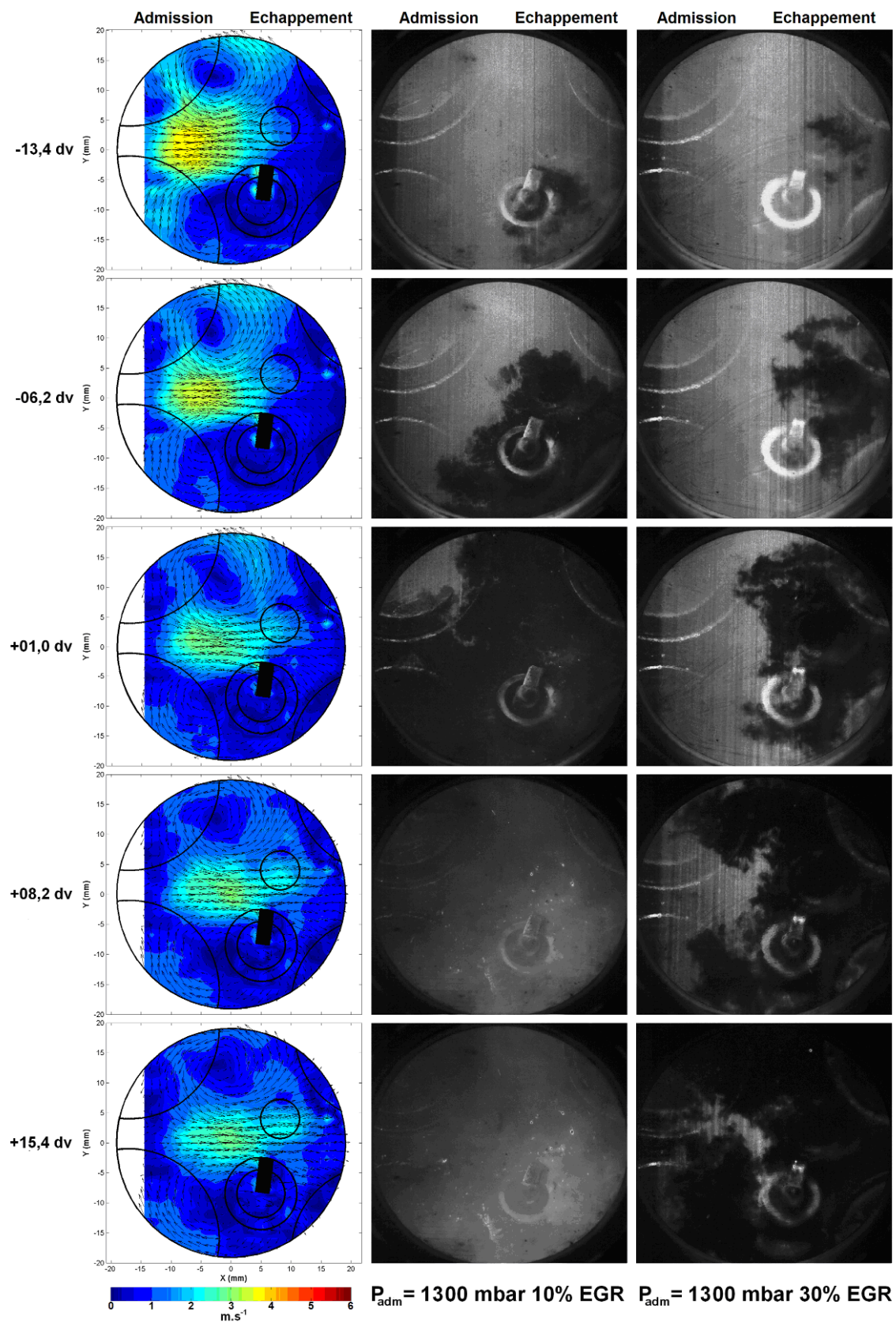


Figure 70 : Evolution temporelle du champ aérodynamique moyen et de la propagation de flamme obtenue pour une pression d'admission de 1300 mbar et 10% d'EGR ($AvA = 25 \text{ dv}$) et pour une pression d'admission de 1300 mbar et 30% d'EGR ($AvA = 59 \text{ dv}$) (fréquence = 3,00 kHz)

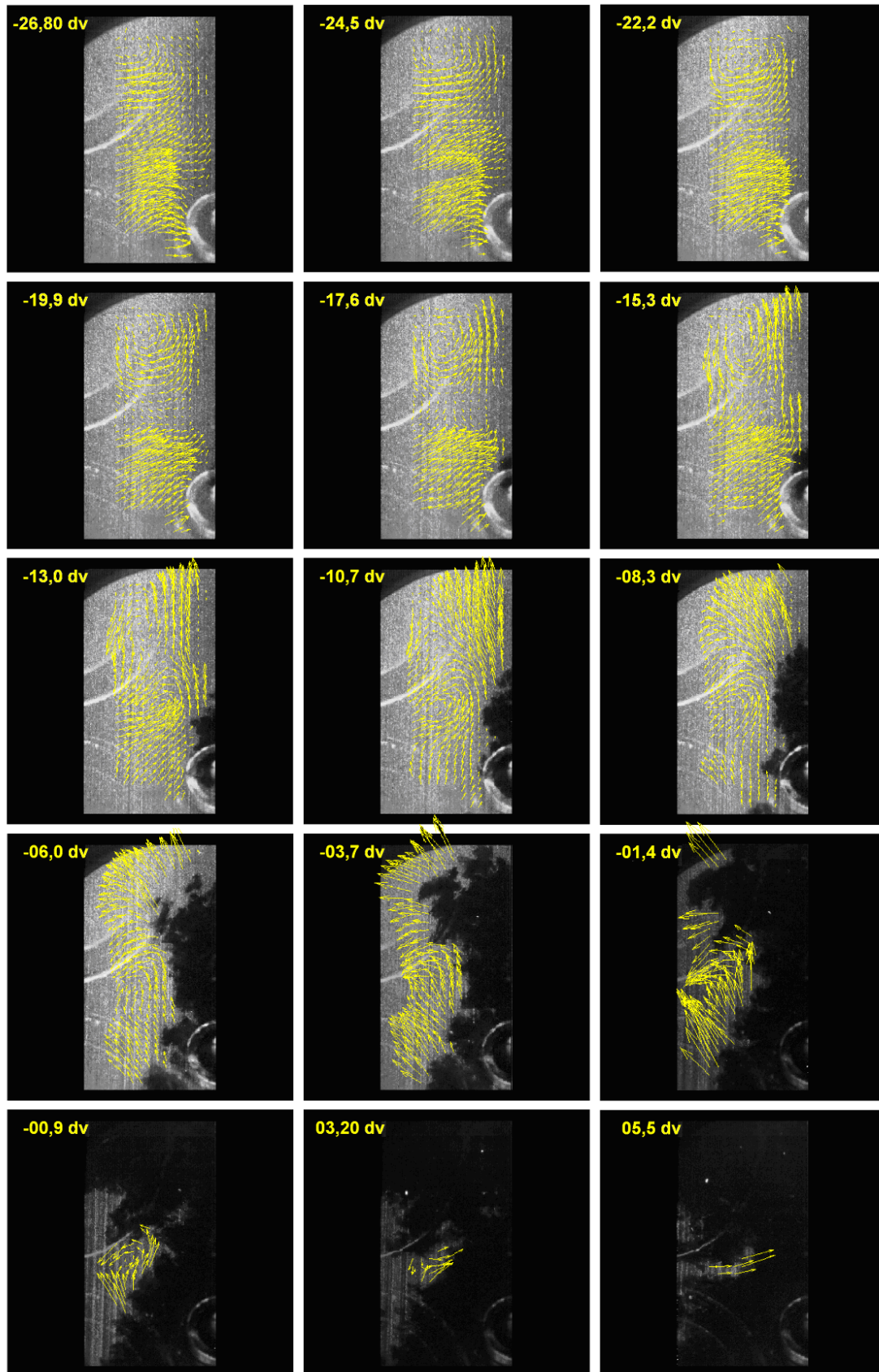


Figure 71 : Evolution temporelle du champ aérodynamique et de la propagation de la flamme associée, obtenue pour une pression d'admission de 700 mbar et 20% EGR ($AvA = 45$ dv - fréquence = 6,25 kHz)

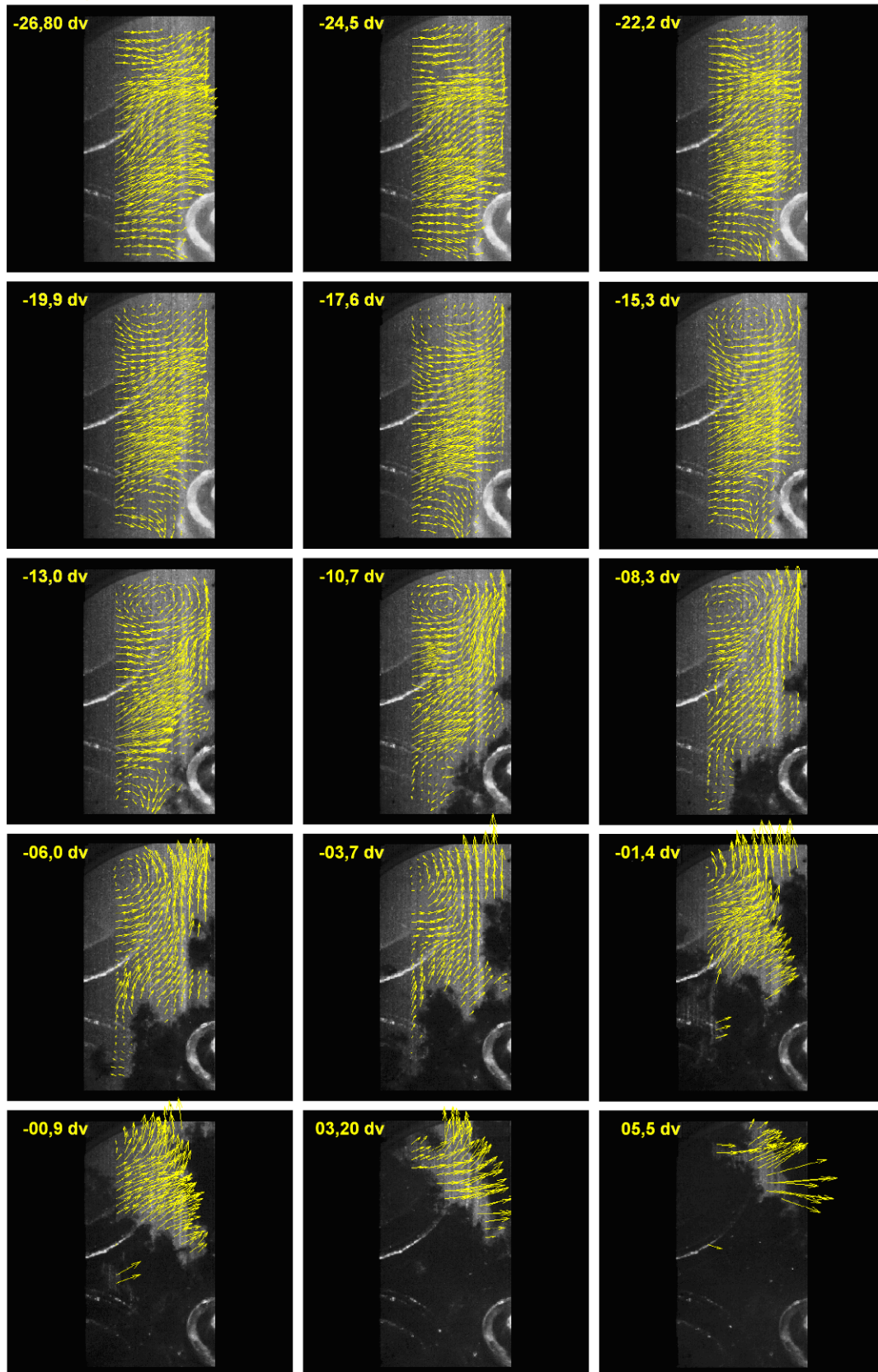


Figure 72 : Evolution temporelle du champ aérodynamique et de la propagation de la flamme associée, obtenue pour une pression d'admission de 1300 mbar et 20% EGR ($AvA = 45$ dv – fréquence = 6,25 kHz)

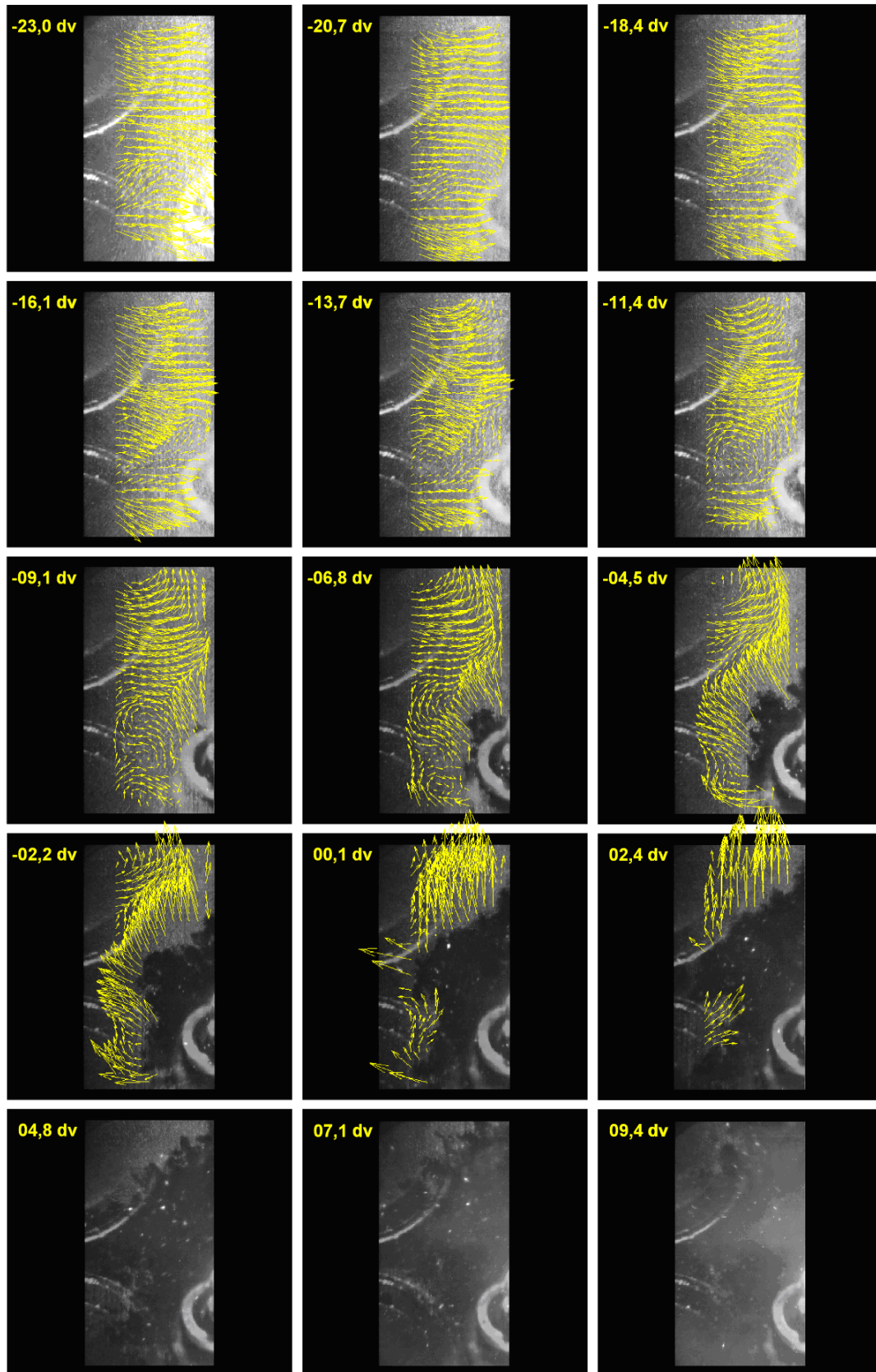


Figure 73 : Evolution temporelle du champ aérodynamique et de la propagation de la flamme associée, obtenue pour une pression d'admission de 1300 mbar et 10% EGR ($AvA = 25$ dv - fréquence = 6,25 kHz)

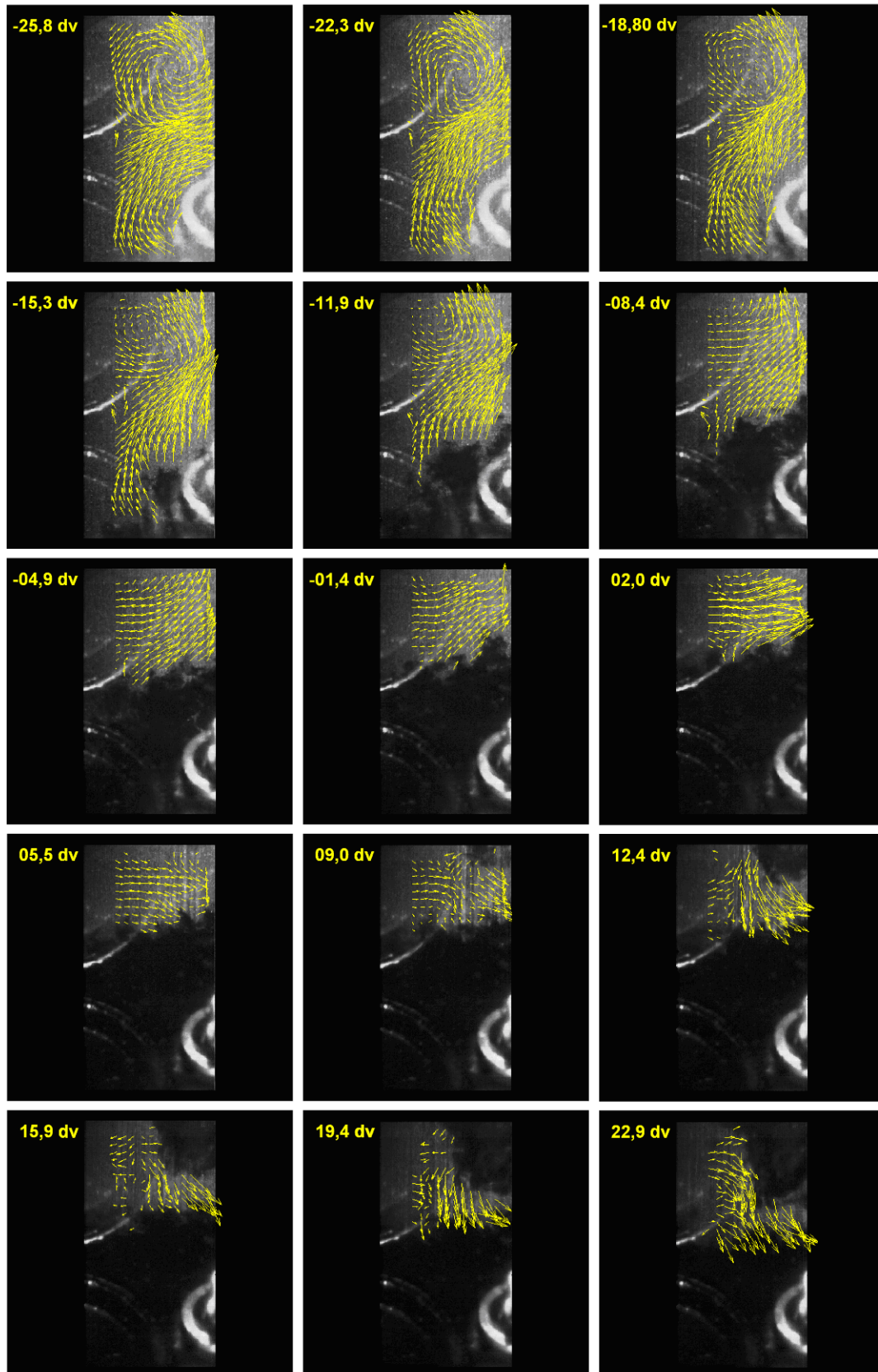


Figure 74 : Evolution temporelle du champ aérodynamique et de la propagation de la flamme associée, obtenue pour une pression d'admission de 1300 mbar et 30% EGR ($AvA = 57$ dv - fréquence = 6,25 kHz)

3. Caractérisation de l'aérodynamique interne

Afin de mieux comprendre les phénomènes qui régissent la propagation d'une flamme de prémélange turbulente, il est nécessaire de caractériser les différents phénomènes mis en jeu et leurs éventuelles interactions. En effet, la propagation d'une flamme de prémélange peut subir des déformations liées à son interaction avec le mouvement aérodynamique des gaz dans lequel elle se propage. De nombreux auteurs ont ainsi proposé une classification de la propagation d'une flamme turbulente de prémélange selon différents régimes de combustion (voir le *paragraphe 2.2.3.2 du chapitre I*), en faisant intervenir des grandeurs liées à l'écoulement turbulent et aux propriétés physico-chimiques du mélange. La caractérisation de l'aérodynamique est donc une étape indispensable. Dans cette étude, elle a été effectuée à l'aide de la vélocimétrie par image de particules pour différentes pressions d'admission et pour différents angles vilebrequin lors de la phase de compression.

3.1. Ecoulement moyen

Afin de caractériser le mouvement à grandes échelles durant la phase de compression, nous avons représenté sur la figure 76 l'évolution des champs de vitesse moyenne et fluctuante pour des angles vilebrequin allant de 50 Degrés Vilebrequin (DV) avant le Point Mort Haut (PMH) à la fin de la compression pour une pression d'admission de 700 mbar.

Lors de la phase d'admission, l'écoulement présent dans la chambre de combustion est dû à la forme des conduits d'admission et de la culasse. De manière à favoriser l'homogénéité du mélange et le niveau de la turbulence au moment de l'allumage, une aérodynamique dite de grandes échelles est introduite lors de la phase d'admission puis entretenue lors de la phase de compression. Il est possible de distinguer plusieurs types de structures organisées (*tumble*, *cross-tumble* ou *swirl*).

Actuellement dans les moteurs à allumage commandé, l'écoulement couramment généré est de type **tumble**, c'est-à-dire que les flux provenant des deux soupapes d'admission se rejoignent en un jet qui descend le long du cylindre du côté de l'échappement avant d'être dévié par le piston et de remonter selon l'axe du cylindre. Au contact du toit de la culasse, le jet se divise en deux : une partie participe au mouvement précédent et une autre crée une recirculation sous les soupapes d'admission [Le Coz et al. (1990)]. L'écoulement consiste donc en deux rouleaux contrarotatifs : un rouleau principal qui tourne dans le sens prévu du *tumble*, avec un rouleau secondaire tournant dans le sens inverse et situé sous les soupapes d'admission (figure 75).

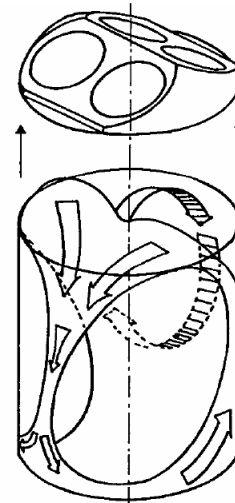


Figure 75 : structure spatiale du mouvement de tumble.

Ce mouvement de rotation autour d'un axe horizontal peut être mis en évidence sur le champ de vitesse moyenne obtenu à 50 DV avant le PMH par la présence de deux zones de vitesses distinctes : une zone du côté des soupapes d'admission (de l'ordre de $4,0 \text{ m.s}^{-1}$) et une zone du côté des soupapes d'échappement (de l'ordre de $2,0 \text{ m.s}^{-1}$). A 30 DV avant le PMH,

l'accentuation de la différence de vitesse entre les deux zones ($6,0 \text{ m.s}^{-1}$ pour la zone du côté des soupapes d'admission contre $1,0 \text{ m.s}^{-1}$ pour l'autre zone) montre que la remontée du piston entraîne une compression de la structure tourbillonnaire ainsi qu'un déplacement du centre du tumble vers le haut de la chambre de combustion.

A partir de 20 *DV* avant le *PMH*, la structure tourbillonnaire commence à se modifier. En effet, de part et d'autre des soupapes d'admission, nous observons la formation de deux tourbillons contrarotatifs dont les axes sont parallèles à celui de la chambre de combustion. La formation de ces deux tourbillons entraîne alors l'apparition d'une zone de recirculation entre les soupapes d'admission. A partir de 10 *DV* avant le *PMH*, les deux tourbillons sont parfaitement établis dans la chambre de combustion et seront maintenus jusqu'à la fin de la phase de compression malgré la diminution des vitesses moyennes en fin de compression.

Concernant l'évolution des champs de vitesse fluctuante durant la phase de compression, des observations similaires peuvent être faites. Ainsi, à 50 *DV* avant le *PMH*, nous observons la présence des deux mêmes zones distinctes que précédemment. 30 *DV* avant le *PMH*, les fluctuations augmentent dans la zone située du côté des soupapes d'admission et diminuent dans la seconde zone. 20 *DV* avant le *PMH*, nous n'observons aucune modification du champ de vitesse fluctuante malgré l'apparition des deux tourbillons contrarotatifs. A partir de 10 *DV* avant le *PMH*, les fluctuations sont essentiellement situées au niveau de la zone de recirculation, c'est-à-dire entre les deux tourbillons contrarotatifs. Notons que les mêmes remarques peuvent être faites pour les différentes pressions d'admission étudiées (*Annexe A*).

Afin d'étudier l'effet de la pression régnant dans la chambre de combustion, les champs de vitesses moyennes et fluctuantes pour différentes pressions d'admission ont été présentés à 10 *DV* avant le *PMH* sur la *figure 77*. Nous pouvons noter que la pression dans la chambre de combustion n'a aucune influence sur les mouvements moyens ni sur les structures ni sur la norme des vitesses fluctuantes. En effet pour l'ensemble des pressions étudiées, la zone qui présente le maximum des fluctuations se situe entre les deux soupapes d'admission.

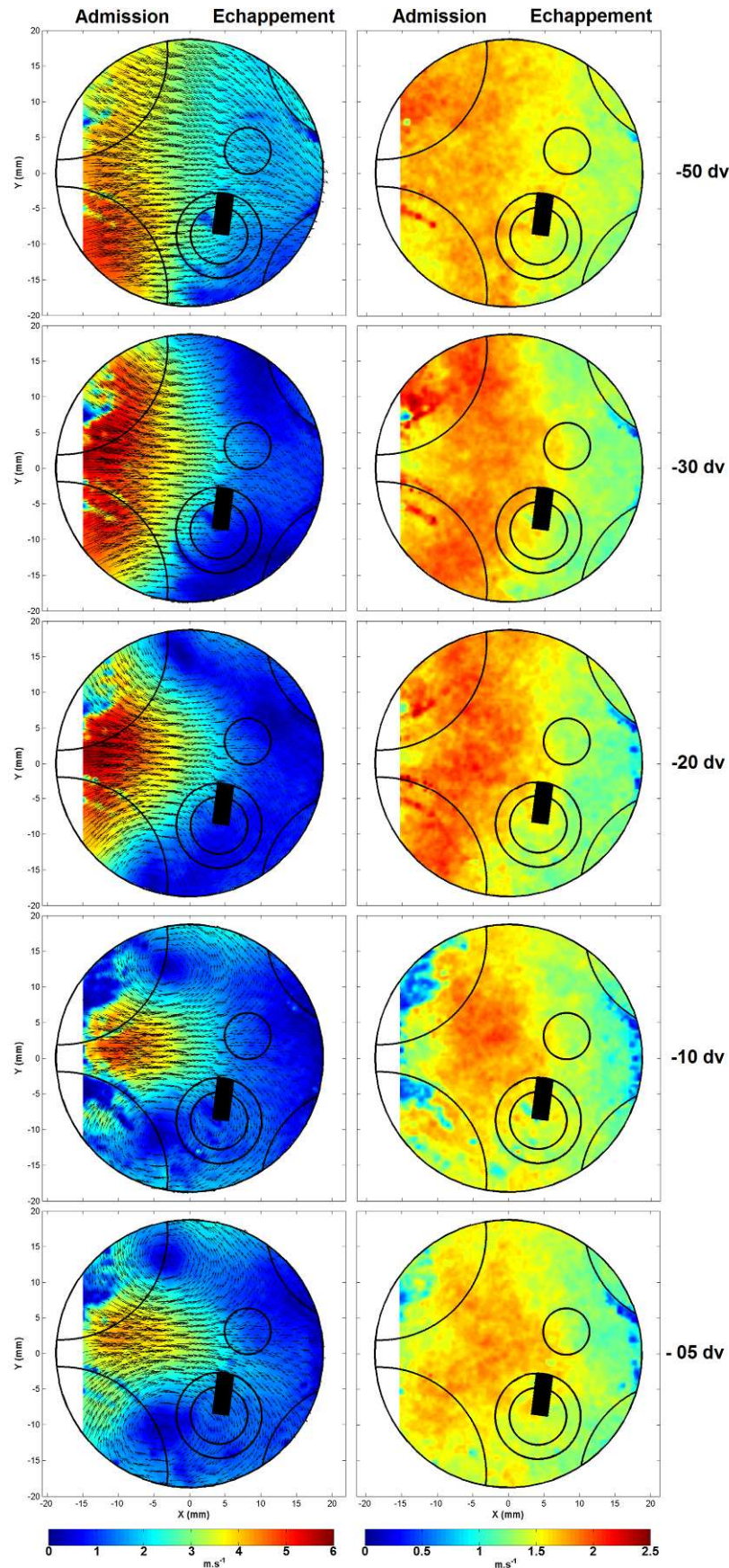


Figure 76 : Evolution des mouvements à grandes échelles (à gauche) et des fluctuations (à droite) lors de la phase de compression pour une pression d'admission de 700 mbar.

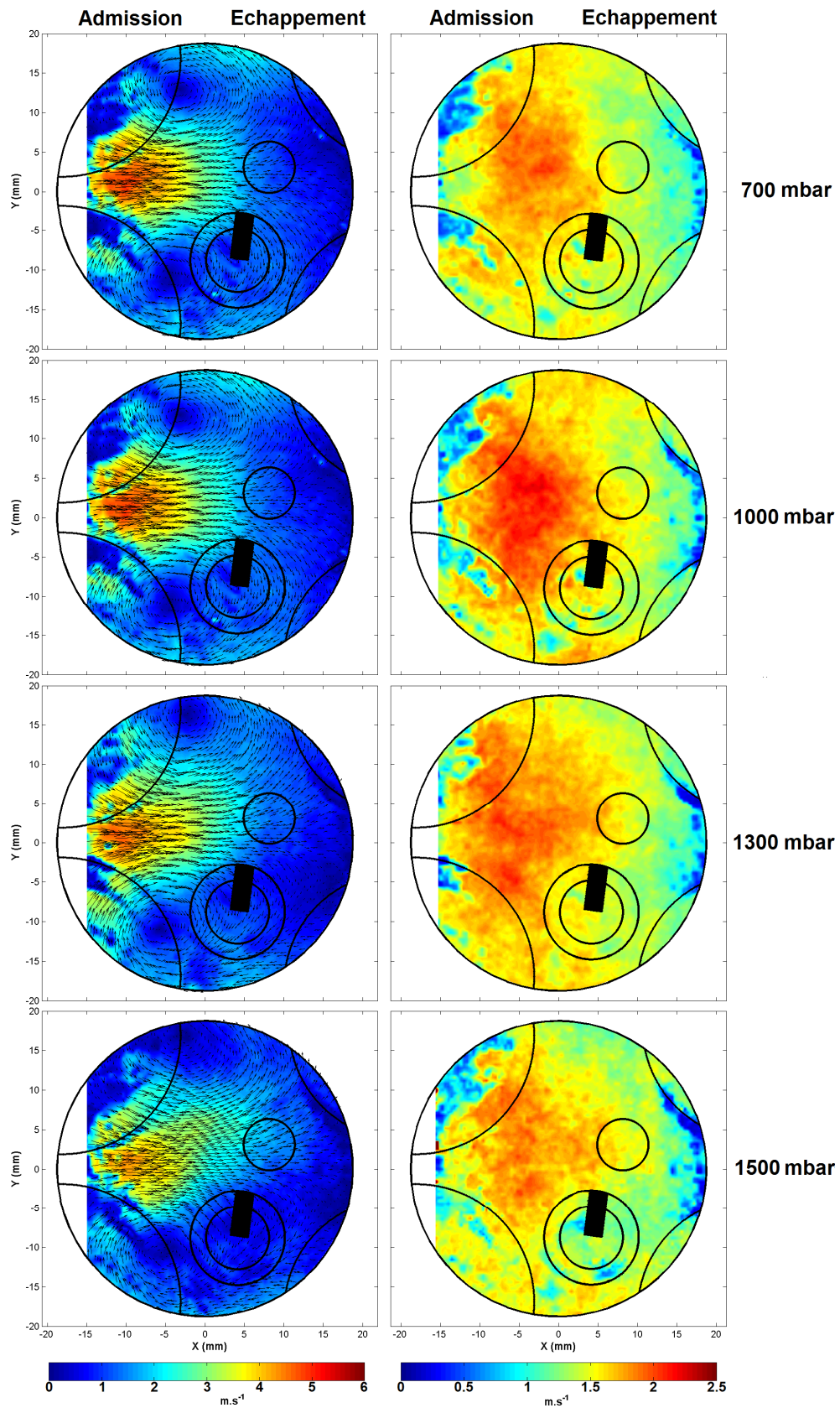


Figure 77 : Evolution des mouvements à grandes échelles (à gauche) et des fluctuations (à droite) pour différentes pressions d'admission à un angle vilebrequin de -10 dv.

3.2. Evolution de la turbulence

Les grandeurs caractéristiques de la turbulence ont été obtenues à partir des champs de vitesse instantanée acquis dans la zone de visualisation 2 (voir figure 42 du chapitre III) sur lesquels la décomposition orthogonale aux valeurs propres (POD) a été appliquée pour différentes pressions d'admission, et ce, à différents angles vilebrequin lors de la phase de compression.

Sur la figure 78, nous pouvons remarquer que l'intensité turbulente augmente légèrement puis reste quasi-constante à partir de 20 DV avant le PMH. Cet accroissement de l'intensité turbulente est lié à la destruction de la grosse structure tourbillonnaire de l'écoulement. Notons qu'un polynôme d'ordre 3 sera utilisé afin d'estimer la valeur de l'intensité turbulente au cours de la phase de compression pour classer ultérieurement la propagation des flammes dans le diagramme de Borghi.

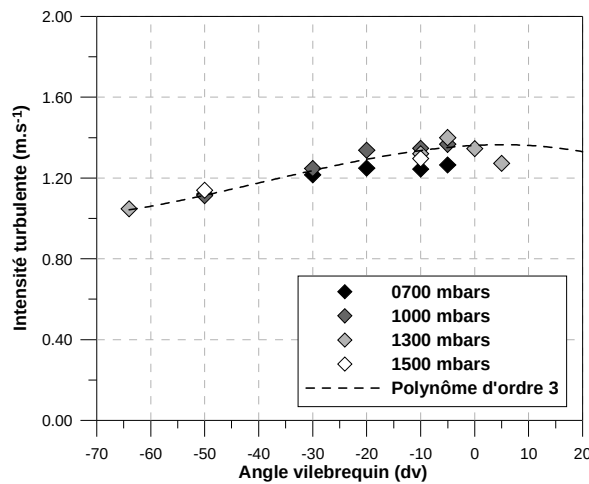


Figure 78 : Evolution de l'intensité turbulente en fonction de l'angle vilebrequin pour différentes pressions d'admission.

La figure 79 illustre l'évolution de l'échelle intégrale spatiale durant la phase de compression. L'échelle intégrale spatiale reste globalement constante et ce, quelles que soient la pression d'admission.

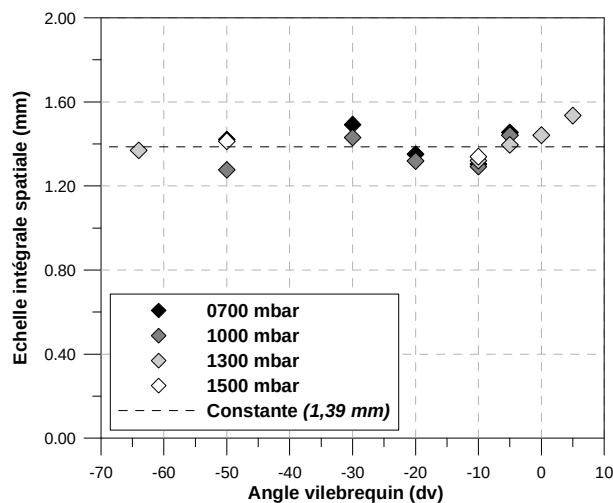


Figure 79 : Evolution de l'échelle intégrale spatiale en fonction de l'angle vilebrequin pour différentes pressions d'admission.

Le nombre de Reynolds turbulent (Re_t) est, quant à lui, fortement affecté par la pression d'admission du fait de la diminution de la viscosité cinématique avec la pression (*figure 80*) : environ 100% d'augmentation pour une augmentation de 100% de la pression dans la chambre 10 DV avant le *PMH*. Il faut également souligner que le nombre de Reynolds turbulent augmente de façon importante lors de la phase de compression, et devient, quasi-constant proche du *PMH* du fait que la pression dans la chambre de combustion est quasi-constante.

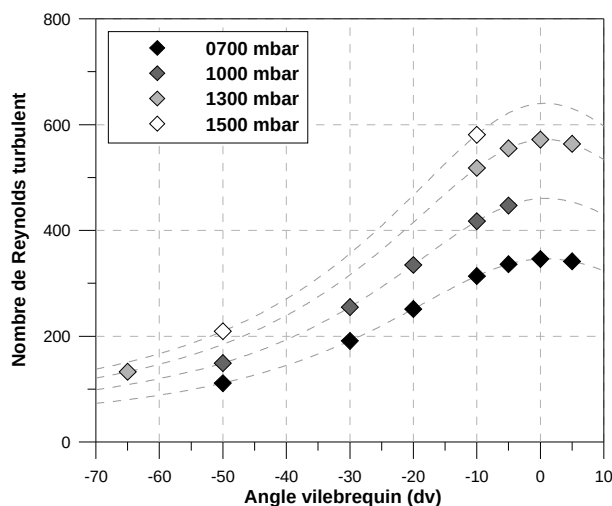


Figure 80 : Evolution du nombre de Reynolds turbulent en fonction de l'angle vilebrequin pour différentes pressions d'admission.

Sur la figure 81, nous avons tracé l'évolution de l'échelle de Taylor et de Kolmogorov durant la phase de compression pour différentes pressions d'admission. L'évolution de ces deux échelles caractéristiques est assez analogue puisqu'elle présente une diminution importante au cours de la phase de compression jusqu'à atteindre une valeur quasi-constante autour du *PMH*. Notons que ces résultats sont en parfaits accords avec ceux de Kobayashi et al. [Kobayashi et al. (1997, 2002)] et de Halter [Halter (2005)] : l'échelle dissipative de l'énergie turbulente, c'est-à-dire celle de Kolmogorov est plus influencée par la pression régnant dans le milieu que les échelles énergétiques, intégrales ou Taylor.

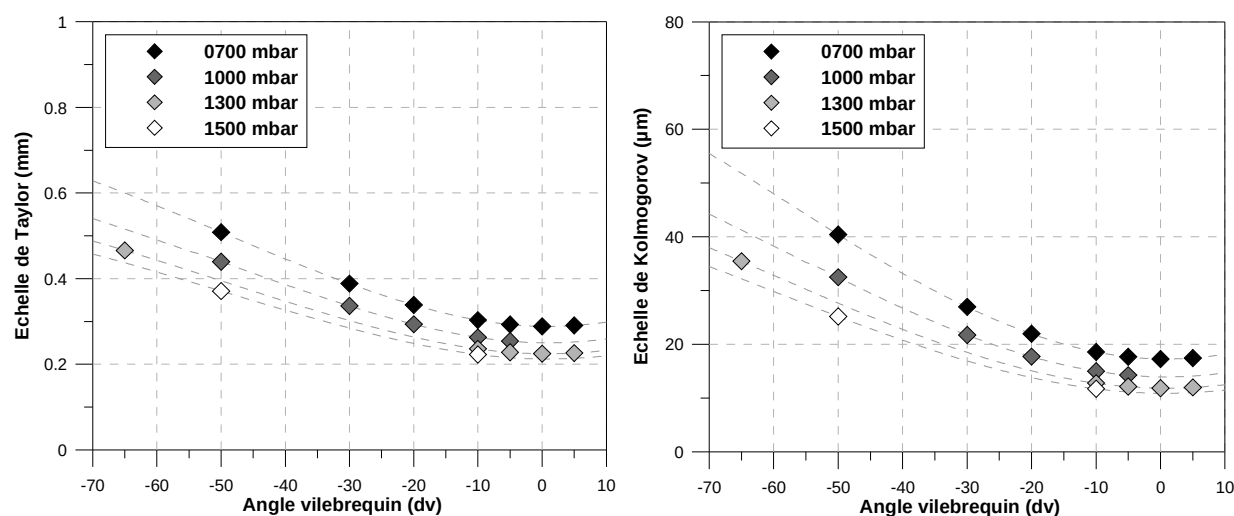


Figure 81 : Evolution des échelles de Taylor (à gauche) et de Kolmogorov (à droite) en fonction de l'angle vilebrequin pour différentes pressions d'admission.

3.3. Conclusions sur la caractérisation de l'aérodynamique

L'objectif de cette première phase de l'étude était donc de caractériser l'évolution des mouvements à grandes échelles et celle des grandeurs caractéristiques de la turbulence dans des conditions proches de celles rencontrées dans un moteur à allumage commandé « *down-sizing* ». A partir de l'analyse des champs de vitesse moyens, nous avons montré que la structure tourbillonnaire principale de l'écoulement introduite lors de la phase d'admission (*ici de type : tumble*) afin d'accroître l'homogénéité du mélange et le niveau de la turbulence lors de l'allumage du mélange, était progressivement détruite au cours de la phase de compression. Nous avons également pu remarquer que la pression régnant au sein de la chambre de combustion n'avait aucune influence sur les mouvements à grandes échelles, que ce soit sur les structures proprement dites ou sur leurs valeurs absolues

Afin d'extraire les grandeurs caractéristiques de la turbulence des champs de vitesse instantanés à partir de la décomposition orthogonales aux valeurs propres (*POD*), il a été nécessaire de déterminer le mode de troncature permettant de séparer les fluctuations cycle à cycle de la turbulence. Durant de cette détermination (*voir le paragraphe 3.6.4 du chapitre III*), nous avons montré que l'écoulement présent dans la chambre de combustion était homogène (*le spectre de l'énergie de la turbulence présente une pente de $-5/3$*) et isotrope ($L_u^x \approx L_v^y$ et $L_u^y \approx L_v^x$). Nous avons alors pu montrer que :

- o L'intensité turbulente augmente légèrement durant la phase de compression puis reste quasi-constante proche du point mort haut du fait que la pression dans la chambre soit quasi-constante. Toutefois, une forte variation de la pression chambre de combustion n'a que peu d'influence sur cette grandeur,
- o L'échelle intégrale spatiale reste, quant à elle, constante durant la phase de compression et cela quelle que soit la pression d'admission considérée,
- o L'échelle de Taylor, et tout particulièrement celle de Kolmogorov sont fortement affectées par la pression régnant dans la chambre.

4. Caractérisation de la vitesse de combustion turbulente

L'un des challenges majeurs dans l'étude de la combustion turbulente de prémélange est de pouvoir prédire la vitesse de combustion turbulente en fonction des caractéristiques de l'aérodynamique et des propriétés physico-chimiques du mélange. Ainsi, après avoir étudié en détails l'aérodynamique interne, nous allons maintenant caractériser la vitesse de propagation et de combustion turbulente de la flamme en fonction de la pression d'admission et de la dilution.

Rappelons que lors de l'étude bibliographique, nous avons pu recenser trois principales définitions de la vitesse de combustion turbulente : la vitesse de consommation globale ou locale des gaz frais, ou la vitesse de déplacement local du front de flamme (*voir le paragraphe 4.7 du chapitre III*). Dans cette étude, nous avons choisi de définir la vitesse de combustion turbulente comme étant la vitesse de déplacement local du front de flamme dans le repère fluide. Il a ainsi été nécessaire de déterminer la vitesse de propagation de la flamme, et celle des gaz frais présents devant le front de flamme dans le référentiel du laboratoire. Pour cela, la tomographie par plan laser sans et avec suivi temporel a été mise en œuvre. Nous allons présenter puis comparer les résultats obtenus avec ces deux approches.

Tout au long de cette analyse, les termes « *vitesse de l'écoulement* » et/ou « *vitesse des gaz* » désignent en fait la projection de ces vitesses sur la normale au front de flamme, par convention, la normale étant orientée vers les gaz frais (*voir le paragraphe 4.7 du chapitre III*).

4.1. Résultats obtenus sans suivi temporel

Sur la figure 82, nous avons représenté la vitesse de propagation du front de flamme et la vitesse de l'écoulement au CA05 en fonction de la pression d'admission et du taux de dilution. Les pressions régnant dans la chambre de combustion pour chacun des points de visualisation ont également été reportées sur cette figure.

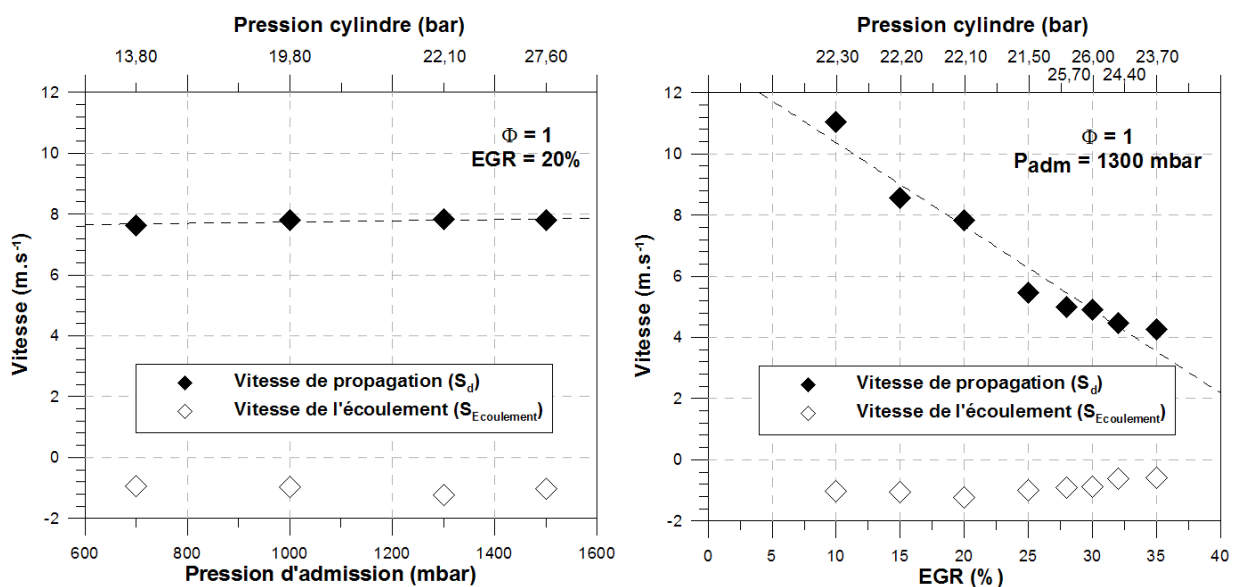


Figure 82 : Evolution de la vitesse de propagation et de la vitesse de l'écoulement au CA05 en fonction de la pression d'admission (à gauche) et du taux de dilution (à droite).

La vitesse de l'écoulement reste constante quel que soit le point de fonctionnement étudié. Cela peut s'expliquer par des angles de visualisations relativement proches du point mort haut (*angles compris entre -9,0 et +5,0 DV*), d'où des aérodynamiques très similaires (*figure*

70). L'augmentation de la pression dans la chambre de combustion entraîne une légère augmentation de la vitesse de propagation. En effet, une augmentation de 100% de la pression dans la chambre induit une augmentation de 9% sur la vitesse de propagation. L'augmentation du taux de dilution entraîne quant à elle une diminution importante de la vitesse de propagation. Ainsi, une augmentation de 100% du taux de dilution induit une diminution de 30% de la vitesse de propagation.

Sur la figure 83, nous avons représenté la vitesse de combustion turbulente en fonction de la pression d'admission et du taux de dilution. Dans cette étude, nous avons considéré la vitesse de combustion turbulente comme étant égale à la vitesse de déplacement du front de flamme dans le repère fluide. La vitesse de l'écoulement étant constante, il est donc attendu de constater des évolutions analogues à celles observées lors de l'analyse de la vitesse de propagation. Ainsi, nous retrouvons une légère augmentation de la vitesse de combustion turbulente avec la pression d'admission et une diminution continue avec le taux de dilution.

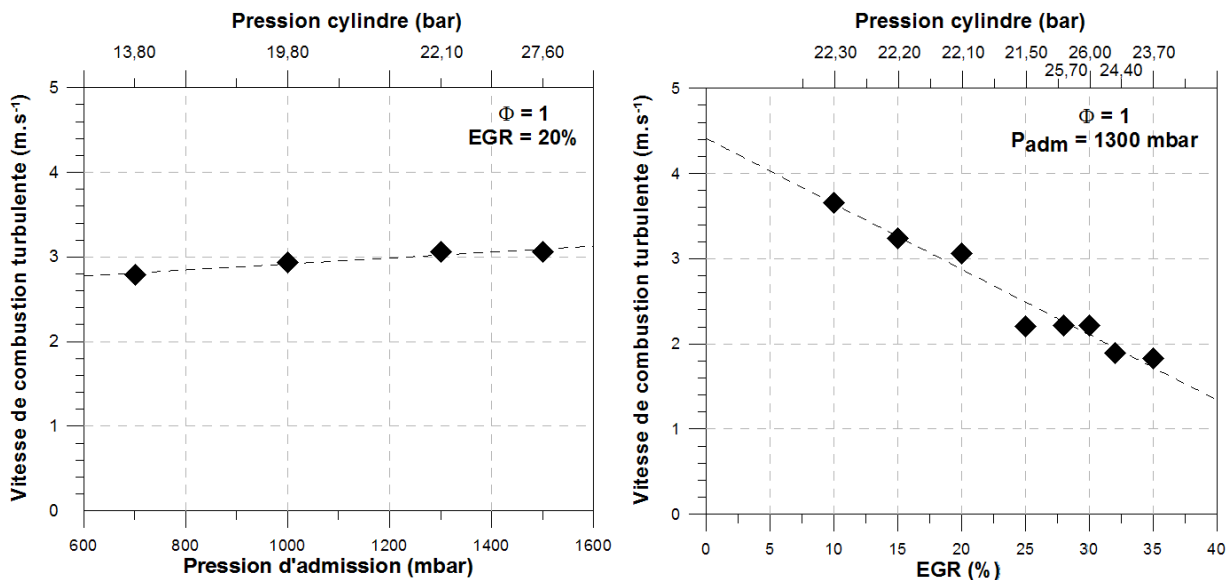


Figure 83 : Evolution de la vitesse de combustion turbulente au CA05 en fonction de la pression d'admission (à gauche) et du taux de dilution (à droite).

4.2. Résultats obtenus avec suivi temporel

L'une des difficultés dans l'analyse des résultats issus de la tomographie laser avec suivi temporel réside dans le choix de la variable la plus représentative. Dans cette étude, l'avance à l'allumage (AvA), la pression et la température régnant dans la chambre de combustion ne sont pas comparables entre elles, par conséquent l'angle vilebrequin n'est pas représentatif des mêmes conditions thermodynamiques. Par conséquent, le paramètre le plus approprié pour analyser et comparer les flammes est la fraction massique de gaz frais consommée, même si ce choix entraîne une perte d'informations quant à l'évolution temporelle de la combustion. La figure 84 montre l'évolution temporelle de la fraction de masse brûlée moyenne en fonction de la pression d'admission et du taux de dilution. Il est important de souligner que la dispersion de la pression régnant dans la chambre de combustion lors de l'initiation des points 1300 mbar 30% EGR rend plus difficile la détermination de la fraction de masse brûlée, en particulier lors du développement initial de la combustion.

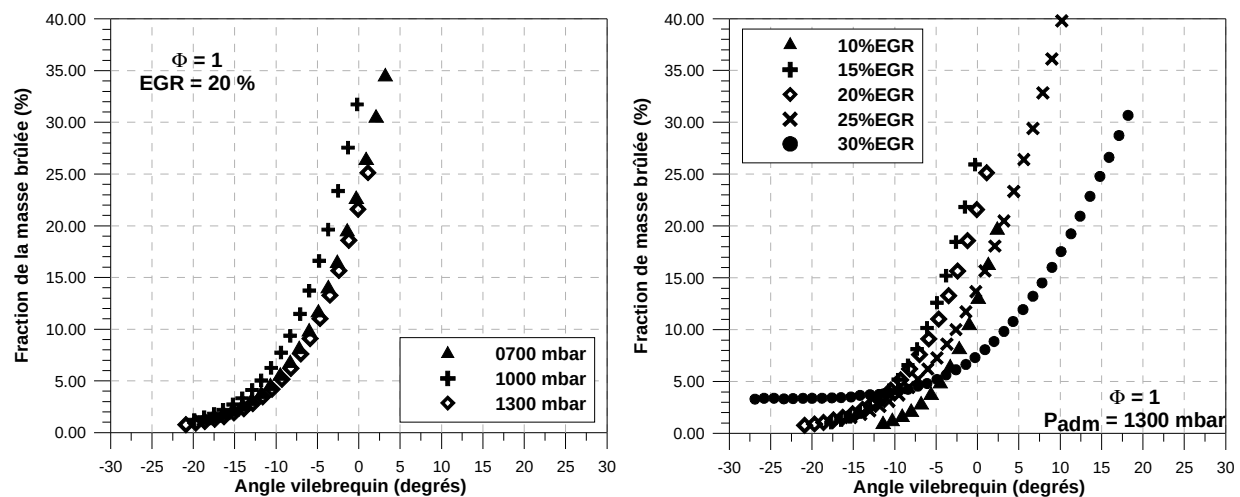


Figure 84 : Evolution temporelle de la fraction de masse brûlée moyenne pour différentes pressions d'admission (à gauche) et différents taux de dilution (à droite).

L'analyse des évolutions de la vitesse des gaz présents devant le front de flamme en fonction de la fraction de masse brûlée pour différentes pressions d'admission et taux de dilution (figure 85), nous permet de mettre en évidence deux phases distinctes : une augmentation rapide de la vitesse des gaz frais lors de la première phase d'avancement de la combustion ($FMB \leq 5\%$) suivie d'une phase de stabilisation de la vitesse pour les points de fonctionnement faiblement dilués (inférieur à 25% d'EGR) ou d'une diminution plus ou moins importante pour les points de fonctionnement plus fortement dilués. Sachant que cette vitesse représente la projection des gaz frais sur la normale au front de flamme, cette diminution traduit alors un mouvement de convection du front de flamme imposé par l'aérodynamique présente localement devant ce dernier.

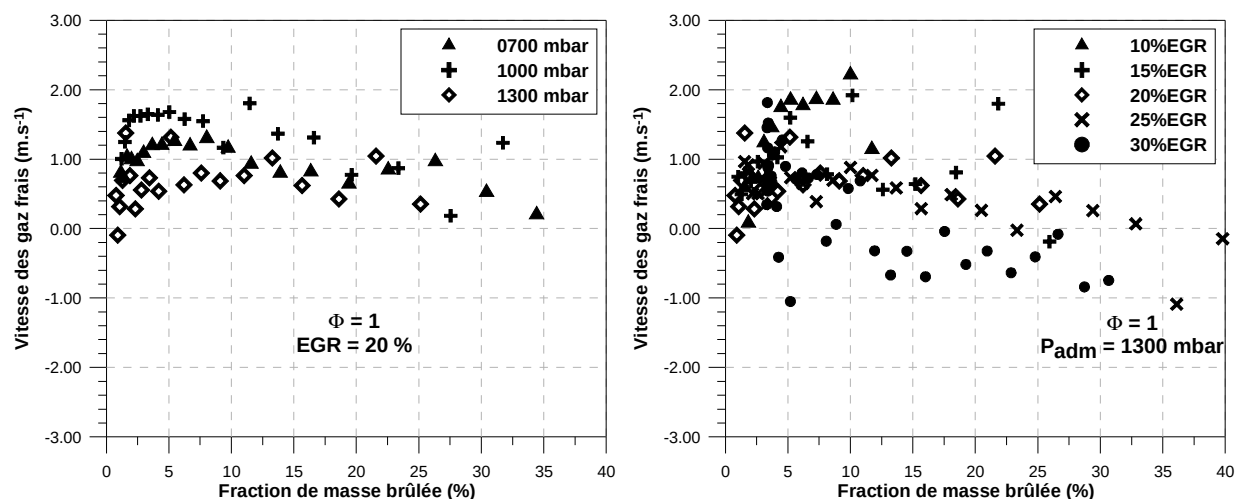


Figure 85 : Evolution de la vitesse des gaz frais présents devant le front de flamme en fonction de la fraction de masse brûlée pour différentes pressions d'admission (à gauche) et différents taux de dilution (à droite).

Sur la figure 86, nous avons illustré l'évolution de la vitesse de propagation en fonction de la fraction de masse brûlée pour différentes pressions d'admission et taux de dilution. La vitesse de propagation étant en partie responsable de l'accélération des gaz présents devant le front de flamme, il est alors normal d'observer des évolutions analogues. De plus, la dilution

induisant une diminution de la réactivité du mélange, une diminution de la vitesse de propagation en fonction du taux de dilution était prévisible. Notons que la forte rupture de comportement entre 25% et 30% d'EGR précédemment constatée est encore plus visible ici.

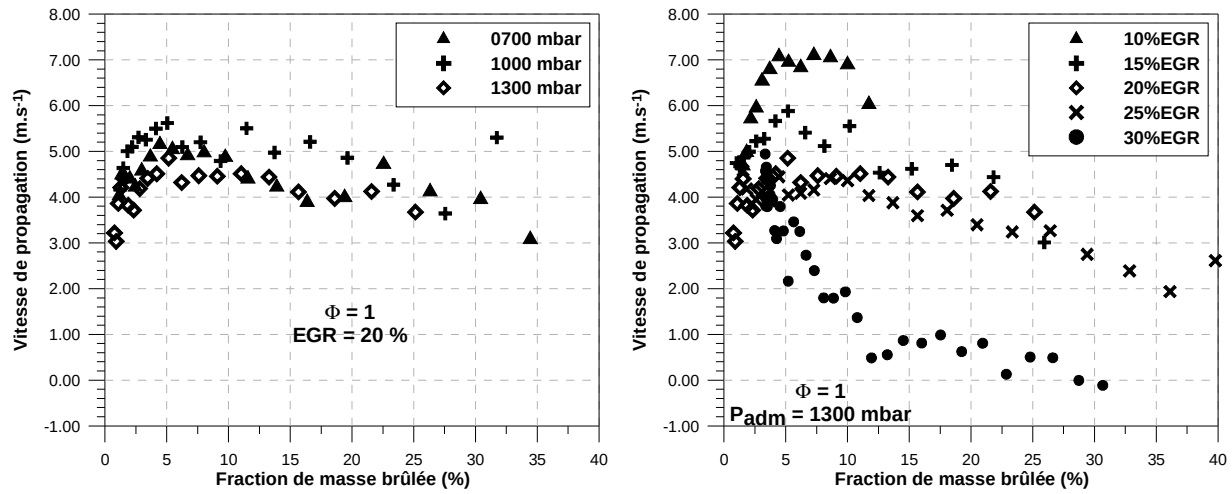


Figure 86 : Evolution de la vitesse de propagation en fonction de la fraction de masse brûlée pour différentes pressions d'admission (à gauche) et différents taux de dilution (à droite).

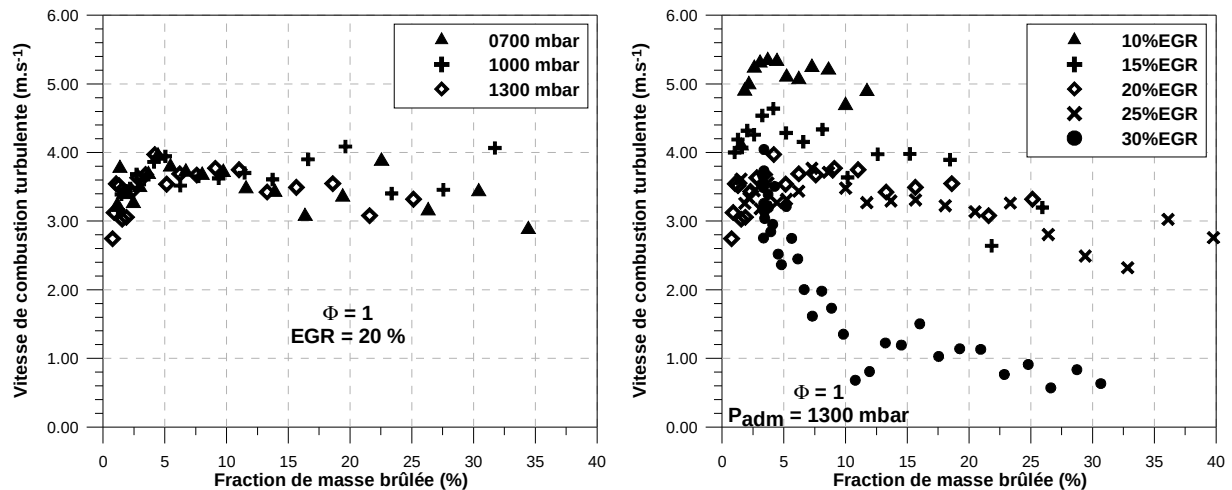


Figure 87 : Evolution de la vitesse de combustion turbulente en fonction de la fraction de masse brûlée pour différentes pressions d'admission (à gauche) et différents taux de dilution (à droite).

La figure 87 illustre l'évolution de la vitesse de combustion turbulente moyenne en fonction de la fraction de masse brûlée pour différentes pressions d'admission et taux de dilution. La pression régnant dans la chambre de combustion semble avoir peu d'influence sur la vitesse de combustion turbulente car, outre une rapide augmentation lors de la première phase d'avancement de la combustion, cette vitesse reste autour de $3,50 \text{ m.s}^{-1}$. Au contraire, le taux de dilution affecte fortement l'avancement de la combustion puisqu'une importante diminution de la valeur de la vitesse de combustion turbulente peut être observée dès que 5% de la masse de gaz frais a brûlé. L'augmentation que l'on peut observer avant une $FMB < 5\%$ est obtenue pour tous les taux de dilution. Notons que dans une étude de propagation laminaire, Bradley et al. [Bradley et al. (1998)] ont montré qu'un apport d'énergie supérieur à l'énergie minimale d'inflammation de mélange air/carburant entraîne une surestimation de la vitesse de propagation de la flamme.

Après un certain degré d'avancement de la combustion, cet effet de l'allumage disparaît et la vitesse de propagation mesurée devient alors caractéristique du mélange carburé. Par analogie, nous pouvons alors supposer que l'augmentation de la vitesse de combustion observée jusqu'à une fraction de masse brûlée inférieure ou égale à 5% est due à l'effet de l'allumage. Le noyau de flamme devient ensuite autonome et n'est plus affecté par le dépôt d'énergie fourni lors de l'étincelle. Cet effet est plus prononcé pour des taux de dilution importants car la combustion se propage dans un milieu air/carburant proche de la limite d'inflammabilité du mélange.

4.3. Comparaison des deux approches

Il est intéressant de noter que les deux approches développées pour caractériser la vitesse de combustion turbulente donnent des résultats très similaires en termes d'évolution (*figure 88*), bien que les valeurs présentent une différence certainement en conséquence de la différence de résolution entre les images de tomographie avec et sans suivi temporel, mais aussi des méthodes de caractérisation de la vitesse de combustion turbulente.

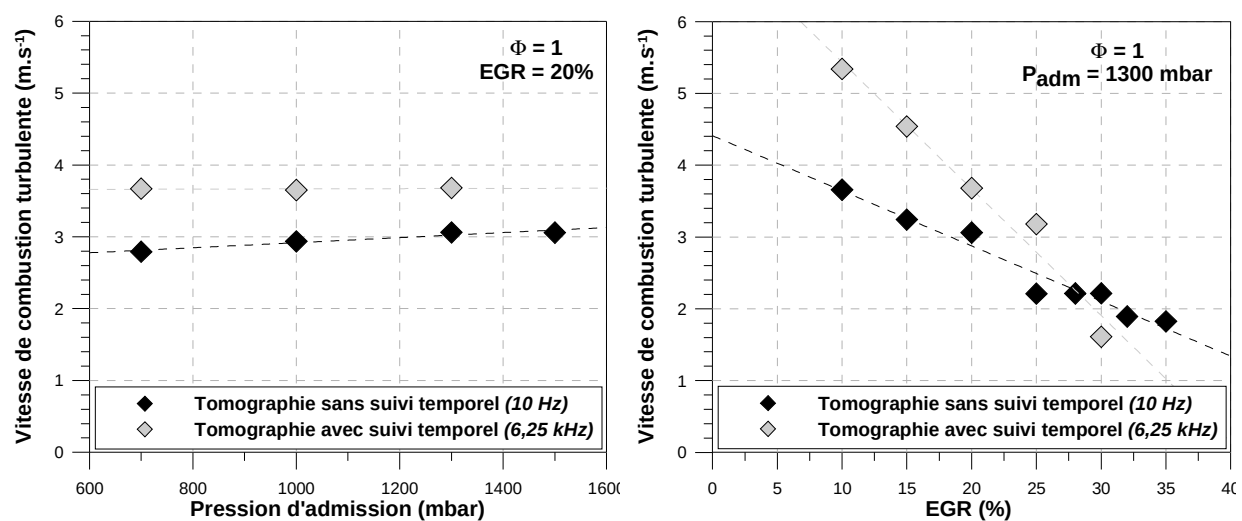


Figure 88 : Evolution de la vitesse de combustion turbulente au CA05 en fonction de la pression d'admission (à gauche) et du taux de dilution (à droite).

4.4. Estimation des grandeurs caractéristiques de la flamme laminaire au cours de la propagation de la flamme

Afin de placer les conditions d'évolution de la combustion dans les diagrammes de classification de la combustion turbulente, il est nécessaire d'estimer les grandeurs caractéristiques de la combustion laminaire (S_L^0 et δ_L) pour les conditions thermodynamiques des gaz frais régnant dans la chambre de combustion au cours de la propagation de la flamme. Pour cela, nous utilisons le modèle thermodynamique d'analyse de la combustion basé sur une approche de type deux zones (voir le paragraphe 2.4 du chapitre II) afin de déterminer la température des gaz frais et le mécanisme de Hasse et al. [Hasse et al. (2000)] afin d'estimer les vitesses de combustion laminaire du mélange iso-octane/air/diluants.

Les évolutions de la pression moyenne mesurées dans la chambre de combustion lors des différents cas d'études sont représentées sur la *figure 89*. Pour une même richesse et une avance à l'allumage optimale, un accroissement de la pression d'admission entraîne une augmentation de la charge enfermée, et par conséquent, une augmentation de la pression maximale dans la chambre de combustion. Toutefois, le point 1300 mbar 10% EGR ne semble être en pas être cohérent : la pression mesurée dans ces conditions de fonctionnement est inférieure à celle

du point 1300 mbar 15% EGR. Cette différence s'explique par la dégradation de l'avance pour le point 1300 mbar 10% EGR du fait de l'apparition de combustions anormales, de type cliquetis.

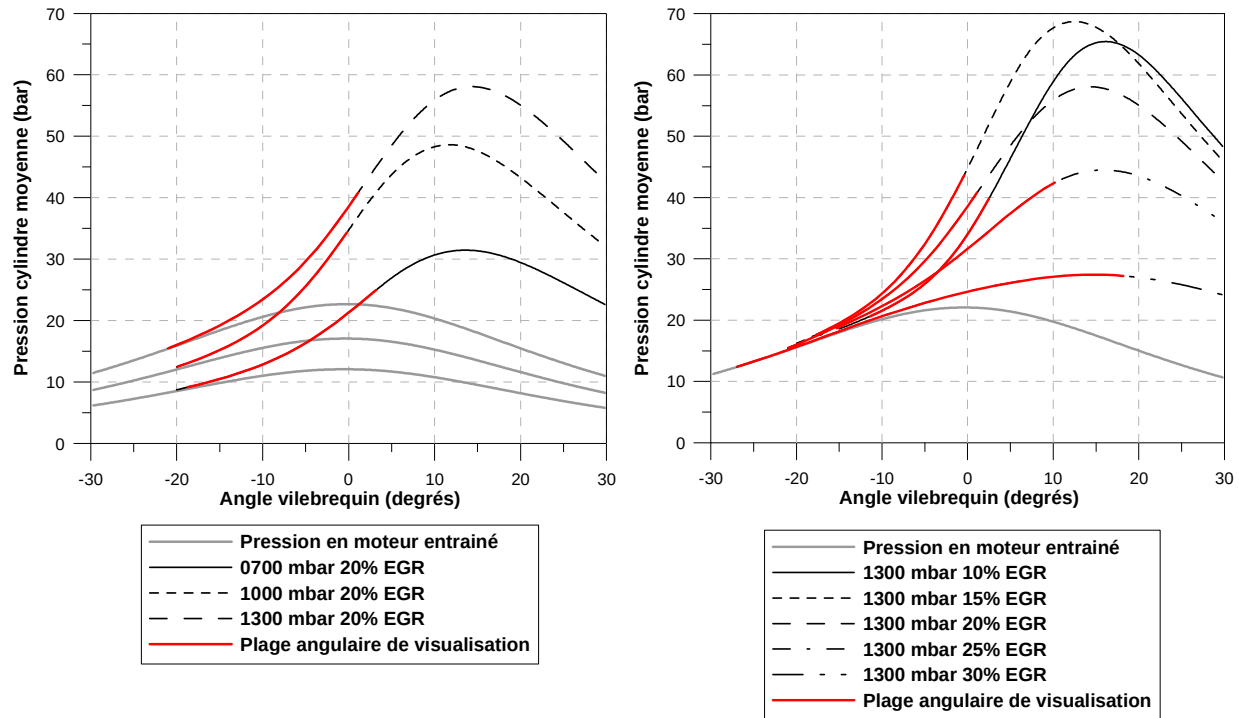


Figure 89 : Evolution temporelle de la pression cylindre moyenne pour différentes pressions d'admission (à gauche) et différents taux de dilution (à droite).

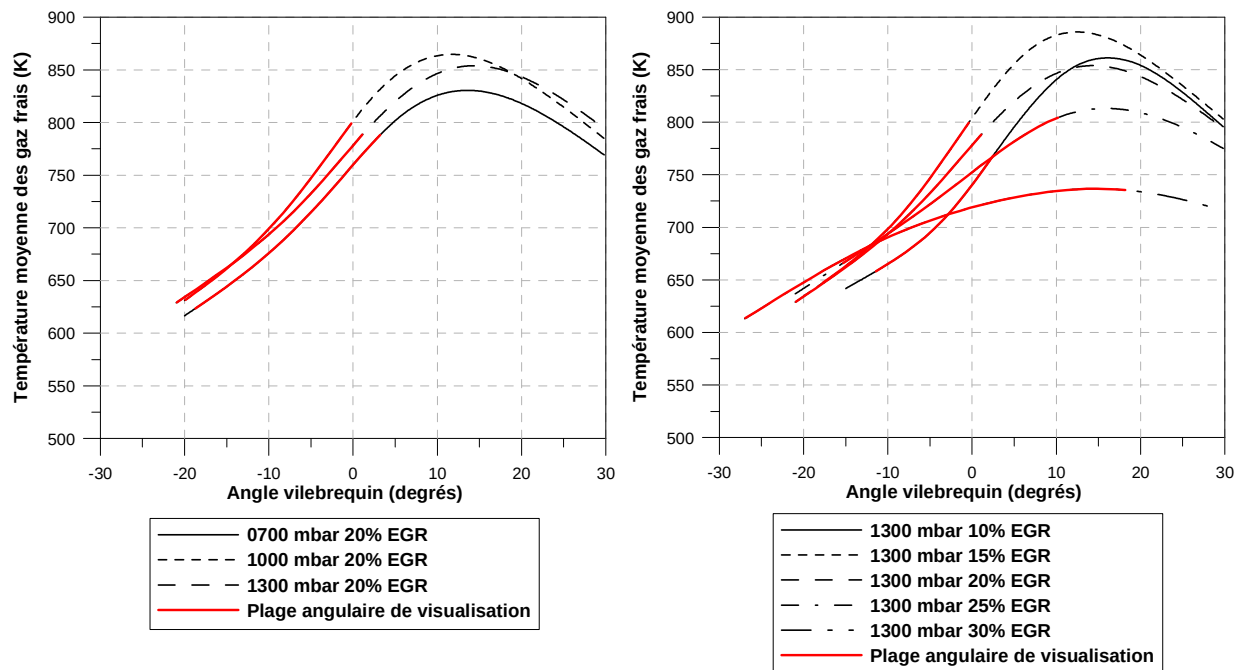


Figure 90 : Evolution temporelle de la température moyenne des gaz frais pour différentes pressions d'admission (à gauche) et différents taux de dilution (à droite).

La figure 90 montre l'évolution temporelle de la température moyenne des gaz frais estimée pour différentes pressions d'admission et différents taux de dilution. Les évolutions de la température moyenne des gaz frais sont logiquement très analogues à celles de la pression

moyenne mesurée dans la chambre de combustion. Il faut néanmoins signaler que l'évolution de la température du point 1300 mbar 20% EGR n'est pas cohérente avec celle obtenue pour 700 et 1000 mbar 20% EGR. En effet, les températures calculées pour ce point de fonctionnement sont inférieures à celles du point 1000 mbar 20% EGR alors que la charge enfermée dans la chambre de combustion est plus importante et que l'avance à l'allumage est optimale dans les deux cas. Une explication possible serait la surestimation de la masse enfermée de part une erreur sur la masse enfermée au moment de la fermeture des soupapes d'admission (*due à la précision du moyen de mesure et à la présence d'un croisement de soupapes*) et par la non prise en compte du « blow-by » (*difficilement mesurable sur un moteur à accès optiques*). Toutefois, du fait que les visualisations sont réalisées dans une plage d'angles vilebrequin relativement réduite, ces erreurs affectent peu les conclusions obtenues, comme nous le verrons sur la figure 91.

Les vitesses de combustion laminaire présentées sur la figure 91 ont donc été calculées avec le logiciel Premix (*logiciel issu de la bibliothèque de logiciel de simulation de cinétique CHEMKIN II*), le mécanisme cinétique de Hasse et al. [Hasse et al. (2000)] et les conditions de pression et de température mesurée et déterminées à chaque angle de mesure. Quel que soit le point de fonctionnement considéré, la vitesse de combustion laminaire augmente continuellement au cours de l'avancement de la combustion, même si cette augmentation est de moins en moins prononcée avec l'augmentation du taux de dilution. Nous pouvons noter que l'augmentation de la pression d'admission, donc de la pression dans la chambre de combustion, ainsi que celle du taux de dilution entraînent toutes deux une diminution de la vitesse de combustion laminaire.

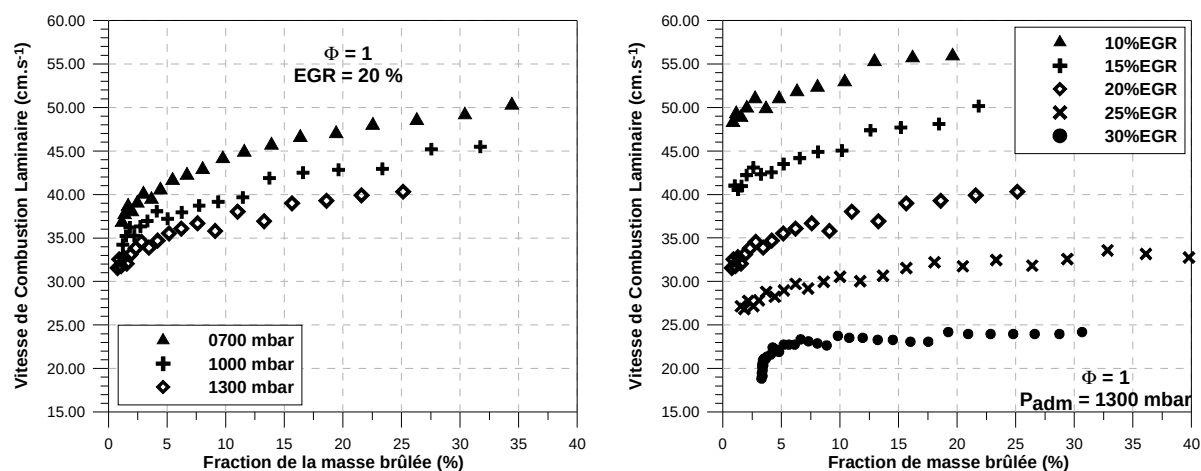


Figure 91 : Evolution de la vitesse de combustion laminaire en fonction de la fraction de masse brûlée pour différentes pressions d'admission (à gauche) et différents taux de dilution (à droite).

(Remarque : l'augmentation verticale observée pour le point de fonctionnement 1300 mbar 30% EGR est due à une mauvaise détermination de la fraction de masse brûlée pendant la première phase d'avancement de la combustion (figure 84). Dans la suite de cette étude, il faudra alors considérer les évolutions obtenues pour ce point de fonctionnement qu'à partir de 3 % de fraction de masse brûlée.)

Dans cette étude, l'épaisseur de flamme laminaire a été estimée à partir de la définition proposée par Zeldovich (voir le paragraphe 1.1.3 du chapitre I). L'évolution de l'épaisseur de flamme laminaire en fonction de la fraction de masse brûlée pour différentes pressions d'admission et différents taux de dilution est représentée sur la figure 92.

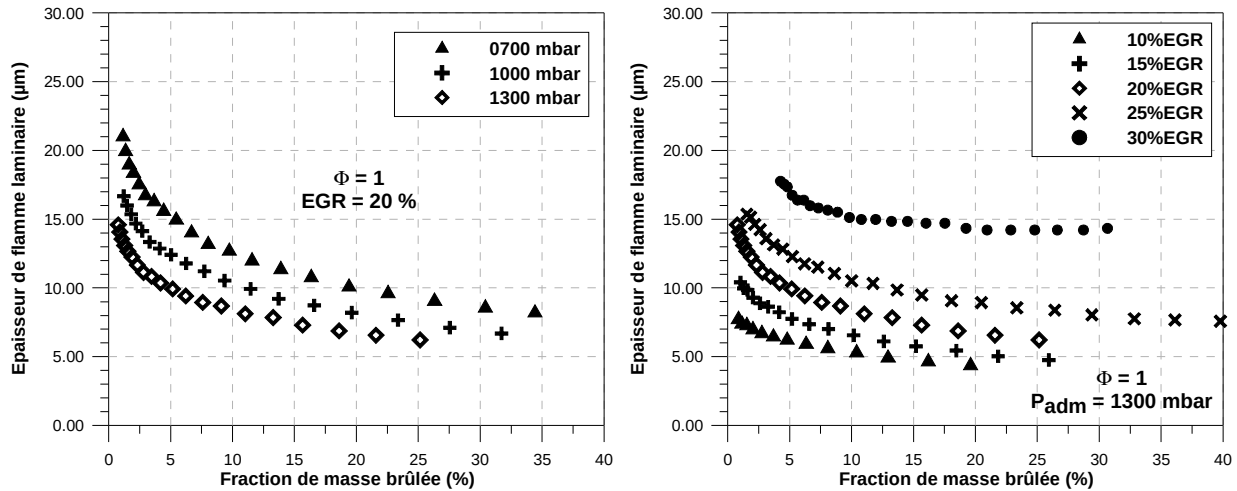


Figure 92 : Evolution de l'épaisseur de la flamme laminaire en fonction de la fraction de masse brûlée pour différentes pressions d'admission (à gauche) et différents taux de dilution (à droite).

Quel que soit le point de fonctionnement considéré, l'épaisseur de la flamme laminaire diminue au cours de la propagation de la flamme. Cette diminution peut directement être reliée à l'accroissement de la masse volumique des gaz frais due à l'augmentation de la pression dans la chambre de combustion. En effet, l'épaisseur de flamme laminaire est inversement proportionnelle à la masse volumique (figure 93). En première approximation, il est donc possible de supposer que l'évolution du rapport λ/C_p ainsi que celle de la vitesse de combustion laminaire soient négligeables par rapport à celle de la masse volumique des gaz frais.

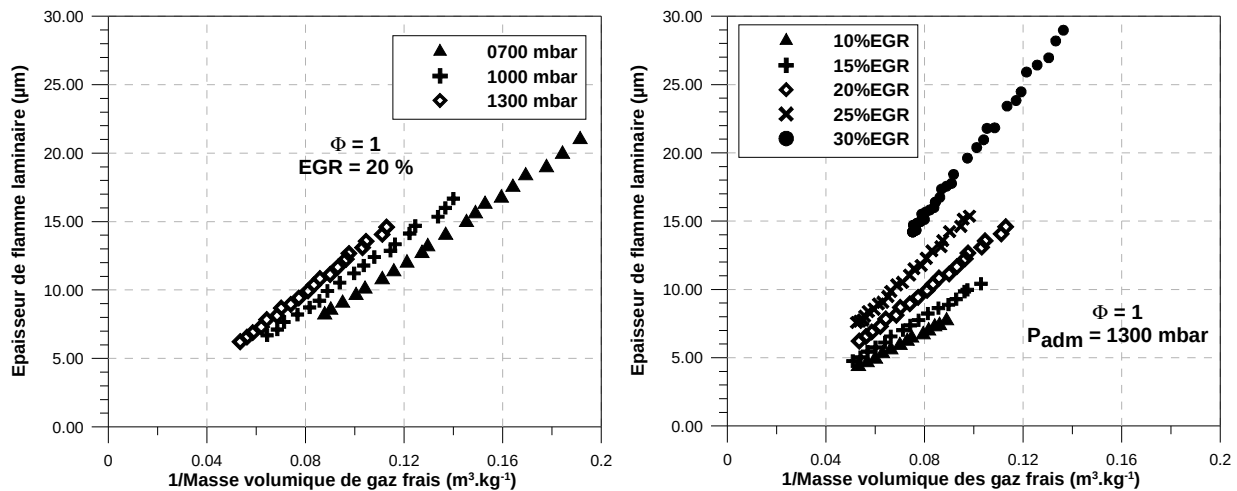


Figure 93 : Evolution de l'épaisseur de la flamme laminaire en fonction de l'inverse de la masse volumique pour différentes pressions d'admission (à gauche) et différents taux de dilution (à droite).

L'utilisation de la suralimentation entraînant une augmentation de la pression dans la chambre de combustion, il est alors légitime d'observer une diminution de l'épaisseur de flamme laminaire en fonction de la pression d'admission. L'augmentation du taux de dilution affectant, quant à elle, principalement la vitesse de combustion laminaire, il est aussi attendu d'observer une augmentation de l'épaisseur de flamme laminaire.

4.5. Propagation de la combustion dans le diagramme de combustion turbulente

Les différentes grandeurs caractéristiques liées à la turbulence et aux propriétés physico-chimiques du mélange étant à présent déterminées, les évolutions temporelles des rapports des grandeurs caractéristiques de la turbulence et de la combustion (q'/S_L^0 et L_T/δ_L) nécessaires à la classification des propagations de flamme ont alors pu être faites et sont reportées sur le diagramme de Borghi (*figure 94*). Il faut toutefois ne pas oublier que les évolutions illustrées sur cette figure ne représentent que le premier tiers des développements de la combustion, car les accès optiques ne permettent pas de visualiser l'intégralité du développement de la combustion. Les grandeurs caractéristiques de la turbulence étant peu affectées par la pression dans la chambre de combustion, le rapport L_T/δ_L est donc proportionnel à la masse volumique des gaz frais, et le rapport q'/S_L^0 est, quant à lui, inversement proportionnel à la vitesse de combustion laminaire.

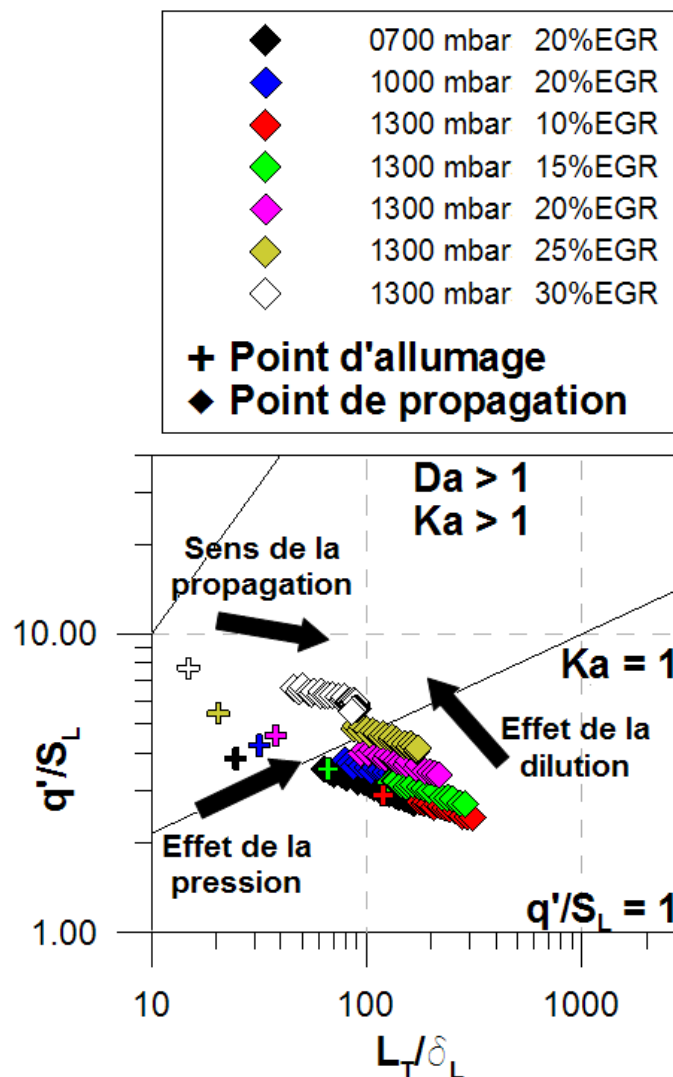


Figure 94 : Evolution temporelle des conditions de propagation des flammes étudiées dans le diagramme de Borghi [Borghi (1984)].

Une translation vers le bas et la droite du diagramme de combustion du positionnement des flammes au cours de leur développement dans le cycle est obtenue pour tous les points de fonctionnement étudiés. Cette évolution s'explique alors par l'augmentation de la vitesse de combustion laminaire et par la diminution de l'épaisseur de flamme laminaire puisque les

grandeurs caractéristiques de la turbulence ont été obtenues quasi-constantes au cours de la propagation de la flamme. Des études basées sur des approches numériques ont également montré des évolutions analogues lors du premier tiers de la combustion [Dai et al (1998), Linse et al. (2009)]. Après un certain degré d'avancement de la combustion, Linse et al. ont mis en évidence une translation vers le bas et *la gauche* du diagramme (figure 95).

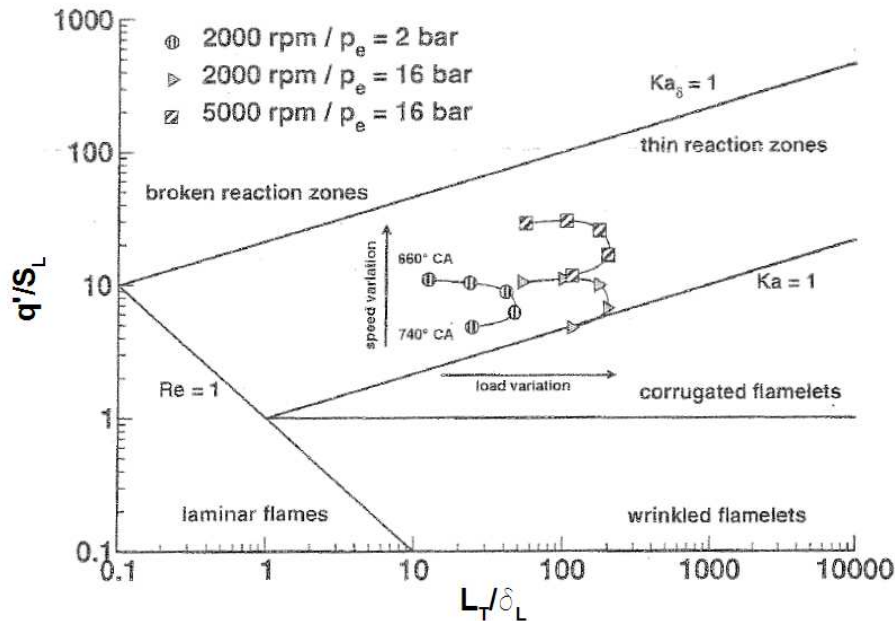


Figure 95 : Evolution des conditions de propagation des flammes étudiées par Linse et al. dans le diagramme de Peters-Borghi [Linse et al. (2009)]

Nous avons vu que l'évolution de l'épaisseur de flamme laminaire est inversement proportionnelle à la masse volumique des gaz brûlés, soit implicitement à la pression régnant dans la chambre de combustion. Or, à partir d'un certain angle vilebrequin ($\alpha_{P_{max}}^s \approx 14$ dv car dépend du phasage de la combustion dans le cycle), cette pression diminue car l'énergie apportée par la combustion n'est plus suffisante pour vaincre la détente des gaz induite par l'augmentation du volume de la chambre de combustion : *phase de détente* (figure 65). Cette diminution entraîne donc une diminution du rapport L_T/δ_L . La diminution du rapport q'/S_L^0 peut être expliquée par le fait que durant la phase détente les tourbillons énergétiques turbulents ont dissipé leur énergie.

Il est intéressant de noter que nous observons ce début de « retournement » d'évolution décrite par Linse et al. pour le point 1300 mbar 30% EGR, car comme la combustion est plus lente, celle-ci a pu être étudiée jusqu'à quelques degrés vilebrequin (4 DV) au-delà de $\alpha_{P_{max}}$.

Bien que la majorité des conditions de propagation liées à l'inflammation du mélange se situent dans le régime des flammes plissées et épaissies, la translation vers le bas et la droite du diagramme fait que les flammes au cours de leur développement se situent dans le régime des flammelettes. Toutefois, lorsque les conditions de propagation au moment de l'allumage sont trop éloignées de la limite entre le régime de flammelettes et le régime des flammes plissées et épaissies, cette translation n'est pas suffisante pour que la flamme se développe dans le régime de flammelettes comme ici le cas à 1300mbar 30% EGR. La translation vers le bas et la gauche du diagramme n'a, quant à elle, aucune influence sur le régime de combustion turbulente.

^s $\alpha_{P_{max}}$ représente l'angle vilebrequin où la pression maximale dans la chambre de combustion est atteinte.

L'utilisation de la suralimentation entraîne une translation vers le haut et la droite du diagramme, due à la diminution de l'épaisseur de flamme laminaire et celle de la vitesse de combustion laminaire due à l'augmentation de la pression dans la chambre de combustion. Aucun impact sur le régime de combustion turbulente n'a donc été observé.

La dilution du mélange entraîne une translation vers le haut et la gauche du diagramme qui peut être expliquée par l'augmentation de l'épaisseur de flamme laminaire et par la diminution de la vitesse de combustion laminaire. Cette translation a pour conséquence d'éloigner la propagation de la flamme du régime des flammelettes, et donc du domaine de validité de l'ensemble des modèles de combustion turbulente. Toutefois, cette conclusion est à prendre avec beaucoup de précaution car l'utilisation du critère de Klimov-Williams pour définir la frontière entre le régime des flammelettes et le régime des flammes plissées et épaissies n'est pas unanime. En effet, ce critère est supposé être trop sévère dans le sens où les tourbillons de la taille de l'échelle de Kolmogorov ne sont pas suffisamment énergétiques pour plisser le front de flamme. Néanmoins, il est important de noter que la présence d'une certaine cohérence entre la transition du régime de combustion et les différents résultats et observations présentés lors de cette étude. En effet, la transition entre le régime des flammelettes et le régime des flammes plissées et épaissies se situe pour une dilution proche de **25% d'EGR**. Or, c'est précisément pour ce taux de dilution que nous avons noté une discontinuité dans l'évolution de la *PMI*, de la stabilité de la combustion, des durées caractéristiques de la combustion ou encore de la vitesse de combustion turbulente.

De nombreux auteurs [Adbel-Gayed et al. (1984), Bédard et al. (1995), Kawanabe et al. (1998)] ont ainsi montré que la combustion turbulente dépend fortement des caractéristiques de l'écoulement, et ont alors proposé des relations de la forme :

$$S_T/S_L^0 = C.[1+(q'/S_L^0)^b] \quad \text{Équation 73}$$

L'évolution du rapport S_T/S_L^0 en fonction du rapport q'/S_L^0 pour différentes pressions d'admission et différents taux de dilution est représentée sur la figure 96.

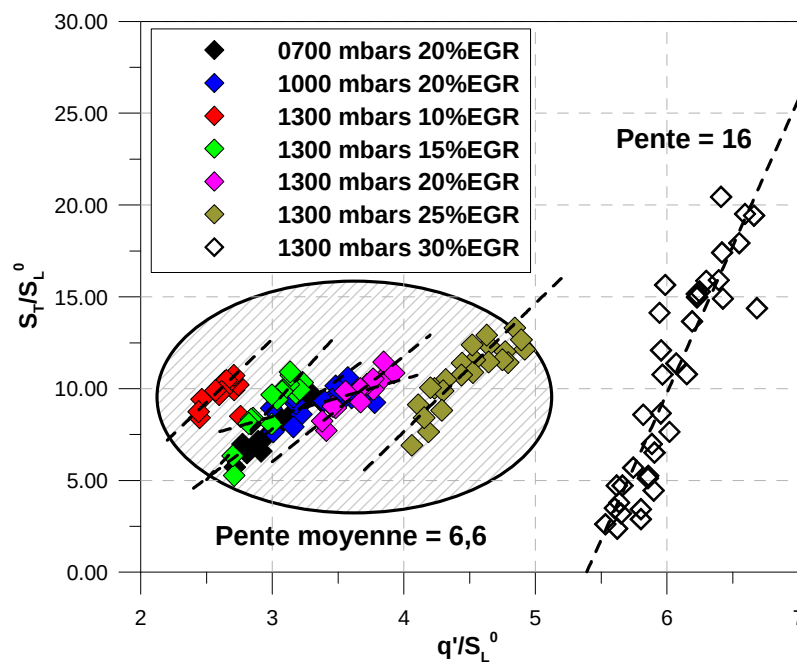


Figure 96 : Evolution du rapport S_T/S_L^0 en fonction du rapport q'/S_L^0 pour différentes pressions d'admission et différents taux de dilution.

Les évolutions du rapport S_T/S_L^0 en fonction du rapport q'/S_L^0 au cours de la propagation de la flamme sont relativement similaires et linéaires. L'analyse des pentes permet, une fois de plus, de mettre en évidence la rupture déjà préalablement observée pour un taux de dilution de 30% d'EGR.

Linse et al. [Linse et al. (2009)] ont estimé la vitesse de combustion turbulente à partir de la relation proposée par Peters [Peters (1999, 2000)] :

$$\frac{S_T}{S_L^0} = 1 - \frac{a_4 b_3^2}{2b_1} \frac{L_T}{\delta_L} + \left[\left(\frac{a_4 b_3^2}{2b_1} \frac{L_T}{\delta_L} \right)^2 + a_4 b_3^2 \frac{q'}{S_L^0} \frac{L_T}{\delta_L} \right]^{1/2} \quad \text{Équation 74}$$

Où $a_4 = 0,78$, $b_1 = 2,0$ et $b_3 = 1,0$.

L'estimation de la vitesse de combustion turbulente réalisée à partir de la relation proposée par Peters sous-estime la vitesse de combustion turbulente mesurée. Il faut néanmoins souligner que les évolutions sont en parfait accord (figure 97).

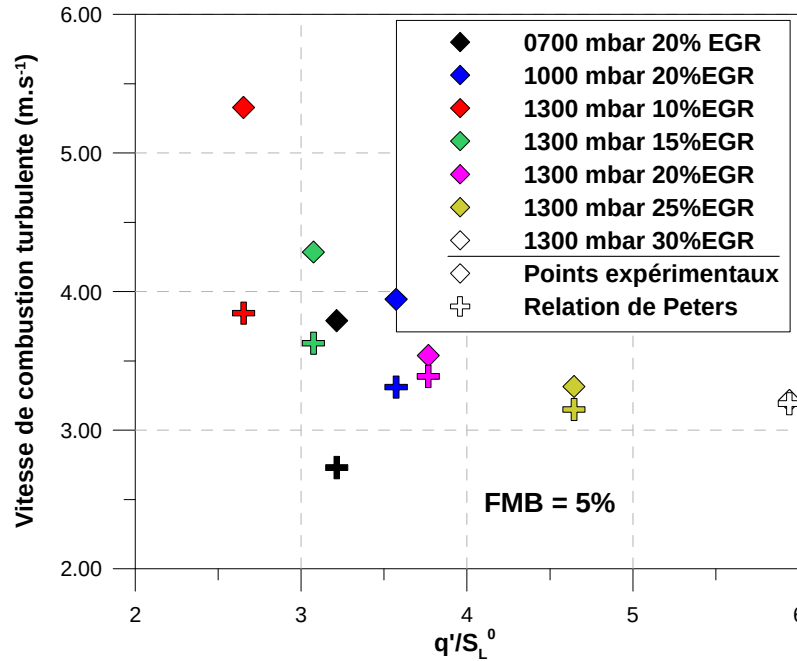


Figure 97 : Vitesses de combustion turbulente mesurées expérimentalement et estimées par la relation proposée par Peters en fonction du rapport q'/S_L^0 pour le CA5.

La corrélation proposée pour estimer les vitesses de combustion turbulente à une fraction de masse brûlée de 5% s'exprime de la façon suivante :

$$\frac{S_T}{S_L^0} = 5,6 \left(\frac{q'}{S_L^0} \right)^{0,5} \quad \text{Équation 75}$$

Sur la figure 98 sont illustrées les vitesses de combustion turbulente mesurées lors de cette étude, celles issues des travaux de Linse et al. [Linse et al. (2009)] et la corrélation ci-dessous en fonction du rapport q'/S_L^0 pour une fraction de masse brûlée de 5%. Nous pouvons

constater que la corrélation proposée à partir de nos données expérimentales prédit de façon assez satisfaisante les résultats de Linse et al.

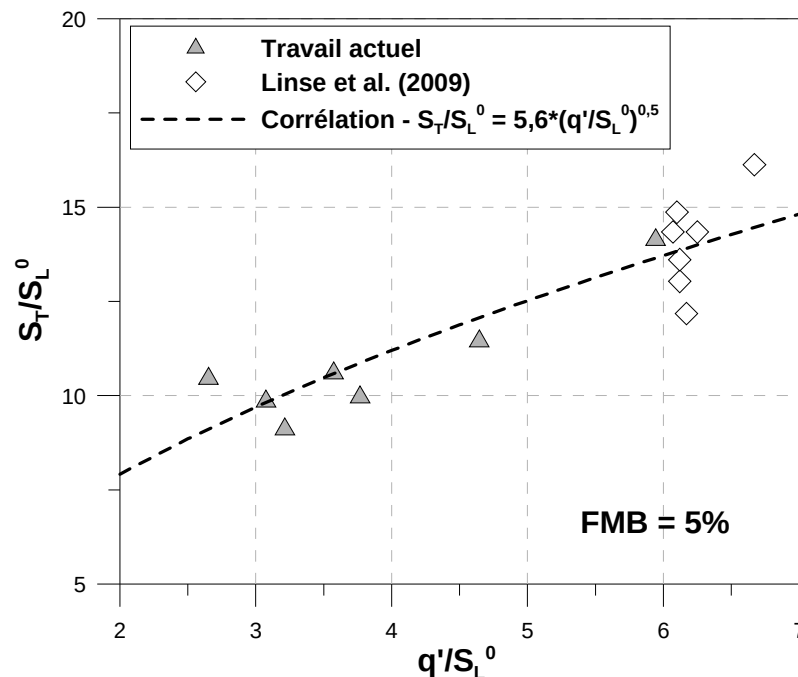


Figure 98 : Vitesses de combustion turbulente mesurée lors de cette étude, vitesses de combustion turbulente issues des travaux de Linse et al. [Linse et al. (2009)] et la corrélation proposée en fonction du rapport q'/S_L^0 pour le CA05.

4.6. Analyse de la surface de flamme

Dans l'hypothèse des flammelettes, l'un des paramètres importants à considérer pour la compréhension de l'évolution de la vitesse de combustion turbulente est l'accroissement de la densité de surface de flamme. Dans cette partie, nous allons à présent nous intéresser à la caractérisation de l'épaisseur turbulente, du taux de plissement et des courbures des fronts instantanés.

4.6.1. Epaisseur de la flamme turbulente

Nous avons déterminé l'épaisseur de flamme turbulente en considérant qu'elle était égale à 2 fois la valeur de l'écart-type de la distribution de la distance séparant le contour instantané et le contour instantané filtré de la flamme (voir les paragraphes 4.6 et 4.7 du chapitre III). Cette définition de l'épaisseur turbulente peut s'interpréter comme la zone autour du contour instantané filtré dans laquelle la probabilité de la présence de la flamme est non nulle. Il faut noter que la distribution des distances est centrée sur zéro pour l'ensemble des cas étudiés, c'est-à-dire que les contours moyens sont toujours centrés par rapport aux contours instantanés.

Sur la figure 99, nous avons représenté l'évolution temporelle de l'épaisseur turbulente en fonction de la pression d'admission et de la dilution. L'épaisseur turbulente est du même ordre de grandeur que l'échelle intégrale spatiale de l'écoulement turbulent, résultat en parfait accord avec la littérature : Saïd [Saïd (1989)] a été montré que l'épaisseur de flamme turbulente augmente progressivement après l'allumage avant d'atteindre une valeur limite de l'ordre de l'échelle intégrale spatiale.

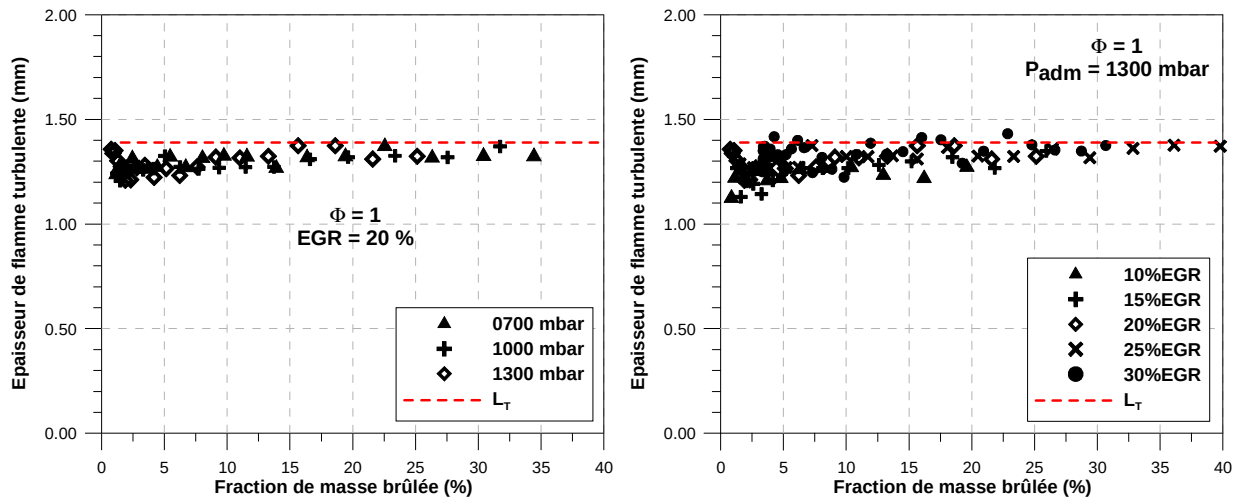


Figure 99 : Evolution de l'épaisseur de flamme turbulente et de l'échelle intégrale spatiale en fonction de la fraction de masse brûlée pour différentes pressions d'admission (à gauche) et différents taux de dilution (à droite).

4.6.2. Taux de plissement

Dans le paragraphe précédent, la caractérisation de l'épaisseur turbulente ne donne pas d'information sur l'évolution du plissement du front de flamme pour les différentes pressions d'admission et/ou les différents taux de dilution étudiés. De manière à caractériser l'accroissement de la surface de la flamme, nous avons choisi de calculer le rapport entre la longueur des contours instantanés, notée L_f , et la longueur des contours moyens, notée $\langle L_f \rangle$. Ainsi, dans le cas d'une flamme sphérique non plissée, ce rapport est égal à 1. Pour un front de flamme plissé, la longueur du contour instantané est plus grande que celle du contour instantané filtré, d'où un rapport $L_f / \langle L_f \rangle$ supérieur à 1.

Sur la figure 100, nous avons représenté l'évolution temporelle du taux de plissements en fonction de la fraction de masse brûlée pour différentes pressions d'admission et différents taux de dilution. Ce paramètre évolue très peu lors du développement de la flamme et est identique quelles que soient les conditions de pression et de dilution.

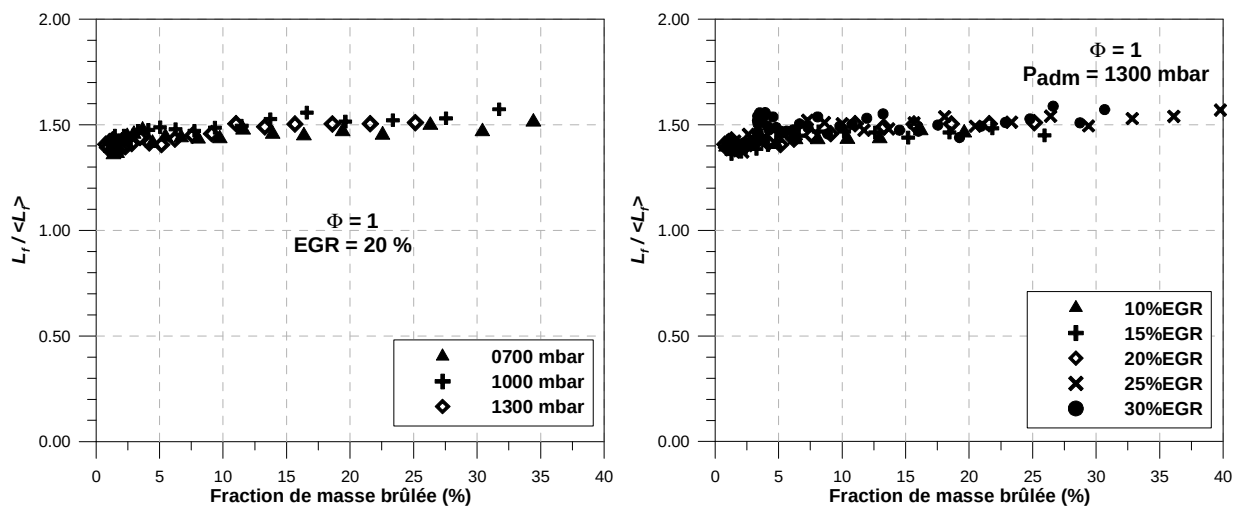


Figure 100 : Evolution du taux de plissement en fonction de la fraction de masse brûlée pour différentes pressions d'admission (à gauche) et différents taux de dilution (à droite).

4.6.3. Courbures du contour instantané

De manière à pouvoir caractériser le plissement, il nous est possible d'utiliser soit le rayon de courbure des contours (R), soit la courbure ($1/R$). Dans cette étude, nous avons choisi de caractériser la courbure car cette grandeur intervient directement dans les modèles de combustion turbulente, notamment dans la détermination du paramètre I_0 utilisé dans le calcul du taux de réaction moyen. Il faut également noter que Shepherd et Ashurst [Shepherd et al. (1992)] ont montré que les mesures bidimensionnelles entraînaient une faible incertitude sur les déterminations statistiques des courbures, sauf pour les courbures très éloignées de zéro.

Sur la figure 101, nous avons représenté l'évolution temporelle de la courbure moyenne en fonction de la pression d'admission et de la dilution. Ainsi, quel que soit le cas ou le degré d'avancement considéré, nous pouvons observer que la courbure moyenne est négative ou très proche de zéro. Notons que ce décalage est généralement attribué aux effets de propagation de type Huygens privilégiant l'expansion des régions dans lesquelles la courbure est négative. Ce décalage a déjà été mis en évidence numériquement [Bray et al. (1991)] et expérimentalement [Shepherd et al. (1992)]. De plus, nous pouvons constater que l'augmentation de la valeur de la courbure de la flamme est plus rapide lors des premiers degrés d'avancement de la combustion. Aucun effet de la pression d'admission ou du taux de dilution sur les courbures n'est à noter.

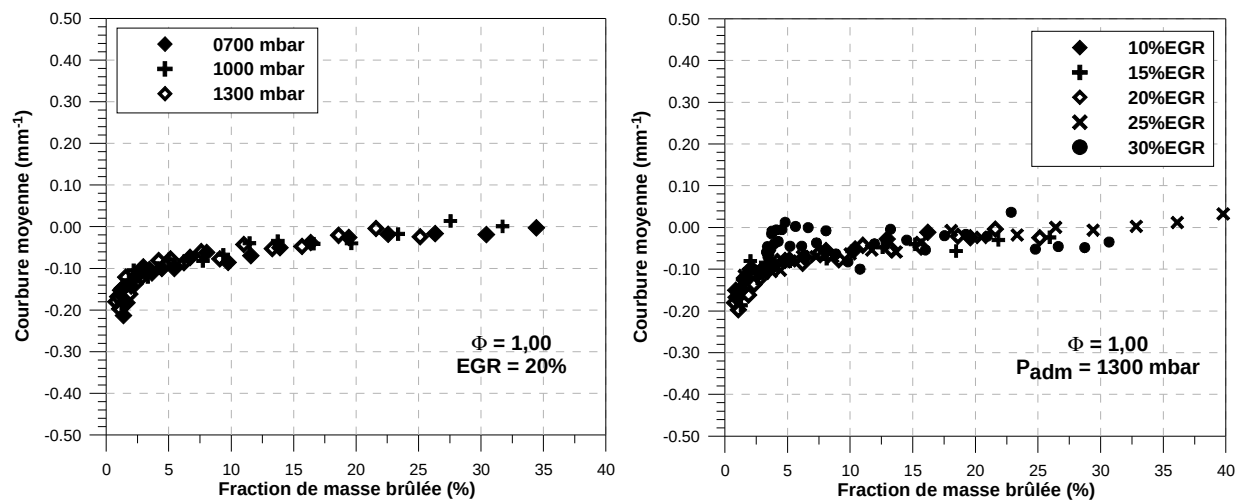


Figure 101 : Evolution de la courbure moyenne en fonction de la fraction de masse brûlée pour différentes pressions d'admission (à gauche) et différents taux de dilution (à droite) pour les contours instantanés.

De manière à mettre en évidence la distribution des échelles de plissements le long des contours instantanés de la flamme, la fonction de densité de probabilité (*pdf*) des courbures a été déterminée pour les différentes conditions de pression d'admission et de taux de dilution. Dans cette étude, nous avons choisi de normaliser les *pdf* de manière à obtenir une aire qui soit égale à un, et de les définir à l'aide d'une fonction de forme gaussienne.

Sur les figure 103, figure 104 et figure 105, l'évolution en fonction de la fraction de masse brûlée pour différentes pressions d'admission et différents taux de dilution des trois paramètres permettant de caractériser les courbes de type gaussienne représentant les distributions (la position de la valeur maximale des distributions, notée μ , la valeur maximale des distributions, notée λ , et la dispersion ou l'écart type des distributions, noté σ - voir figure 102) a été représentée. Ainsi, quel que soit le point de fonctionnement ou le degré d'avancement considéré, nous pouvons observer que la valeur de la position du maximum des distributions des courbures est négative. Comme précédemment, il nous est possible de noter un

décalage vers les courbures positives, et peu d'influence de la pression d'admission et du taux de dilution ont peu d'influence sur la structure de la flamme car aucune modification de la valeur maximale ou de la dispersion n'a pu être observée.

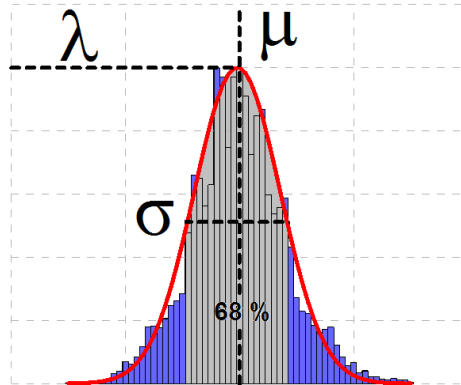


Figure 102 : Définition des 3 paramètres caractéristiques d'une courbe de type gaussienne.

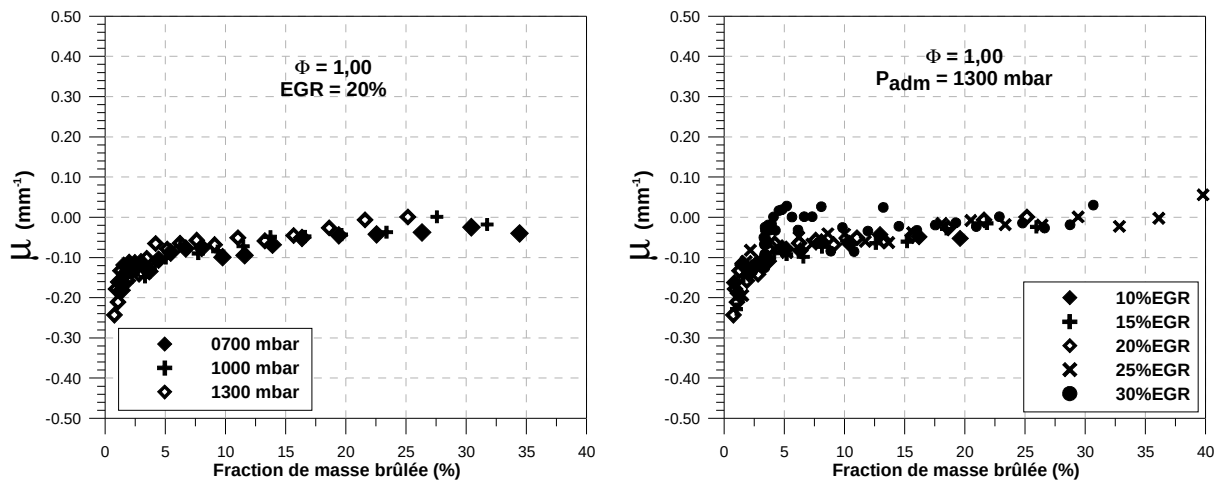


Figure 103 : Evolution de la position de la valeur maximale de la distribution en fonction de la fraction de masse brûlée pour différentes pressions d'admission (à gauche) et différents taux de dilution (à droite) pour les contours instantanés.

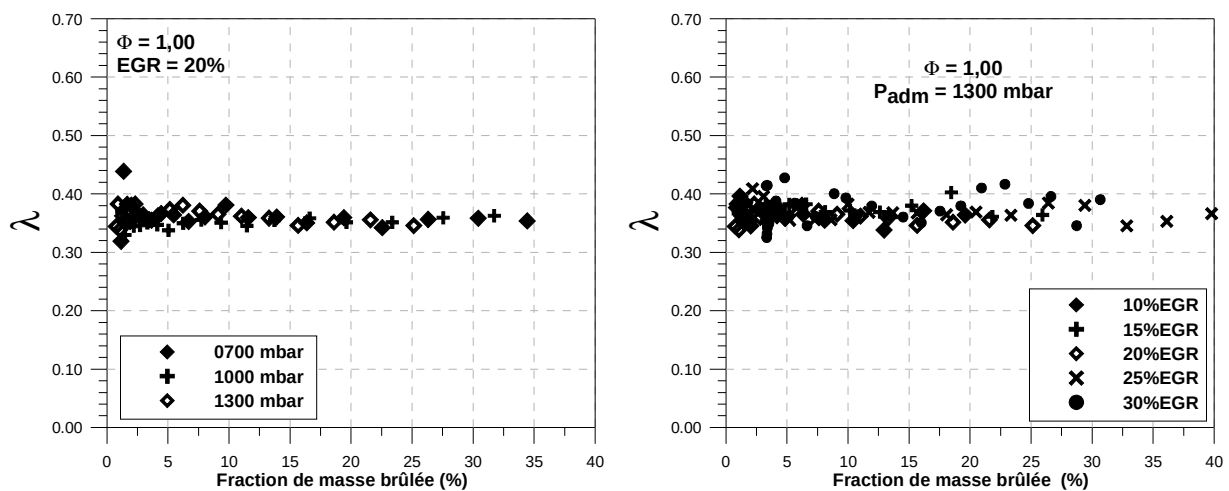


Figure 104 : Evolution de la valeur maximale de la distribution en fonction de la fraction de masse brûlée pour différentes pressions d'admission (à gauche) et différents taux de dilution (à droite) pour les contours instantanés.

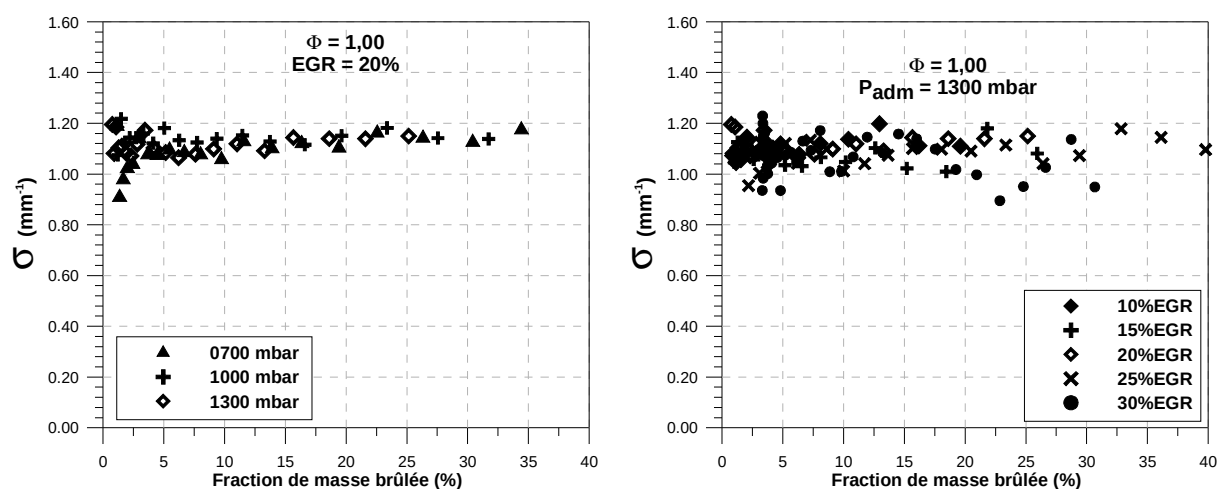


Figure 105 : Evolution de la dispersion de la distribution en fonction de la fraction de masse brûlée pour différentes pressions d'admission (à gauche) et différents taux de dilution (à droite) pour les contours instantanés.

Notons que des études expérimentales ont permis de mettre en évidence que l'intensité turbulente et le nombre de Lewis influencent fortement la formation et la dimension des structures présentes sur le front de flamme [Renou (1999), Pajot (2000)]. Lors de la caractérisation de la turbulence, nous avons montré que l'intensité turbulente et l'échelle intégrale sont peu modifiées par la pression d'admission et quasi-constante durant la phase de compression. Pour caractériser les différentes grandeurs physiques nécessaires au calcul du nombre de Lewis (D_m, λ, ρ et c_p), nous avons utilisé les routines issues de la bibliothèque du logiciel de simulation de cinétique CHEMKIN II. Il faut signaler que dans cette étude, réalisée à la stœchiométrie, nous avons choisi l'isooctane comme représentant du réactif déficitaire. La figure 106 montre que le nombre de Lewis est peu modifié quelles que soient les conditions de pression et de dilution au cours de la propagation. Sa valeur passe de 2,7 à 2,8, soit une augmentation de 4%, pour une augmentation de 200% du taux de dilution (10% à 30% d'EGR).

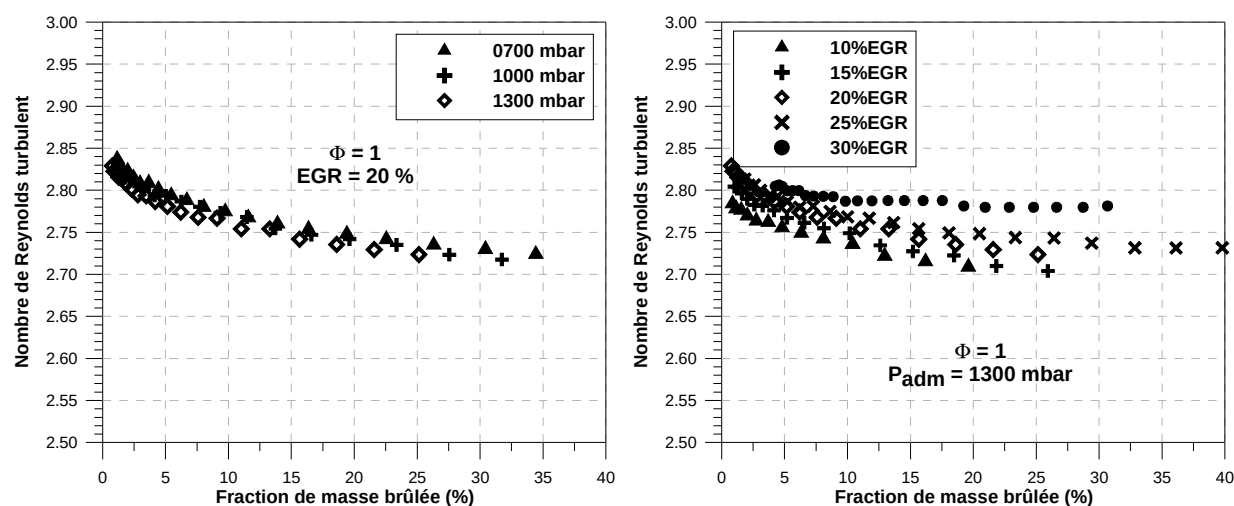


Figure 106 : Evolution de nombre de Lewis en fonction de la fraction de masse brûlée pour différentes pressions d'admission (à gauche) et différents taux de dilution (à droite).

En considérant que la structure de la flamme est fortement modifiée par la turbulence présente devant le front de flamme et par le nombre de Lewis du mélange, le fait d'observer

aucune modification du taux de plissement et des courbures des contours pour les différentes pressions d'admission et les différents taux de dilution est tout à fait cohérente.

4.7. Conclusions sur la caractérisation de la vitesse de combustion turbulente

Cette partie de l'étude a été consacrée à l'étude de la vitesse de combustion turbulente à partir des images issues de la tomographie laser sans et avec suivi temporel en fonction de la pression d'admission et du taux de dilution. L'utilisation d'un système *PIV* (décrit dans le chapitre III) permettant d'accéder à la position instantanée du front de flamme dans un plan bi-dimensionnel ainsi qu'à leur évolution au cours de la propagation, nous avons considéré alors la vitesse de combustion turbulente comme étant égale à la vitesse de propagation du front de flamme dans le repère gaz. Notons que dans cette étude, deux approches ont été mises œuvres et comparées : une approche sans suivi temporel (*uniquement lorsque 5% de la charge est brûlée*) et une approche avec suivi temporel.

L'analyse des résultats obtenus avec l'approche sans suivi temporel a mis en évidence une augmentation continue et linéaire de la vitesse de combustion turbulente en fonction de la pression d'admission, et une diminution continue et linéaire en fonction du taux de dilution. A partir des résultats issus de l'approche avec suivi temporel, nous avons montré que la pression d'admission a peu d'influence sur ce paramètre alors que le taux de dilution entraîne une diminution importante qui est liée à la diminution de réactivité du mélange. Ainsi, à partir de 25% d'*EGR*, nous avons pu noter une modification dans l'évolution de la vitesse de combustion turbulente similaire à la rupture de la *PMI* observée lors de l'étude sur les grandeurs caractéristiques de la combustion.

Afin d'expliquer l'évolution de la vitesse de combustion turbulente en fonction de la pression d'admission et du taux de dilution, nous avons caractérisé les grandeurs caractéristiques de la combustion laminaire se développant dans les mêmes conditions thermodynamiques :

La vitesse de combustion et l'épaisseur de flamme laminaire ont été caractérisées à l'aide du mécanisme de Hasse et al. et de la définition de Zeldovich au cours de la propagation de la flamme. Nous avons alors montré que la vitesse de combustion laminaire diminue en fonction de la pression d'admission et de la dilution. Connaissant les grandeurs caractéristiques de la turbulence et de la flamme laminaire, nous avons alors reporté les propagations de flamme dans le diagramme de Borghi. Nous avons alors pu mettre en évidence une modification du régime de combustion turbulente à partir de 25% d'*EGR*.

Une étude locale de la géométrie du front de flamme a permis de caractériser l'épaisseur de flamme turbulente, le taux de plissement et les distributions de courbures durant la propagation de la flamme. Nous avons ainsi montré que ces paramètres sont peu influencés par la pression d'admission et le taux de dilution. Ce résultat s'explique par le fait que l'aérodynamique et le nombre de Lewis sont non affectés par les différentes conditions de pression chambre et de dilution.

5. Caractérisation du taux moyen de réaction intégré sur l'épaisseur de la flamme turbulente

Cette partie de l'étude vise à caractériser le taux moyen de réaction moyen intégré (B_T) sur l'épaisseur de la flamme turbulente car ce paramètre est très analogue à l'une des définitions de la vitesse de combustion turbulente. Pour cela, nous avons basé cette analyse sur la méthode proposée par Gouldin et Miles (voir paragraphe 4.8 du chapitre III). Cette méthode reposant, entre autre, sur l'étude de la densité de surface de flamme a été appliquée aux images issues de la tomographie sans suivi temporel, du fait de sa meilleure résolution spatiale.

5.1. Grandeurs caractéristiques du mélange

L'évolution de la masse volumique des gaz frais (ρ_u) est représentée sur la figure 107 en fonction de la pression d'admission et du taux de dilution. La pression d'admission possède une forte influence sur ce paramètre puisqu'une augmentation de 100% de la pression régnant dans la chambre de combustion entraîne une augmentation de 90% de la masse volumique des gaz frais. La dilution possède également une influence moins importante que la pression régnant dans la chambre de combustion sur la masse volumique des gaz frais puisqu'une augmentation de 100% du taux de dilution entraîne seulement un accroissement de 15% de la masse volumique des gaz frais.

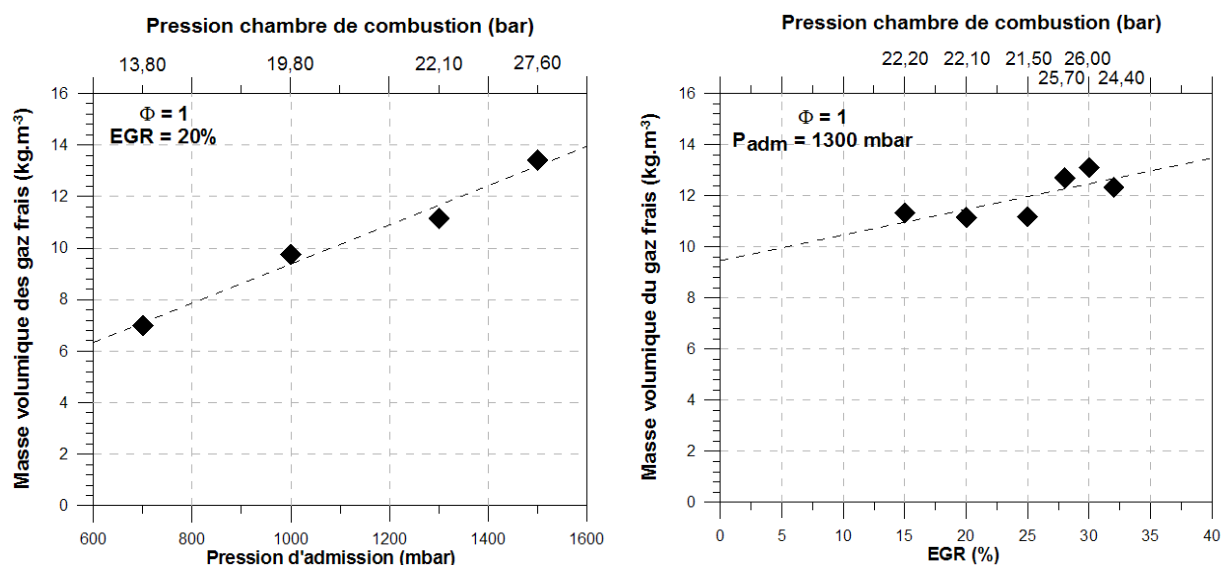


Figure 107 : Evolution de la masse volumique des gaz frais en fonction de la pression d'admission (à gauche) et du taux de dilution (à droite) au CA05.

L'évolution de la vitesse de combustion laminaire est représentée sur la figure 108 en fonction de la pression d'admission et du taux de dilution. A partir de l'analyse de cette figure, nous observons que la vitesse de combustion laminaire diminue plus fortement avec la dilution qu'avec la pression d'admission. En effet, une augmentation de 100% de la pression régnant dans la chambre entraîne une diminution de 15% de la vitesse de combustion alors qu'une augmentation de 100% du taux de dilution entraîne une diminution de 53% sur la vitesse de combustion laminaire.

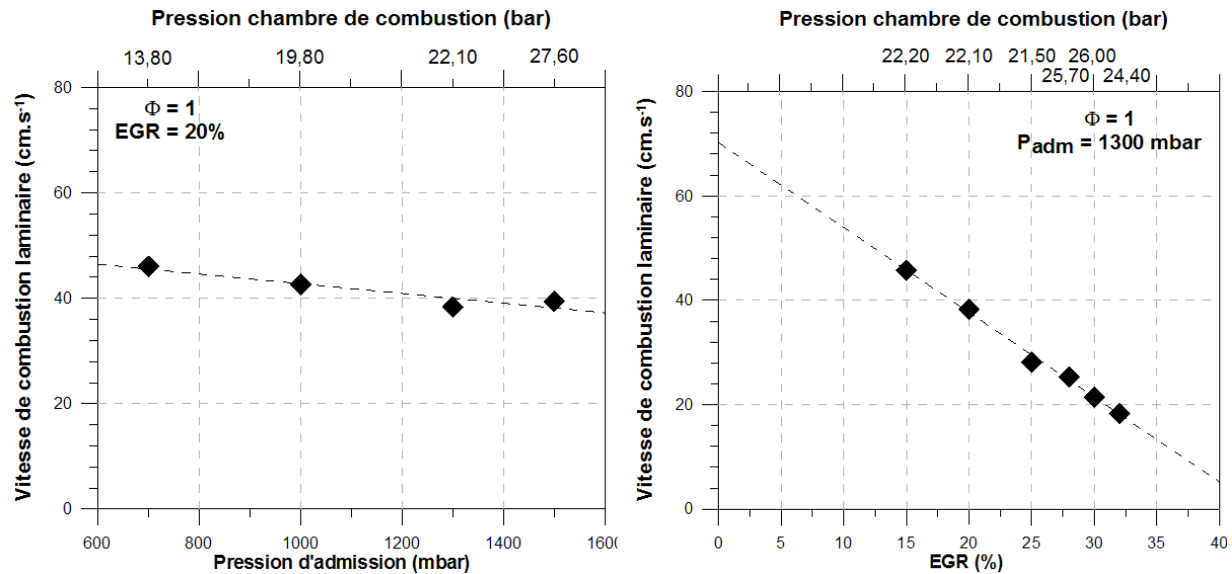


Figure 108 : Evolution de la vitesse de combustion laminaire en fonction de la pression d'admission (à gauche) et du taux de dilution (à droite) au CA05.

L'augmentation du terme $\rho_u S_L^0 I_0$ en fonction de la pression d'admission est directement liée à l'augmentation de la masse volumique due à la suralimentation, alors que la diminution de ce terme en fonction de dilution est due à la diminution de la vitesse de combustion laminaire (figure 109).

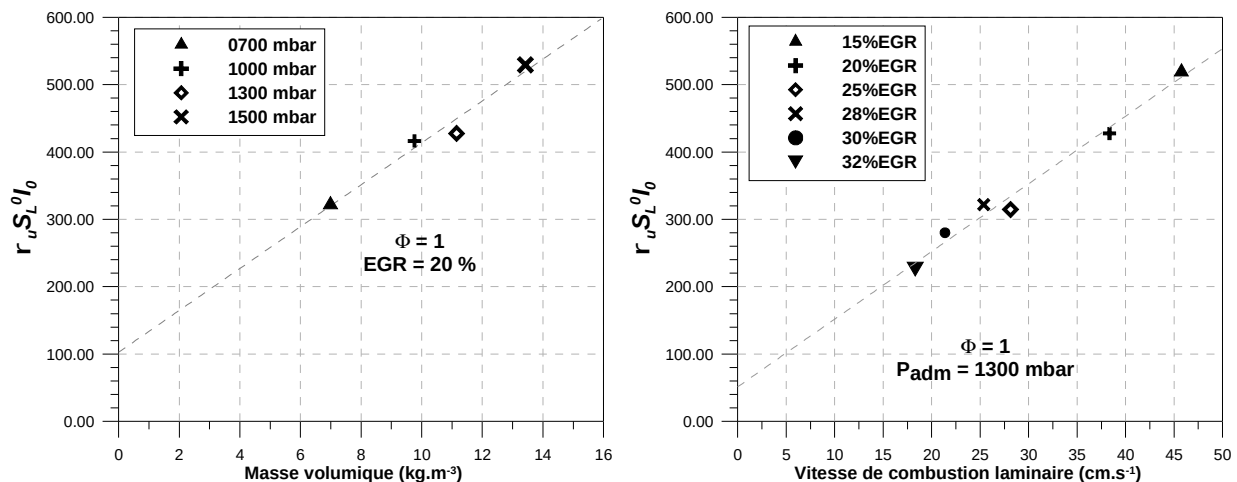


Figure 109 : Evolution du terme $\rho_u S_L^0 I_0$ en fonction de la masse volumique pour différentes pressions d'admission (à gauche) et en fonction de la vitesse de combustion laminaire pour différents taux de dilution (à droite) au CA05.

5.2. Densité de surface de flamme

Dans cette étude, le contour instantané filtré étant une courbe décrite par un ensemble de point, nous avons calculé en chacun des points la distance, notée η , entre le contour instantané filtré et le contour instantané de la flamme en considérant la normale au contour instantané filtré (voir la figure 63 du chapitre III). A partir de la distribution des distances, nous en avons déduit la variable de progrès c (figure 110). Nous pouvons alors constater que les variables de progrès présentent des évolutions très similaires en fonction de la distance η . La variable de progrès est donc peu dépendante de la pression et de la dilution.

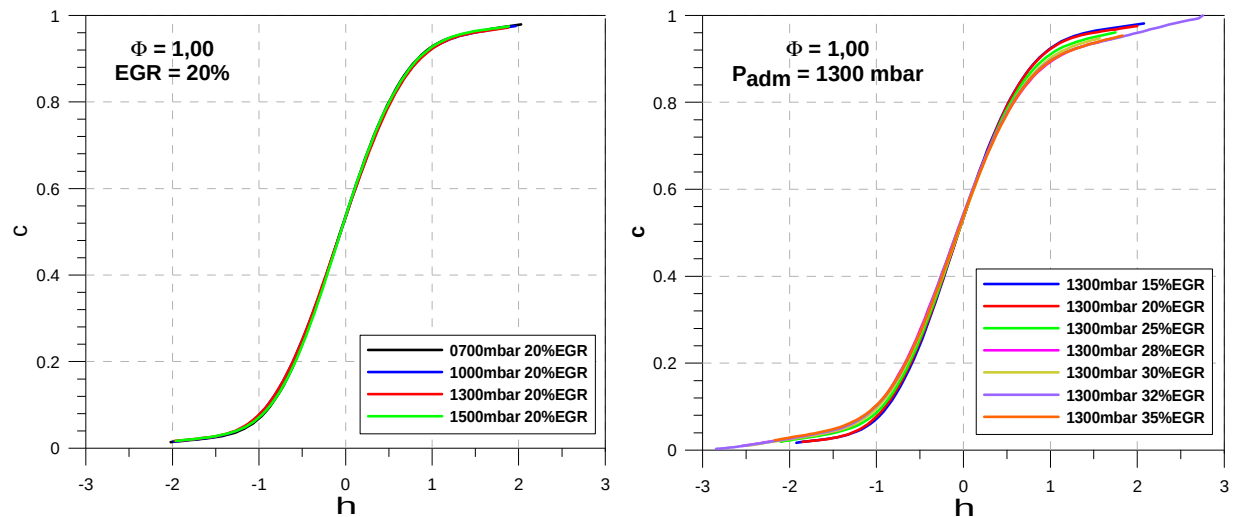


Figure 110 : Evolution de la variable de progrès en fonction de la distance η pour différentes pressions d'admission (à gauche) et différents taux de dilution (à droite) au CA05.

Par conséquent, comme nous pouvons le remarquer sur la figure 111, l'épaisseur de flamme turbulente est constante quelles que soient les conditions de pression d'admission et de taux de dilution. Ce résultat confirme le fait que les grosses structures présentes sur le front de flamme sont pas modifiées par la pression et la dilution.

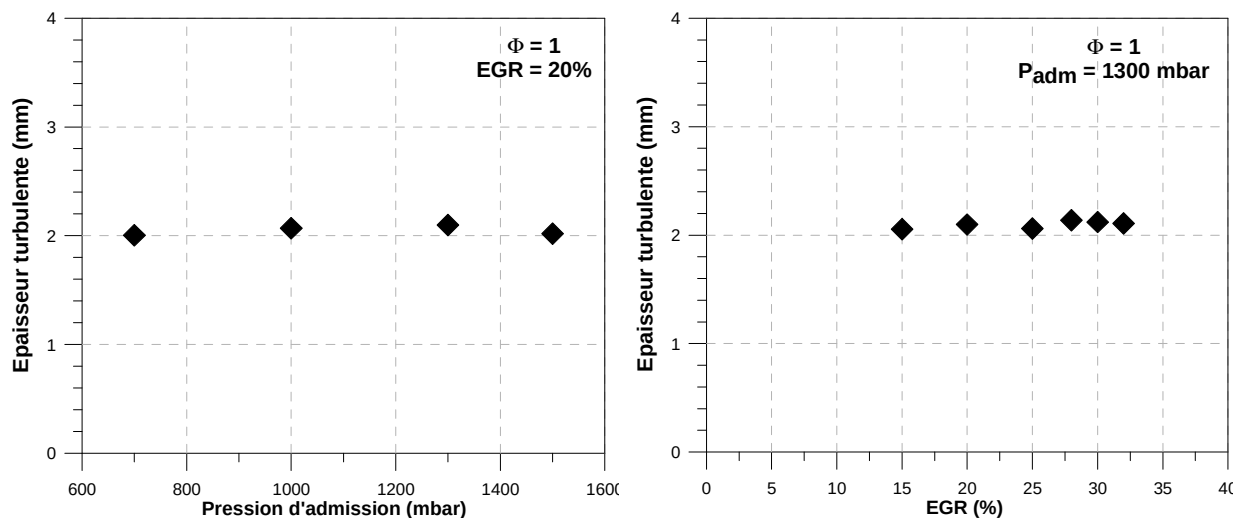


Figure 111 : Evolution de l'épaisseur turbulente en fonction de la pression d'admission (à gauche) et du taux de dilution (à droite) au CA05.

L'évolution du facteur d'orientation (σ) en fonction de la variable d'avancement de la combustion est également peu affectée par les conditions de pression et de dilution (figure 112). Ce résultat ainsi que les valeurs obtenues lors de cette étude sont assez cohérentes avec les études de la littérature réalisées dans un moteur à allumage commandé (tableau 12), malgré que l'hydrocarbure soit différent.

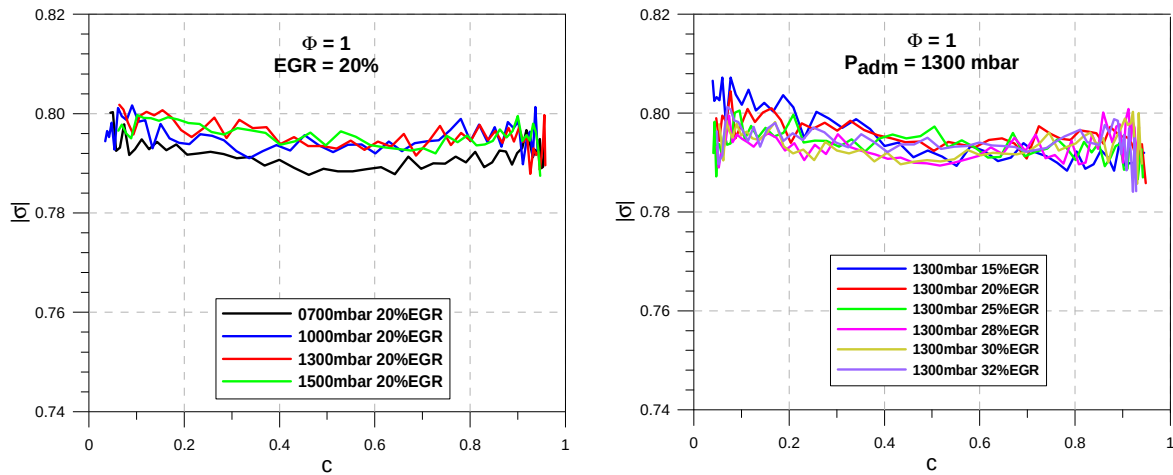


Figure 112 : Evolution du cosinus de l'angle en fonction de la variable de progrès pour différentes pressions d'admission (à gauche) et différents taux de dilution (à droite) au CA05.

Auteurs	Valeur de σ	Conditions
[Deschamp et al. (1996)]	0,70	Propane / $\Phi = 1$
[Knaus et al. (1999)]	0,55	Propane / $\Phi = 1$
[Foucher (2002)]	0,80	Méthane / $\Phi = 1$

Tableau 12 : Valeur de facteur d'orientation déterminée dans un moteur

Sur la figure 113 et la figure 114, nous avons illustré l'évolution de la densité de surface de flamme en fonction de la variable de progrès et de la distance entre le contour instantané filtré et le contour instantané de la flamme selon la normale au contour instantané filtré. La densité de surface présente une évolution de forme parabolique en fonction de la variable de progrès, et une évolution de type gaussienne en fonction de la distance η . La valeur maximale est obtenue pour l'iso-contour $c = 0,5$, comme dans la majorité des études [Deschamp et al. (1996), Shepherd (1996), Knaus et al. (1999), Renou (1999), Foucher (2002)]. Enfin, quels que soient l'évolution et le cas considéré, la densité de surface de flamme n'est que très légèrement modifiée par la pression et la dilution.

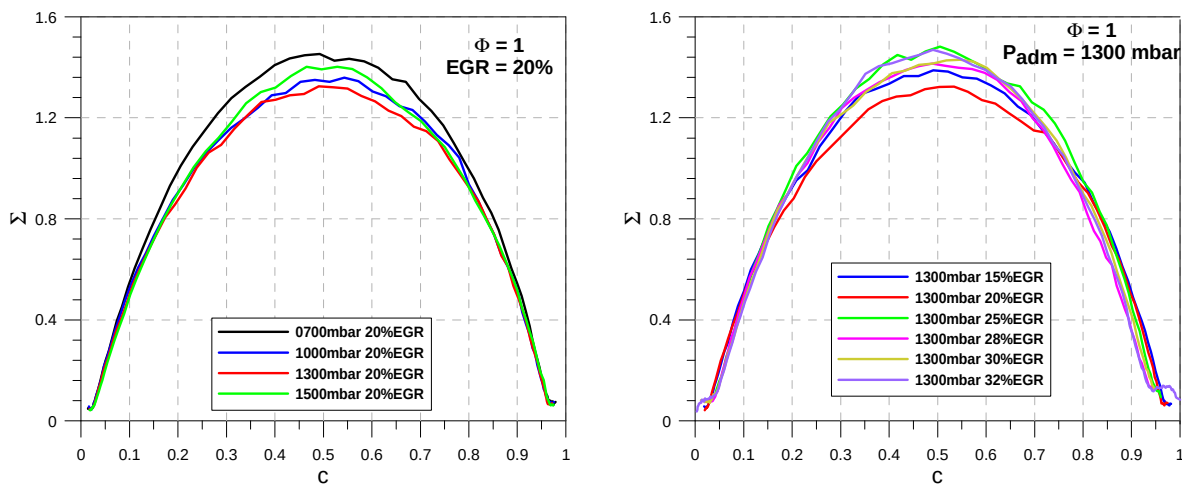


Figure 113 : Evolution de la densité de surface de flamme en fonction de la variable de progrès pour différentes pressions d'admission (à gauche) et différents taux de dilution (à droite) au CA05.

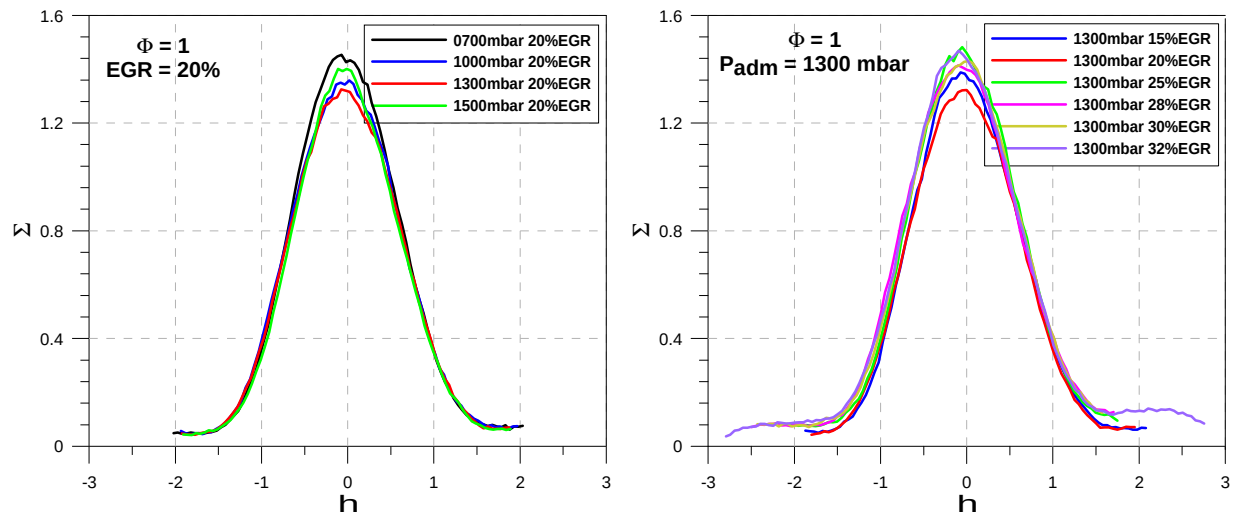


Figure 114 : Evolution de la densité de surface de flamme en fonction de la distance η pour différentes pressions d'admission (à gauche) et différents taux de dilution (à droite) au CA05.

5.3. Taux moyen de réaction intégré sur l'épaisseur de la flamme turbulente

Sur la figure 115, nous avons représenté l'évolution du taux moyen de réaction intégré sur l'épaisseur de la flamme laminaire en fonction de la pression d'admission et du taux de dilution. L'évolution du taux moyen de réaction est donc essentiellement régie par l'évolution du terme $\rho_u I_0 S_L^0$ car la densité de surface de flamme est peu affectée par les conditions de pressions d'admission et de dilution. Il faut noter que ces résultats sont parfaitement cohérents avec les évolutions de la vitesse de combustion turbulente obtenues et présentées précédemment, même si les valeurs absolues ne sont pas comparables, comme l'indiquaient des études précédentes [Shepherd et al. (2001), Lawn et al. (2006)].

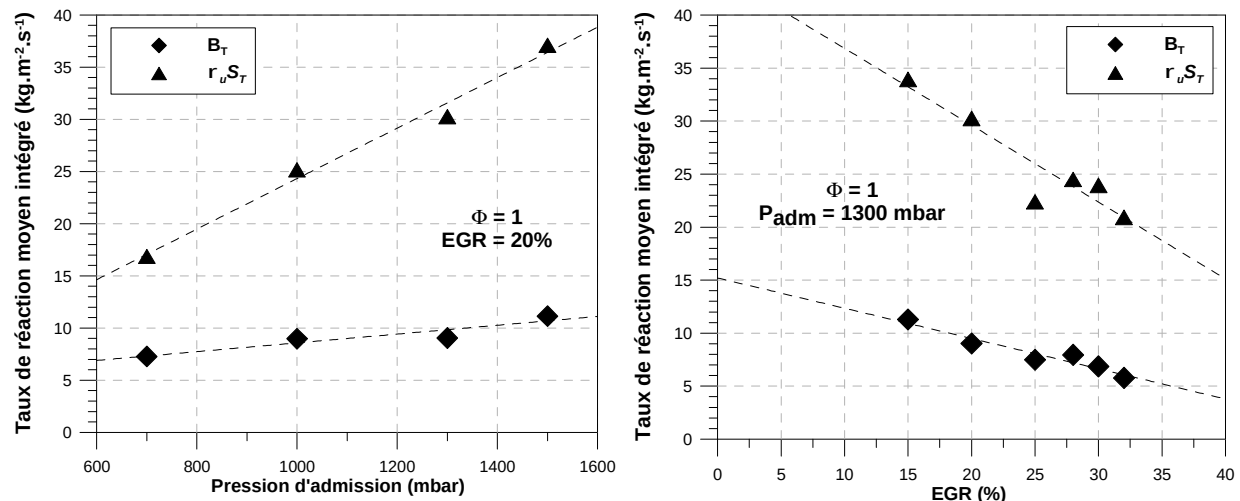


Figure 115 : Evolution du taux moyen de réaction intégré sur l'épaisseur de la flamme turbulente en fonction de la pression d'admission (à gauche) et du taux de dilution (à droite) au CA05.

5.4. Conclusions sur la caractérisation du taux de réaction moyen

L'objectif de cette dernière partie de ce travail était de déterminer les évolutions du taux moyen de réaction intégré (*paramètre analogue à la vitesse de combustion turbulente*) sur l'épaisseur de la flamme turbulente en fonction de la pression d'admission et du taux de dilution, de manière à les comparer à celles de la vitesse de combustion turbulente précédemment exposées. Pour cela, la méthodologie employée est basée sur la détermination de la variable de progrès à partir des fronts de flamme instantanés autour d'un front de flamme moyen unique à chaque flamme instantanée. Cette méthodologie a été appliquée aux images de tomographie sans suivi temporel vue la meilleure résolution.

La densité de surface de flamme a été calculée en considérant l'expression proposée par Gouldin et Miles [[Gouldin et al. \(1995\)](#)] pour les différentes pressions d'admission et différents taux de dilution. L'analyse des densités de surface de flamme obtenues confirme le fait que la pression d'admission et/ou la dilution ont peu d'influence sur la déformation du front de flamme.

Les taux moyen de réaction intégré sur l'épaisseur de la flamme turbulente en fonction de la pression d'admission et/ou du taux de dilution montrent une augmentation importante de B_T en fonction de la pression d'admission et une diminution importante de B_T en fonction du taux de dilution. Ce paramètre pouvant être considéré comme analogue à la définition de la vitesse de combustion turbulente (*définition d'une vitesse de consommation des gaz frais*), son évolution est en parfait accord avec les évolutions de la vitesse de combustion turbulente déterminée précédemment.

Conclusions générales et Perspectives

Aujourd'hui, la simulation numérique est un outil indispensable pour la *R&D*, car elle représente un gain non négligeable en termes de coût et de temps de développement pour les constructeurs. Or, les hypothèses émises pour le développement des modèles de combustion turbulente de prémélange peuvent être sujettes à discussion lors d'un fonctionnement de type « *downsizing* », c'est-à-dire dans des conditions de **forte pression** et/ou de **fort taux de dilution**. Le but de ce travail de thèse a donc été d'étudier les modes de combustion turbulente dans de telles conditions thermodynamiques afin de valider ou non l'utilisation de ces modèles.

Lors de notre étude bibliographique, nous avons mis en évidence que la classification des écoulements réactifs en différents régimes de combustion turbulente de prémélange nécessite la connaissance de deux grandeurs caractéristiques de la combustion (*l'épaisseur de flamme laminaire et la vitesse de combustion laminaire*) et de la turbulence (*l'échelle intégrale spatiale et l'intensité turbulente*).

Une partie importante de ce travail de thèse a été consacrée à l'estimation de la vitesse de combustion laminaire d'un mélange d'isooctane/air à la stœchiométrie pour différentes pressions et différents taux de dilution. Après une comparaison des corrélations empiriques et des mécanismes cinétiques avec les différents travaux expérimentaux disponibles dans la littérature, nous avons choisi d'utiliser le mécanisme cinétique réduit de Hasse et al. [[Hasse et al. \(2000\)](#)]. Il faut néanmoins noter que par un manque de données expérimentales sur l'effet de la dilution, une campagne de mesures expérimentales a été réalisée dans une enceinte à volume constant et à la pression atmosphérique afin de compléter la validation de ce mécanisme cinétique.

Afin de connaître les conditions thermodynamiques des gaz frais tout au long de la propagation de la flamme, nécessaire au calcul de la vitesse de combustion laminaire, un modèle d'analyse thermodynamique basé sur une approche deux zones a été développé.

Les calculs des vitesses de combustion laminaire présentés dans ce mémoire ont alors été réalisés avec le logiciel *Premix* issu de la bibliothèque de logiciels de simulation de cinétique *CHEMKIN II*. Nous avons ainsi pu montrer que :

- La vitesse de combustion laminaire augmente continuellement tout au long de la propagation de la flamme, et ce, quels que soient la pression d'admission et le taux de dilution considérés,
- La vitesse de combustion laminaire diminue avec la pression d'admission, ainsi qu'avec la dilution du mélange lorsque pour un même degré d'avancement de la combustion.

La seconde partie de ce travail a consisté à caractériser l'aérodynamique interne présente dans la chambre de combustion d'un moteur à allumage commandé. Pour cela, la technique de la vélocimétrie par image de particules (*PIV*) a alors été mise en œuvre. La difficulté principale de cette étude a résidé dans l'extraction de la turbulence des champs de vitesse instantanés. La méthode retenue pour séparer les fluctuations cycle à cycle de la turbulence fut la décomposition orthogonale aux valeurs propres (*POD*), car cette méthode permet d'obtenir une séparation du champ de vitesse instantané sur un critère énergétique et des évolutions spectrales très intéres-

santes, même si une légère diminution de l'énergie dans les hautes fréquences apparaît lorsque le mode de reconstruction augmente. Nous avons alors pu montrer que :

- Au cours de la phase de compression, nous pouvons observer la destruction progressive du grand mouvement d'ensemble (*de type tumble*) pour faire apparaître deux tourbillons contrarotatifs situés sous les soupapes d'admission,
- Les vitesses de l'écoulement sont quasi nulles dans la chambre de combustion sauf au niveau de la zone de récirculation située entre les soupapes d'admission et créée par les deux tourbillons contrarotatifs,
- L'hypothèse d'une turbulence homogène et isotrope semble être confirmée par la pente de $-5/3$ du spectre de l'énergie de la turbulence et par l'égalité des échelles intégrales spatiales ($L_u^x \approx L_v^y$ et $L_u^y \approx L_v^x$),
- L'intensité turbulente augmente légèrement au cours de la phase de compression, mais n'est pas influencée par la variation de la pression dans la chambre de combustion due aux différentes conditions de pression d'admission,
- L'échelle intégrale spatiale reste constante au cours de la phase de compression et n'est pas influencée par la pression,

Cette étude expérimentale nous a alors permis de mettre en évidence que la pression dans la chambre de combustion a très peu d'influence sur l'aérodynamique.

Après avoir calculé l'épaisseur de flamme laminaire à partir de la définition de *Zeldovich* pour l'ensemble des points considérés, nous avons pu reporter les propagations de flammes dans le diagramme de combustion turbulente de Borghi. Nous avons alors pu observer un changement de régime de combustion à partir de **25% d'EGR** (*régime des flammelettes* → *régime des flammes plissées et épaissies*). Malgré que la frontière entre ces deux régimes soit encore sujette à discussion, il est intéressant de noter que ce taux de dilution (25%) correspond à la rupture de pente observée sur l'évolution de la pression moyenne indiquée (*PMI*), de la stabilité de la combustion (*Cov PMI*) ou encore sur les durées caractéristiques de la combustion.

De manière à caractériser l'impact de la pression d'admission et du taux de dilution sur les flammes turbulentes, nous avons étudié plus en détails la vitesse de combustion turbulente et la structure du front de flamme. Pour cette étude, nous avons alors considéré que la vitesse de combustion turbulente est égale à la vitesse de propagation du front de flamme dans le repère fluide. Il a donc été nécessaire de caractériser la vitesse de propagation du front de flamme ainsi que la vitesse de gaz frais présents devant le front de flamme. Pour se faire, deux approches tomographique ont été mises en place : une approche sans suivi temporel et une approche avec suivi temporel.

Dans l'approche sans suivi temporel, nous avons caractérisé séparément la vitesse de propagation du front de flamme et des gaz frais pour 5% de fraction de masse brûlée. Nous avons ainsi montré que la vitesse de combustion turbulente augmente de manière linéaire avec la pression d'admission et diminue de manière linéaire avec la dilution.

Dans l'approche avec suivi temporel, nous avons caractérisé simultanément la vitesse de propagation du front de flamme et des gaz frais tout au long de la propagation accessible dans le moteur à notre accès optique. Nous avons alors pu noter que :

- La vitesse de combustion turbulente augmente rapidement lors de la première phase d'avancement de la combustion ($FMB \leq 5\%$) car le noyau de la flamme est affecté par

l'excès d'énergie apporter lors de l'étincelle. Lorsque l'effet de l'allumage disparaît, la vitesse mesurée devient alors représentative du mélange, qui peut être proche de la limite d'inflammabilité pour des taux de dilution important.

- o Les valeurs de la vitesse de combustion turbulente diminuent en fonction du taux de dilution,
- o Les évolutions de la vitesse de combustion turbulente sont assez similaires jusqu'à un taux de dilution de 25% d'EGR. Au delà de ce taux de dilution, nous pouvons noter une modification très nette a été observée, modification probablement due à la diminution de réactivité du mélange d'où une diminution importante de la vitesse lorsque l'effet de l'allumage disparaît et une sensibilité plus importante à la convection imposée par le mouvement aérodynamique,
- o Les deux approches donnent des évolutions très similaires.

L'étude locale de la géométrie du front de flamme a permis de caractériser l'épaisseur de flamme turbulente, le taux de plissement et les distributions des courbures durant la propagation de la flamme. Au terme de cette étude, nous avons montré que la pression d'admission et le taux de dilution n'ont pas d'influence sur ces grandeurs caractéristiques du front de flamme. En considérant que la déformation du front de flamme est fortement liée à la turbulence et au nombre de Lewis du mélange, ce résultat est parfaitement cohérent puisque aucune modification de la turbulence ou du nombre de Lewis n'a pu être mise en évidence. La vitesse de combustion turbulente semble par conséquent fortement liée aux grandeurs caractéristiques de la flamme laminaire.

Une investigation a ensuite été menée sur la détermination du taux moyen de réaction intégré sur l'épaisseur de la flamme turbulente à l'aide de la méthode proposée par Gouldin et Miles [*Gouldin et Miles (1995)*]. Cette étude a montré que la pression d'admission et le taux de dilution ont peu, voire pas, d'influence sur la densité de surface de flamme. Les résultats obtenus sont en accord avec les évolutions de la vitesse de combustion turbulente trouvées précédemment.

Ce travail de thèse ouvre sur de ***très nombreuses perspectives*** :

Tout d'abord, il existe un manque de données expérimentales sur la vitesse de combustion laminaire dans des conditions thermodynamiques représentatives d'un moteur à allumage commandé « *downsizing* ». Or, cette vitesse de combustion est un paramètre de premier ordre dans la compréhension de la combustion turbulente de prémélange. En effet, la majorité des points étudiés dans cette étude sont en dehors du domaine des corrélations empiriques mais aussi des mécanismes cinétiques. Il serait alors intéressant de réaliser des campagnes de mesures afin de déterminer cette grandeur pour des pressions supérieures à 20 bars, des températures supérieures à 700 Kelvin et des taux de dilution allant jusqu'à 35% avec des diluants représentatifs des gaz d'échappement.

Lors de cette étude, nous avons principalement considéré l'influence de la turbulence sur les processus de combustion, sans jamais pouvoir remonter à l'influence que pourrait avoir la combustion sur les grandeurs caractéristiques de la turbulence. Cette démarche (*comparable à celle utilisée dans la plupart des études expérimentales et dans les nombreux modèles de combustion turbulente*) sous-entend que la connaissance des propriétés de la turbulence dans un milieu non réactif est une information suffisante pour décrire le processus de combustion.

Les modèles de combustion considèrent aussi que la connaissance de la turbulence au moment de l'allumage est suffisant pour décrire les processus de combustion. Mais les propriétés de la turbulence peuvent-elles réellement être considérées « *figées* » ou évoluent-elles au cours de la propagation de la flamme en réaction à cette propagation ?

Pour déterminer la vitesse de combustion turbulente, nous avons fait l'hypothèse que la propagation d'un élément infinitésimal du front de flamme se faisait selon la direction de sa normale. Toutefois, lorsque la flamme est convectée par l'écoulement aérodynamique, cette hypothèse n'est plus correcte. Il serait intéressant de mettre en place de nouveaux algorithmes de traitements d'images afin de pouvoir remonter à des propagations adaptatives à partir de la reconnaissance des fronts de flamme successifs.

Enfin, nous avons montré que la vitesse de combustion turbulente est fortement liée à la vitesse de combustion laminaire. L'utilisation du fort taux de dilution entraîne alors une diminution importante de la vitesse de combustion laminaire qui peut être reliée à l'augmentation des instabilités de combustion, voire même aux ratés d'allumage. Il serait alors peut être intéressant d'étudier l'effet de l'ajout d'hydrogène dans de telles conditions thermodynamiques.

Références bibliographiques

Abdel-Gayed R.G., Bradley D., Hamid M.N. and Lewis M., « *Lewis number effects on turbulent burning velocity* », Twentieth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 505-512, 1984.

Abdel-Gayed R.G. et Bradley B., « *Combustion Regimes and the Straining of Turbulent Premixed Flames.* », Combustion and Flame, Vol. 76, pp. 213–218, 1989.

Adrian R.J and Yao C., « *Scattering particle characteristics and their effect on pulsed laser measurements of fluid flow speckle velocimetry vs particle image velocimetry* », Applied Optics, Vol. 23, n°11, pp.1690-1699, 1984.

Adrian R.J., Christensen K. T., Liu Z. C., « *Analysis and interpretation of instantaneous turbulent velocity fields* », Experiments in Fluids, Vol. 29, pp. 279-290, 2000.

Babkin V.S., V'yun A.V., and Kozachenko L.S., « *Determination of burning velocity from the pressure record in a constant-volume bomb.* », Combustion, Explosion, and Shock waves, Vol. 3, No 3, pp. 362-370, 1967.

Barrère M., « *Modèles de combustion turbulente.* », Revue Générale de Thermique, Vol. XIII, n° 148, pp. 295–308, 1974.

Bédât B. and Cheng R. K., « *Experimental study of premixed flames in intense isotropic Turbulence* », Combustion and Flame, Vol. 100, pp. 485-494, 1995.

Borghi R., Escudié D., « *Assessment of a theoretical model of turbulence combustion by comparison with a simple experiment* », Combustion and Flame, Vol. 56, pp. 146-146, 1984.

Borghi R., Destriau M., « *La combustion et les flammes* », Editions Technip, 1995.

Boyer L., « *Laser tomographic method for flame front movement studies* », Combustion and Flame, Vol. 39, pp. 321-323, 1980.

Bradley D., « *How fast can we burn ?* », Proc Combust Inst, Vol. 24, pp. 247-253, 1992.

Bradley D., Hicks R.A., Lawes M., Sheppard C.G.W., and Woolley R., « *The Measurement of Laminar Burning Velocities and Markstein Numbers for Iso-octane-Air and Iso-Octane-n-Heptane-Air Mixture at Elevated Temperatures and Pressures in a Explosion Bomb* ». Combustion and Flame, Vol. 115, pp. 126-144, 1998.

Bray K.N.C., « *Turbulent flows with premixed reactants* », Topics in Applied Physics, (Ed. Libby P.A. and F.A Williams), Berlin, Springer-Verlag, pp. 115-183, 1980.

Bray, K.N.C., Libby, P.A. and Moss, J.B., « *Flamelet Crossing Frequencies and Mean Reaction Rate in Premixed Turbulent Combustion* », *Combustion Science and Technology*, Vol. 41, pp 143-172, 1984.

Bray, K.N.C., Champion M. and Libby P.A., « *Mean reaction rates in premixed turbulent flames* », 22nd Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, pp. 763-769, 1988.

Bray K.N.C. et Cant R.S., « *Some applications of Kolmogorov's Turbulence Research in the Field of Combustion.* », *Proc. R. Soc. Lond*, Vol. A 434, pp. 217–240, 1991.

Burnt M.F.J. and Pond C.R., « *Evaluation of techniques for absolute cylinder pressure correction* », SAE technical paper n°970036, 1997.

Cant R.S. and Bray K.N.C., « *Strained Laminar Flamelet Calculations of Premixed Turbulent Combustion in Closed Vessels* », 22th Symposium (International) on Combustion / The Combustion Institute, pp 791-799, 1988.

Chemkin II – « *Chemical Kinetics Package for the Analysis of Gas-Phase Chemical Kinetics* ». Rapport Technique, Sandia National Laboratories, 1989.

Chen Y.C, Peters N., Schneemann G.A., Wruck N., Renz U. and Mansour M.S., « *The Detailed Flame Structure of Highly Stretched Turbulent Premixed Methane-Air Flames* », *Combustion and Flame*, Vol. 107, pp. 223-244, 1996.

Cheng R.K., Shepherd I.G., « *The influence of burner geometry on premixed turbulent flame propagation.* », *Combustion and Flame*, Vol. 85, pp. 7-26, 1991.

Chung S.H., Chung D.H. et Fu C., and Cho P., « *Local Extinction Karlovitz Number for Premixed Flames.* », *Combustion and Flame*, Vol. 106, pp. 515–520, 1996.

Clavin P., « *Dynamic behaviour of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows* », *Proc. Energy Combust. Sci.*, Vol. 11, pp. 1-59, 1985.

Damköhler G., « *Der Einfluß der Turbulenz auf die Flammengeschwindigkeit* », *Ze. Elektroch.* 46, n°11, pp. 601-652, 1940.

Darrieus G., « *Propagation d'un front de flamme. Essai de théorie des vitesses anormales de déflagration par développement spontané de turbulence* », présenté à la Technique Moderne 1938 et publié au Congrès de Mécanique Appliquée, Paris 1945.

Davis S.G. and Law C.K. « *Laminar flame speeds and oxidation kinetics of iso-Octane-Air and n-Heptane-Air flames* », Twenty-seventh Symposium (International) on Combustion, p. 521-527, 1998.

Deschamp B.M., Smallwood G.J, Prieur J., Snelling D.R and Gülder O.L, « *Surface density measurements of turbulent premixed flames in a spark-ignition engine and a bunsen-type burner using planar-induced fluorescence* », Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion / The Combustion Institute, pp. 427–435, 1996.

Erikson L., « *Spark advance for optimal efficiency.* », SAE Paper 1999-01-0548, 1999.

Filtatyev S.A., Driscoll J.F., Carter C.D and Donbar J.M., « *Measured properties of turbulent premixed flames for model assessment, including burning velocities, stretch rates, and surface densities* », Combustion and Flame, Vol. 141, pp. 1-21, 2005

Foucher F., « *Etude expérimentale de l'interaction Flamme-Paroi : Application au Moteur à Allumage Commandé.* », Thèse de l'Université d'Orléans, Soutenue en 2002.

Foucher F., Landry L, Halter F and Mounaïm-Rousselle C., « *Turbulent flow fields analysis of a Spark-Ignition engine as function of the boosted pressure* », 14th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics Lisbon, Portugal, 07-10 July, 2008.

Freeh J.E., Kumar K., Huang Y. and Sung C.J., « *Laminar Flame Speeds of Preheated iso-Octane / Air and n-Decane / Air Flames Using Digital Particle Image Velocimetry* », 40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint propulsion Conference and Exhibit 2004-3709, 2004.

Funk C., Sick, V. Reuss D.L., Dahm W.J.A., « *Turbulence Properties of High and Low Swirl In-Cylinder Flows* », SAE Paper 2002-01-2841, 2002.

Glassman I., « *Combustion, Second Edition.* », Academic Press, ISBN 0-12- 285851-4, 1987.

Gouldin F.C. and Miles P.C., « *Chemical Closure and Burning Rates in Premixed Turbulent Flames* », Combustion and Flame, Vol. 100, pp. 202-210, 1995.

Gouldin P., « *Combustion intensity and burning rate integral of premixed flames* », Twenty-sixth Symposium (*International*) on Combustion, The combustion Institute, pp. 381-388, 1996.

Graftieaux L., Michard M. and Grosjean N., « *Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows* », Meas. Sci. Technol., Vol. 12, 1422-1429, 2001.

Grandin B and Angström H.E., Stålhammar P. and Olofsson E., « *Knock Suppression in a Turbocharged SI Engine by Using Cooled EGR* », SAE Paper 982476, 1998.

Grant I., « *Particle Image Velocimetry: a review* », Proc. Instn. Mech. Engrs., Vol. 211, Part C, pp. 55-76, 1997.

Guibet J.-C. « *Carburants et Moteurs* ». Ed. Technip, 1997.

Gülnder O.L. « *Laminar burning velocities of Methanol, Isooctane and Isooctane/Methanol blends* » Combust. Sci. and Technology, Vol. 33, p. 179-192, 1983

Gupta M., Bell S.R., Tillman S.T., « *An investigation of lean combustion in a natural gasfueled spark-ignited engine* », Journal of Energy Resources Technology, Vol. 118, pp. 145-151, 1996.

Halter F., « *Caractérisation des effets de l'ajout d'hydrogène et de la haute pression dans les flammes turbulentes de prémélange Méthane/Air* », Thèse de l'Université d'Orléans, Soutenue en 2005.

Halter F., Foucher F., Landry L. and Mounaïm-Rousselle C., « *Effect of dilution by nitrogen and/or carbon dioxide on methane and isooctane air flames* », Combust. Sci and Technology, en cours d'impression.

Hasse C., Bollig M., Peters N. and Dwyer H.A. « *Quenching of laminar iso-octane/air flames at cold walls* » Combustion and Flame, Vol. 122, pp. 117-129, 2000.

Heimel S., Weast R.C., « *Effect of initial temperature on the burning velocity of benzene-air, n-heptane-air et iso-octane-air mixtures*, Sixth Symposium (International) on Combustion / The combustion institute, pp. 296-302, 1957.

Heywood J.B., « *Internal Combustion Engine Fundamentals* », McGraw-Hill International Editions, Chapter 4 « *properties of working fluids* », p100-160, 1988.

Hinze, J. O., « *Turbulence* », New York, McGraw Hill, 1959.

Huang Y., Sung C.J. and Eng J.A. « *Laminar flame speeds of primary reference fuels and reformer gas mixtures* », Combustion and Flame, Vol. 139, pp. 239-251, 2004.

Huang, R.F., Huang, C.W., Chang, S.B., Yang, H.S., Lin, T.W., Hsu, W.Y., « *Topological flow evolutions in cylinder of a motored engine during intake and compression strokes* », J. Fluids and Structures, Vol. 20, pp. 105-127, 2005.

Jerzembeck S., Sharma A. and Peters N., « *Laminar Burning Velocities of Nitrogen Diluted Standard Gasoline-Air Mixture* » SAE 2008-01-1075.

Kawanabe H., Shioji M., Tsunooka T., Ali Y., « *CFD Simulation for Predicting Combustion and Pollutant Formation in a Homogeneous-Charge Spark Ignition Engine* », COMODIA, Tokyo, JSME, pp. 233-238, 1998.

Kelley A.P. and Law C.K., « *NonLinear Effects in the Experimental Determination of Laminar Flame Properties from Stretched Flame* », Eastern State Fall Technical Meeting, Chemical & Physical Process in Combustion, University of Virginia, October 21-24, 2007.

Knaus D.A., Gouldin F.C., Hinze P.C. and Miles P.C., « *Measurement of Instantaneous Flamelet Surface Normals and the Burning Rate in a SI Engine* », SAE Paper 1999-01-3543, 1999.

Knaus D. A. and Gouldin F. C. « *Cycle to Cycle Variations and Burning Rate Estimates of SI Engine Flames Based on Flamelet Orientation Measurements* », 2nd Joint Meeting of the US Sections of the Combustion Institute, 2001.

Kobayashi H., Tamura T., Maruta K. and Niioka T., « *Burning Velocity of Turbulent Premixed Flames in a High Pressure Environment* », 26th Symposium on Combustion / The combustion Institute, pp. 389-396, 1996.

- Kobayashi H., Nakashima T., Tamura T., Maruta K., Niioka T.,** « *Turbulence measurements and observations of turbulent premixed flames at elevated pressures up to 3.0 MPa* », Combustion and Flame, Vol.108, pp. 104–117, 1997.
- Kobayashi H.,** « *Experimental study of high pressure turbulent premixed flames.* », Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 26, pp. 375-387, 2002.
- Kumar K., Freeh J.E., Sung C.J. and Huang Y.** « *Laminar flame speeds of preheated iso-Octane/O₂/N₂ and n-heptane/O₂/N₂ Mixtures* » J. Prop. Power 23, pp.428-436, 2007.
- Landau L.,** « *On the theory of slow combustion* », Acta Physicachimica URSS 19, n°1, pp. 77-85, 1944.
- Lawn C.J., Schefer R.W.,** « *Scaling of premixed turbulent flames in the corrugated regime* », Combustion and Flame, Vol. 146, pp. 180-199, 2006.
- Le Coz J.-F., Henriot S., Pinchon P.,** « *An Experimental and Computational Analysis of the Flow Field in a Four-Valve Spark Ignition Engine – Focus on Cycle-Resolved Turbulence* », SAE 900056, 1990.
- Lecordier B.,** « *Etude de l'interaction de la propagation d'une flamme prémélangée avec le champ aérodynamique par association de la tomographie laser et de la vélocimétrie par images de particules* », Thèse de l'Université de Rouen, Soutenue en 1997.
- Lecointe B. and Monnier G.,** « *Downsizing a gasoline engine using tiurbocharging with direct injection* », SAE Paper 2003-01-0542, 2003.
- Li, Y., Zhao, H., Peng, Z. and Ladommatos N.,** « *Tumbling flow analysis in a four-valve spark ignition engine using particle image velocimetry* », Int. J. Engine Res., pp. 139–155, 2002.
- Linse D., Hasse C. and Durst B.,** « *An experimental and numerical investigation of turbulent flame propagation and flame structure in a turbo-charged direct injection gasoline engine* », Combustion Theory and Modelling, Vol. 13, No. 1, pp. 167-188, 2009.
- Liou, T.M., Santavicca, D.A.,** « *Cycle resolved turbulence measurements in a ported engine with and without swirl* », SAE Paper 830419, 1983.
- Liou T.M. and Santavica D.A.,** « *Cycle Resolved LDV Measurements in a Motored IC Engine* », JSME Journal of Fluids Engineering, Vol. 107, pp. 232-240, 1985.
- Lumley J.L.,** « *The structure of inhomogeneous turbulent flows.* », Atm. Turb And Radio Wave Prop. Yaglom and Tatarsky ads. Nauka, Moqcow, pp. 166-178, 1967.
- Mallard E. and Le Chatelier H.L.,** Annales des Mines n°4, pp. 379, 1883.
- Markstein G.H.,** « *Nonsteady Flame Propagation* », AGARD Monograph N°. 75, Pergamon, New York, 1964.

Metghalchi M. and Keck. J.C. « *Burning velocities of mixtures of air with Methanol, Isooctane and Indolene at high pressure and temperature* ». Combustion and Flame, Vol. 48, pp.191-210, 1982.

Müller U.C., Bollig M. and Peters N., « *Approximations for Burning Velocities and Markstein Numbers for Lean Hydrocarbon and Methanol Flames* », Combustion and Flame, Vol. 108, pp. 349, 1997.

Otsu N., « *A threshold selection method from gray-level histograms.* », IEEE transaction on systems man and cybernetics, Vol. 9 n°1, pp 62-66, 1979.

Pajot O., « *Etude expérimentale de l'influence de l'aérodynamique sur le comportement et la structure du front de flamme dans les conditions d'un moteur à allumage commandé.* », Thèse de l'Université d'Orléans, Soutenue en 2000.

Peters N., « *Laminar Flamelet Concept in Turbulent Combustion* », 21th Symposium (International) on Combustion, pp. 1231-1250, 1986.

Peters N., « *The turbulent burning velocity for large-scale and small-scale turbulence.* », J. Fluid Mech, Vol. 384, pp. 107-132, 1999.

Peters N., « *Turbulent Combustion* », John Wiley, New York, 2000.

Pitsch H., Peters N. and Seshadri K. « *Numerical And Asymptotic Studies of the Structure of Premixed Iso-octane Flames* », Twenty-sixth Symposium (International) on Combustion, pp.763-771, 1996.

Poinsot T.J., Veynante D. and Candel S., « *Diagrams of premixed turbulent combustion based on direct simulation* », Twenty-third Symposium (International) on Combustion / The Combustion Institute, pp. 613-619, 1990.

Poinsot T., Veynante D., Candel S., « *Quenching processes and premixed turbulent combustion diagrams* », J.Fluid.Mech, Vol. 228, pp. 561-606, 1991.

Poinsot T.J., Candel S. and Trouvé A., « *Application of direct numerical simulation to premixed turbulent combustion* », Progress in Energy and Combustion Science, Vol.21, pp. 531-576, 1996.

Pope S.B. and Cheng W .K., « *Statistical calculations of spherical turbulent flames* », Proceedings of the 21st Symposium (International) on Combustion / The Combustion Institute, pp. 1473-1481, 1986.

Powling J., Fuel n°28, pp.25, 1949.

Ranin A., Monnier G., « *Turbocharging a gasoline direct injection engine* », SAE Paper 2001-01-0736, 2001.

Rhodes D.B. and Keck. J.C. « *Laminar burning speed measurements of Indolene-Air-Diluent mixtures at high pressure and temperature* », SAE paper 850047, 1985.

Renou B., « *Contribution à l'étude de la propagation d'une flamme de prémélange instationnaire dans un écoulement turbulent. Influence du nombre de Lewis.* », Thèse de l'Université de Rouen, Soutenue en 1999.

Reuss D.L, Adrian R., « *Instantaneous Planar Measurements of Velocity and Large-Scale Vorticity and Strain Rate in an Engine Using Particle Image Velocimetry* », SAE Paper 890616, 1989.

Reuss D.L., « *Cyclic variability of large-scale turbulent structures in directed and undirected IC engine flows* », SAE paper 2000-01-0246, 2000

Rouland E., Vottier S., Lecordier B. and Trinité M., « *Cross-correlation PIV development for high speed flow with a standard CDD camera* », Optical methods and data processing in heat and fluid flow, London, pp. 9-20, 1994.

Rouland E., Trinité M., Dionnet F., Floch A. and Ahmed A., « *Particle image velocimetry measurements in a high tumble engine for in-cylinder flow structure analysis* », SAE Paper 972831, 1997.

Ryan T.W., Lestz S.S., « *The Laminar Burning Velocity of Isooctane, N-Heptane, Methanol, Methane, and Propane at Elevated Temperature and Pressures in the Presence of a Diluent* », SAE paper 800103, 1980.

Saïd R. and Borghi R., « *A simulation with a cellular automaton for turbulent combustion modelling* », *Twenty-second Symposium (International) on Combustion / The Combustion Institute*, pp. 569-577, 1988.

Semenov N.N., NACA Tech. Memo n°1282, 1951.

Shepherd I.G., Kostiuk L.W., « *The burning rate of premixed turbulent flames in divergent flows.* », *Combustion and Flame*, Vol. 96, pp. 371-380, 1994.

Shepherd I.G., « *Flame Surface Density and Burning Rate in Premixed Turbulent Flames* », 26th Symposium (International) on Combustion / The Combustion Institute, pp. 373-379, 1996

Shepherd I.G., Cheng R.K., « *The burning rate of premixed flames in moderate and intense turbulence* », *Combustion and Flame*, Vol. 127, pp. 2066-2075, 2001.

Sheppard C.G.W., Bradley D and Lawes M., « *Study of turbulence and combustion interaction: Measurement and prediction of turbulent burning* ». Periodic Report Project FC.4, University of Leeds, 1994.

Sirovich L., « *Turbulence and the Dynamics of Coherent Structures, Part I, II, III* », *Quarterly of Applied Mathematics*, Vol. 45, No 3, pp 561-590, 1987.

Smallwood G.J. and Deschamps B.M., « *Flame Surface Density Measurements with PLIF in an SI Engine* », SAE Paper 962088, 1996

Smith J.A. and Bartley G.J.J., « *Stoichiometric operation of a gas engine utilising synthesis gas and EGR for NOx control* », *ANSME, ICE Vol.* 30-3, 1998.

Spalding D., *Some Fundamentals of Combustion*, London, 1955.

Spalding D., « *Mixing and chemical reaction in steady confined turbulent flames* », Proc. of 13th Symposium (International) on Combustion / The Combustion Institute, pages 649-657, Pittsburgh, 1971.

Stone C.R., Mendis K.J.S., Daragheh M. « *Measurements and modeling of a lean burn gas Engine* ». ImechE, Journal of Power and Energy, Vol. 10, pp. 449-462, 1996.

Taylor G.I., « *Statistical Theory of turbulence* », Part I, Proc. Roy. Soc. London, A, Vol. 164, pp. 476-490, 1935.

Trapy J., « *Transferts thermiques dans les moteurs à combustion interne, mesure et modélisation.* », Revue Générale de Thermique, Vol. 233, 1981.

Veynante D., Bideaux E., Bray K.N.C. and Kollmann W., « *Experimental Analysis of Flamelet Models for Premixed Turbulent Combustion* », 25th Symposium (International) on Combustion / The Combustion Institute, pp. 1249-1256, 1994.

Wersterweel J., « *Digital particle image velocimetry* », PhD thesis, Delft University, 1993.

Willert F. and Gharid M., « *Digital particle image velocimetry* », Experiments in fluids, Vol. 10, pp. 182-193, 1991.

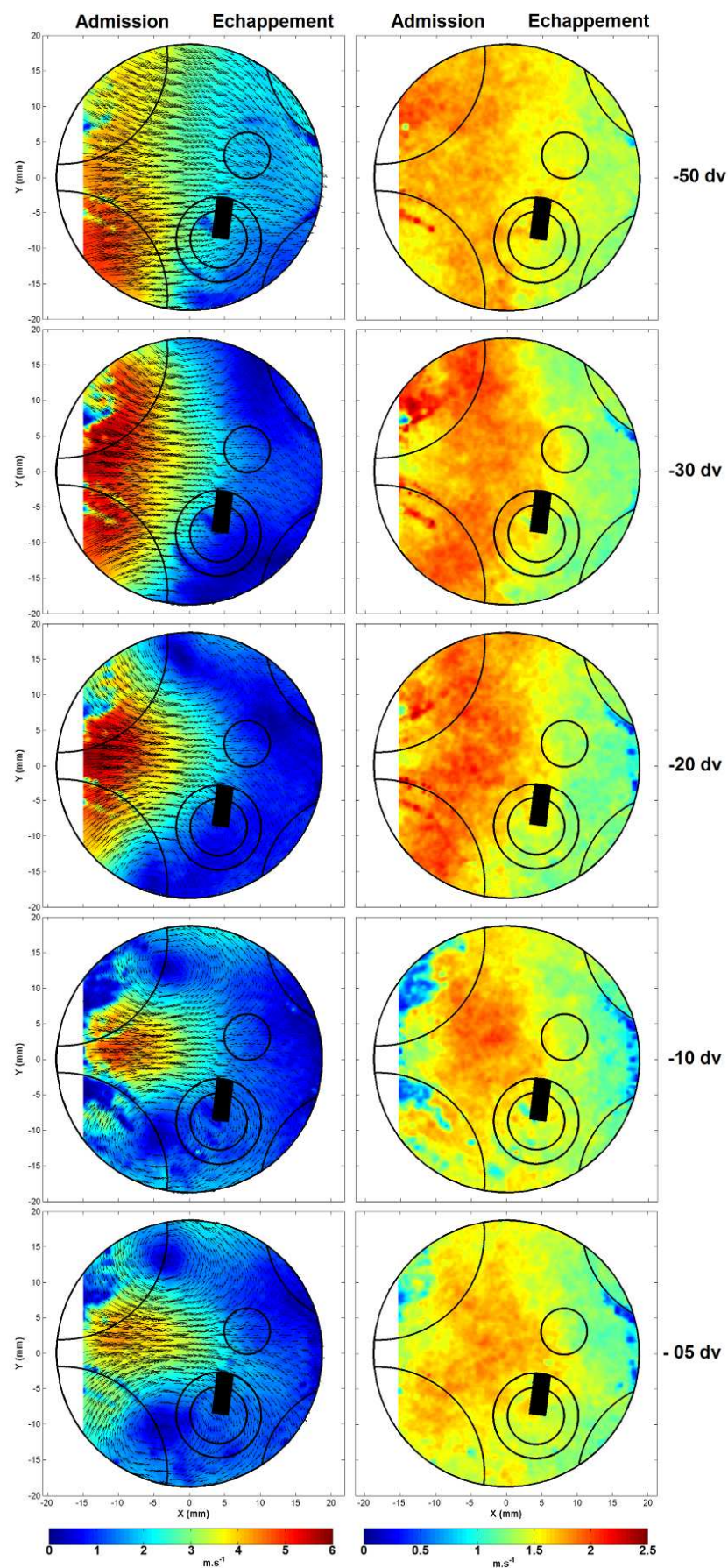
Williams F.A., « *A review of some theoretical considerations of turbulent flame structure* », Agard Conference Proceedings, N°164, 1974.

Williams F.A., « *Combustion Theory* » second edition. – 2727 Sand Hill Road, Menlo Park, California 94025, The Benjamin/Cummings Publishing Company, Inc., 1985, Combustion Science and Engineering. ISBN 0-8053-9801-5.

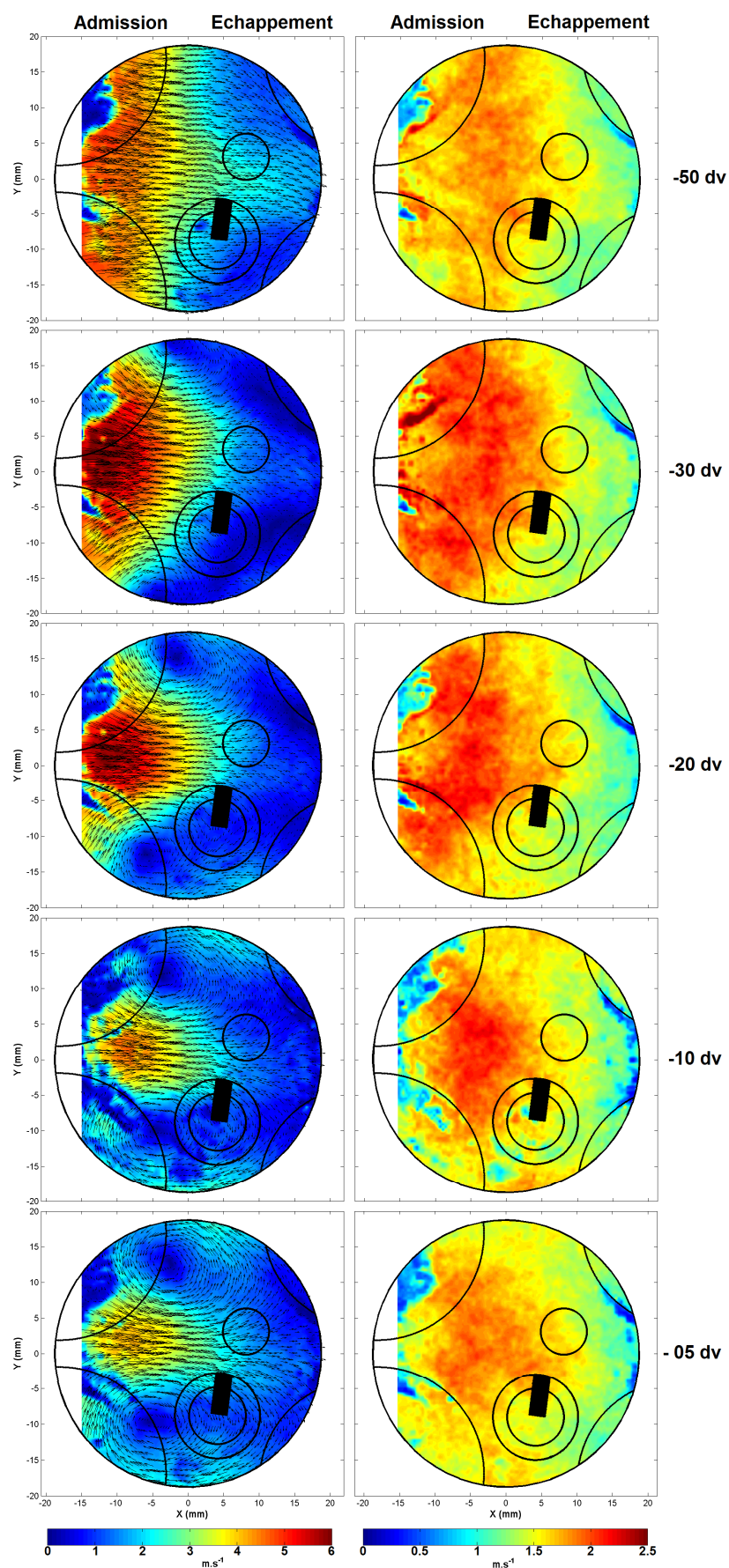
Woschni G., « *A Universally Applicable Equation for the Instantaneous Heat Transfer Coefficient in the Internal Combustion Engine* », SAE Paper 670931, 1967.

Yu G., Law C.K. et Wu C.K., « *Laminar flame speeds of hydrocarbon + air mixtures with hydrogen addition.* », Combustion and Flame, Vol. 63, pp. 339–347, 1986.

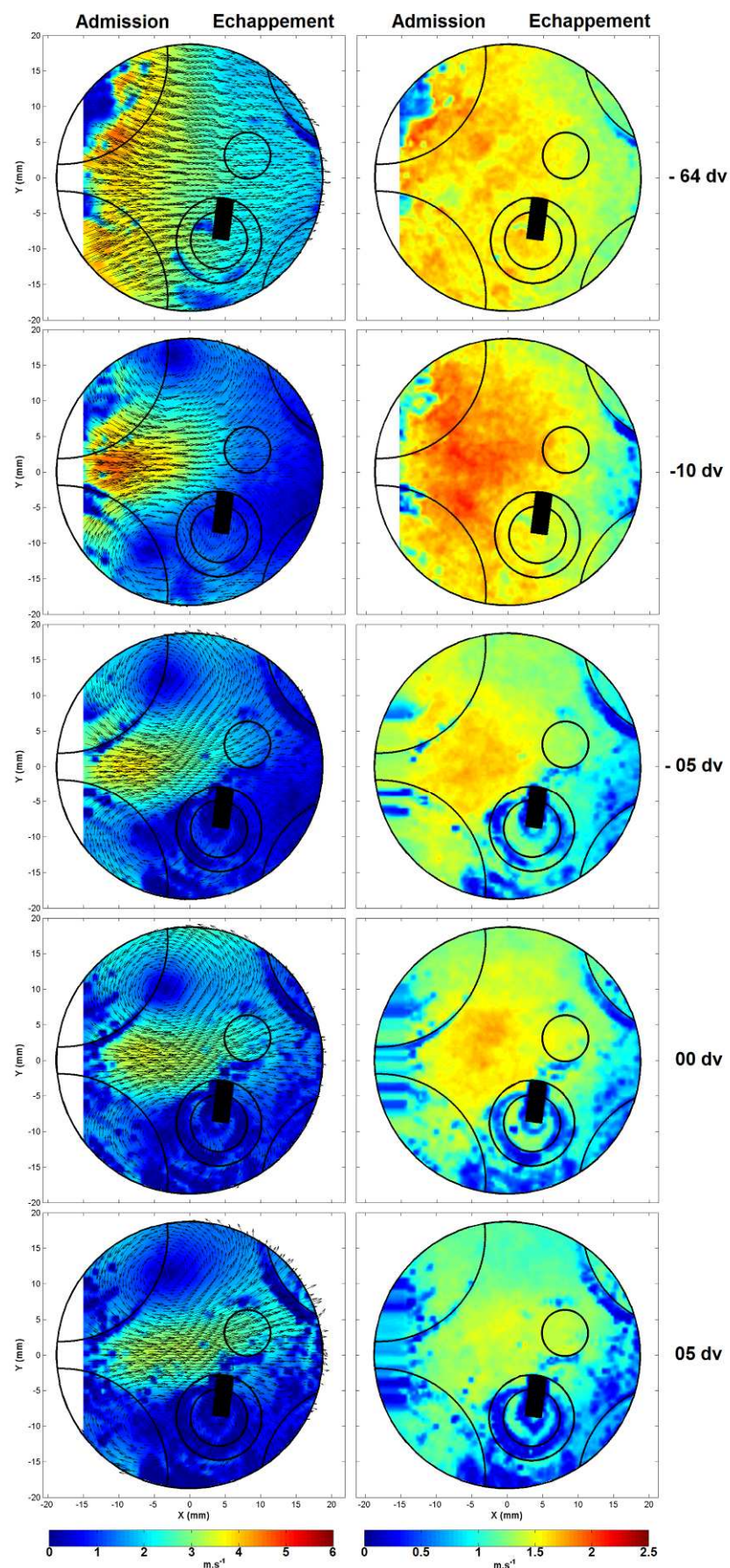
<i>Evolution des mouvements à grandes échelles (à gauche) et des fluctuations (à droite) lors de la phase de compression pour une pression d'admission de 700 mbar</i>	<i>164</i>
<i>Evolution des mouvements à grandes échelles (à gauche) et des fluctuations (à droite) lors de la phase de compression pour une pression d'admission de 1000 mbar</i>	<i>165</i>
<i>Evolution des mouvements à grandes échelles (à gauche) et des fluctuations (à droite) lors de la phase de compression pour une pression d'admission de 1300 mbar</i>	<i>166</i>
<i>Evolution des mouvements à grandes échelles (à gauche) et des fluctuations (à droite) lors de la phase de compression pour une pression d'admission de 1500 mbar</i>	<i>167</i>



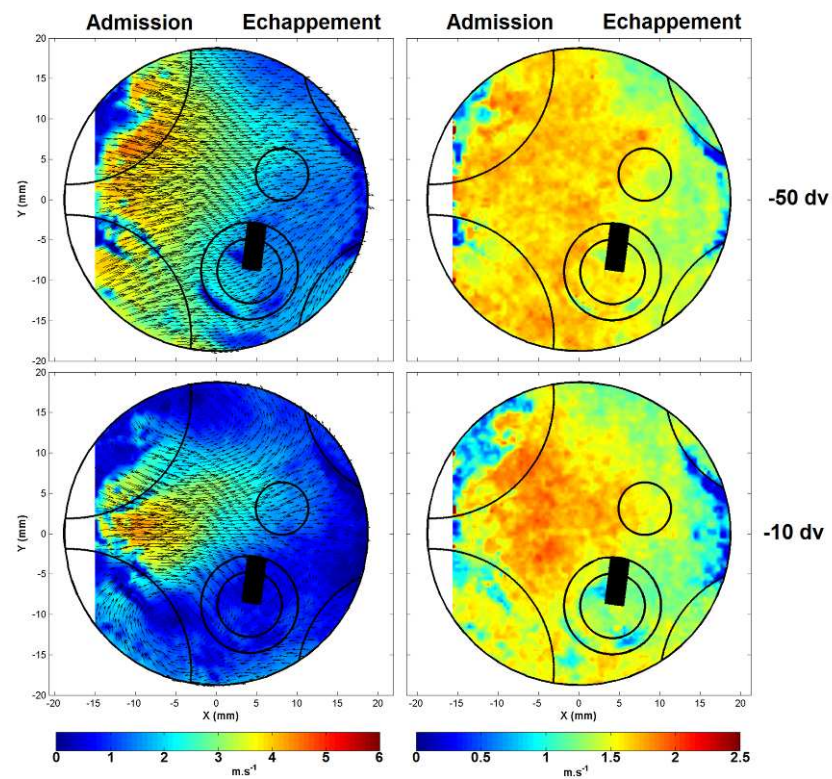
Evolution des mouvements à grandes échelles (à gauche) et des fluctuations (à droite) lors de la phase de compression pour une pression d'admission de 700 mbar.



Evolution des mouvements à grandes échelles (à gauche) et des fluctuations (à droite) lors de la phase de compression pour une pression d'admission de 1000 mbar.



Evolution des mouvements à grandes échelles (à gauche) et des fluctuations (à droite) lors de la phase de compression pour une pression d'admission de 1300 mbar.



Evolution des mouvements à grandes échelles (à gauche) et des fluctuations (à droite) lors de la phase de compression pour une pression d'admission de 1500 mbar.

Ludovic LANDRY

Etude expérimentale des modes de combustion essence sous forte pression et forte dilution

Face aux normes actuelles et futures de plus en plus draconiennes en termes d'émissions polluantes, les constructeurs automobiles cherchent en permanence à améliorer le rendement des moteurs à allumage commandé. L'une des voies efficaces et applicables à court terme pour réduire les émissions de dioxyde de carbone (CO_2) consiste à réduire la cylindrée des moteurs tout en conservant leur performance grâce à la sur-alimentation : c'est l'approche de l'éco-suralimentation ou « *downsizing* ». L'une des particularités de ce mode de fonctionnement est le fort niveau de pression et de taux de dilution dans lequel se propage la flamme de prémélange. La simulation de la combustion turbulente de prémélange est devenue un outil incontournable pour la R&D. Toutefois, les hypothèses sur lesquelles reposent les modèles de combustion, tout particulièrement le modèle de flammelettes, peuvent être sujettes à discussion dans le cas d'un fonctionnement de type « *downsizing* ». Le but de ce travail de thèse est donc d'étudier expérimentalement les régimes de combustion de manière à valider ou non l'utilisation de ces modèles. Les grandeurs caractéristiques de la turbulence ont alors été caractérisées lors de la phase de compression pour différentes pressions d'admission à l'aide de la vélocimétrie par imagerie de particules. La vitesse de combustion laminaire a , quant à elle, a été estimée à partir d'un mécanisme cinétique réduit. L'utilisation de la tomographie laser par diffusion de Mie avec et sans suivi temporel, nous a permis de caractériser la vitesse de combustion turbulente et la structure du front de flamme pour différentes pressions d'admission et différents taux de dilution. Lors de cette étude, nous avons ainsi pu mettre en évidence une cassure dans l'évolution de la *PMI* et de la vitesse de combustion turbulente à partir d'un taux de dilution de 25% : cette cassure a été reliée à la transition entre le régime de flammelette et le régime des flammes plissées épaissies.

Mots clés : Downsizing, Vitesse de combustion laminaire, Intensité turbulente, Echelle intégrale spatiale, PIV, Régime de combustion, Vitesse de combustion turbulente, Tomographie laser avec et sans suivi temporel.

Experimental study of spark ignition engine mode under high pressure and high dilution

Faced with the current and future more and more drastic standards for pollutant emissions, car manufacturers try to improve the efficiency of Spark Ignition engine. One effective and applicable ways to reduce the greenhouse emissions (CO_2) in the short run is based on the reduction of the engine size while preserving their performance thank to turbo-charging: eco-supercharging or « *downsizing* » approaches. One of the characteristics of this operating mode is the high level of the pressure and of the dilution rate of the medium in which the premixed flame propagates. The simulation of turbulent premixed flame is nowadays an indispensable tool for R&D. However, the assumptions on which the combustion models are based, particularly the flamelet model, can be prone to discussion in the « *downsizing* » conditions. The objective of this work is thus to study experimentally the combustion regimes in order to validate or not the use of these models. Turbulence parameters and flow fields were then characterized out during the compression stroke for several intake pressures by using Particle Imaging Velocimetry technique. The laminar burning velocity was estimated by using reduced chemical kinetic schemes. The Mie scattering laser tomography technique with and without temporal follow-up, enabled us to characterize the turbulent burning velocity and the flame front structure for different intake pressures and dilution rates. In this study, a break in the evolution of the *IMEP* and the turbulent burning velocity for a dilution rate of 25% has been obtained: this break was linked to the transition between the flamelet zone and the distributed reaction zones.

Keywords: Downsizing, Laminar burning velocity, Turbulent intensity, Turbulence integral length scale, PIV, Combustion regime, Turbulent burning velocity, Tomography technique with and without temporal follow-up.



Service : DINQ/DRIA/SARA/STEO/PCEL
2 Route de Gizey
78943 Vélizy Vilacoublay



Polytech'Orléans
8 rue Léonard de Vinci
45072 Orléans Cedex 2