



ÉCOLE DOCTORALE
ENERGIE, MATERIAUX, SCIENCES DE LA TERRE ET DE L'UNIVERS

Laboratoire PRISME
Laboratoire ICARE-CNRS

THÈSE présentée par :
Charles ENDOUARD

Soutenue le : **10 novembre 2016**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université d'Orléans**
Discipline/ Spécialité : Mécanique et Energétique

**Etude expérimentale de la dynamique des flammes de
prémélange isooctane/air en expansion laminaire et turbulente
fortement diluées**

THÈSE dirigée par :

Fabrice FOUCHER
Christian CHAUVÉAU

Professeur, PRISME - Université d'Orléans
Directeur de Recherche, ICARE - CNRS

RAPPORTEURS :

Bruno RENOU
Julien SOTTON

Professeur, CORIA, INSA de Rouen
Maître de Conférences, ENSMA, Institut P'

JURY :

Sebastian VERHELST
Bruno RENOU
Julien SOTTON
Alessio DULBECCO
Pierre BREQUIGNY
Fabrice FOUCHER
Christian CHAUVÉAU

Professeur, Université de Ghent (Président du jury)
Professeur, CORIA, INSA de Rouen
Maître de Conférences, ENSMA, Institut PPRIME
Ingénieur de Recherche, IFPEN
Maître de Conférence, PRISME, Université d'Orléans
Professeur, PRISME, Université d'Orléans
Directeur de Recherche, ICARE-CNRS

Remerciements

Je tiens en premier lieu à remercier l'ensemble des membres de mon jury de thèse à savoir Sebastian Verhelst, Bruno Renou, Julien Sotton, Alessio Dulbecco, Pierre Bréquigny, Fabrice Foucher et Christian Chauveau. Parmi eux, je remercie tout particulièrement Sebastian Verhelst pour avoir présider ce jury ainsi que Bruno Renou et Julien Sotton pour avoir accepté d'être rapporteur de ces travaux.

J'adresse ensuite mes plus sincères remerciements à mes tuteurs de thèse à savoir Christian Chauveau et Fabrice Foucher : à Christian qui, malgré l'échec des simulations microchannel à ICARE, m'a toujours accordé sa patience et son expérience (et son VTT pour le Vélotour) ; à Fabrice pour son temps plus que précieux (même si je n'ai jamais osé te « harceler ») et sa vision à long terme de mes travaux durant l'ensemble de ma thèse. Je tiens également à remercier particulièrement mes co-encadrants non-officiels à savoir Fabien Halter pour son sens physique et ses conseils durant mes campagnes d'essais ainsi que Pierre Bréquigny pour son soutien sans faille et son appui précieux lors de la fin de ma thèse.

Je souhaiterais ensuite remercier l'ensemble des acteurs de l'ANR MACDOC qui aura été le projet de fond de l'ensemble de ces travaux : Fabrice Foucher (coordinateur du projet), Antonio Mariani et Christine Rousselle pour PRISME ; Philippe Dagaut, Guillaume Dayma, Christian Chauveau et Annalisa Di Stazio pour ICARE ; Alessio Dulbecco, Grégory Font et Stéphane Richard pour l'IFPEN ; Olivier Guezet, Toni Tahtouh et Erwann Samson pour le Groupe PSA et enfin Olivier Lorain pour l'entreprise Polymem. Nos réunions semestrielles auront été pour moi une belle expérience de suivi de projet à long terme ainsi qu'un rappel toujours utile de l'ouverture d'esprit nécessaire dans le travail de chercheur.

J'en viens à remercier chaleureusement l'ensemble du personnel administratif, technique et de recherche des laboratoires ICARE et PRISME avec lesquels j'ai pu interagir durant ces années, et plus particulièrement Murielle Chevrier, Marine Cizeau, Isabelle Zholgadri, Vincent Gouillon, Viviana Lago, Mehmet Karaca, Fabien Thiesset, Guillaume Maurice, Sylvie Plessard (arrête de fumer !!), Bruno Moreau (« ca vient du soft ! »), Yahia Haidous (« c'est le lutin !! »), Julien Lemaire (Stoner Power !), Benoît Clavier, Pierre Amelot, Benoit Bellicaud, Christine Rousselle, Kristan Gillet, Sandrine Aubrun, Annie Leroy et Francesco Contino à VUB (Vive la Belgique !!). Je remercie par ailleurs Iskander Gokalp et Azedine Kourta en tant que directeurs respectifs des laboratoires ICARE et PRISME pour leur accueil durant ma thèse. Ces années de thèse n'auraient également pas été les mêmes sans mes collègues doctorants, post-doctorants et stagiaires : Romain F., Julien M., Yann F., Florent, Jules, Julien G., Nazim, Damien, Jérémy, Mathieu, Elisa, Yann L., Annalisa, Sébastien, Romain G., Pierre (à ton époque doctorant), Jean-Baptiste, Amine, Audrey, Bénédicte, Padipan, Kevin, Antonio, Vincent, Sokratis, Haïfa, Rafaëlle, Kouamé, Salamah, Fiona, Pietro, Marco, Ricardo, Mehdi, Ob, Ton, Eugene, Salim, Antoine, Jamal, Sophie, Francesco, Ossamah, Philipp, Juan-Pablo, Florian et Alexandre. J'espère n'avoir oublié personne et je vous remercie tous profondément pour toute l'aide, la camaraderie, les pauses café, les mots croisés/fléchés, les barbecues, les soirées, les aventures et j'en passe que nous avons vécu à Orléans et ailleurs.

J'en termine en remerciant mes amis les plus proches dont la qualité n'attend pas le nombre des années (qu'on se connaît^^) : JC, Guigui, Flo, Max, Dridri, Seb, Riri, Steph, Joris, Rhum, Romain, Pauline, Ophélie (on n'oublie pas Théo !!) et Anaïs. Merci à vous d'être comme vous êtes : des champions !! et surtout d'être là quand ça va, d'être là quand ça va pas et d'être à 18h30 au palais !

Je n'oublie pas mes amis de l'ENSEEIH de Toulouse : Mehdi, Jean-Lou, Antoine, Camille, Bruno, Paul, Pascal, Shi. Nous nous reverrons ici ou ailleurs ou au moins 1 fois par an pour nos week-ends AirBnB j'en suis sûr. Hydro Powaaa !

Merci encore à l'ensemble des membres de ma famille qui ont toujours été présents à mes côtés dans les bons et surtout les mauvais moments. Je ne l'oublierai jamais.

Ma dernière pensée va à la belle Hélène, nous nous sommes connus (chopés ?) au début de mon aventure de thésard... Tu m'as toujours soutenu et je ne t'en remercierai jamais assez. Je ne sais pas dans quelle direction on va aller aussi bien professionnelle, géographique que personnelle mais on y va ensemble, ça c'est sûr !

Table des matières

Remerciements.....	5
Nomenclature.....	13
Introduction.....	21
Chapitre 1: Combustion laminaire prémélangée : généralités	29
1.1. Flamme de prémélange laminaire.....	29
1.2. Vitesses de flamme	30
1.3. Epaisseur de flamme laminaire	32
1.4. Etirement de front de flamme	33
1.5. Instabilités de combustion.....	35
1.5.1. Instabilités dues aux forces de gravité	35
1.5.2. Instabilités hydrodynamiques	36
1.5.3. Instabilités thermo-diffusives.....	37
1.6. Flamme laminaire en expansion sphérique : Vitesse de combustion et relation avec l'étirement	41
1.6.1. Vitesse de combustion laminaire d'une flamme en expansion.....	41
1.6.2. Vitesse de combustion laminaire non étirée et longueur de Markstein	43
1.7. Flammes lamineuses et dilution.....	46
Chapitre 2: Dispositif expérimental d'étude laminaire.....	49
2.1. Description du dispositif expérimental.....	49
2.2. Visualisation du front de flamme	52
2.3. Limitations expérimentales	53
2.3.1. Zone limite d'observation de flamme	53
2.3.2. Conditions particulières provenant du mélange réactif.....	55
2.4. Conditions expérimentales étudiées en régime laminaire.....	59
2.4.1. Sans dilution	59
2.4.2. Avec dilution.....	59
Chapitre 3: Résultats de l'étude laminaire : vitesse de flamme laminaire non étirée et longueur de Markstein.....	63
3.1. Vitesses de flamme laminaire isooctane/air.....	63
3.1.1. Effets de pression, température et richesse	63
3.1.2. Effets de dilution	69
3.1.3. Effet « puits de vitesse » : allumage et dilution	73
3.2. Longueurs de Markstein des mélanges isooctane/air	76
3.2.1. Effets de pression, température et richesse	76
3.2.2. Effets de dilution	78

3.3. Conclusion	82
Chapitre 4: Etat de l'art sur les flammes turbulentes.....	87
4.1. Ecoulement turbulent	87
4.1.1. Approche statistique et Turbulence Homogène Isotrope	87
4.1.2. Echelles caractéristiques de la turbulence	88
4.2. Classification des flammes turbulentes	91
4.2.1. Nombres adimensionnels	91
4.2.2. Diagramme de Borghi et régimes de flammes turbulentes	92
4.2.3. Régime de combustion turbulente en moteur à allumage commandé	96
4.3. Interactions Flamme-Turbulence : régime des flammelettes.....	97
4.3.1. Influence de la turbulence sur la flamme	98
4.3.2. Effet de « bending »	100
4.3.3. Influence de la flamme sur la turbulence	101
4.4. Vitesse, épaisseur et étirement de flamme turbulente	102
4.5. Flammes turbulentes fortement diluées : cas des moteurs à allumage commandé	105
Chapitre 5: Dispositifs expérimentaux d'étude turbulente	107
5.1. Description du dispositif expérimental.....	107
5.2. Techniques optiques expérimentales	110
5.2.1. Montage Schlieren	110
5.2.2. Montage Double Schlieren - Tomographie	111
5.2.3. Post-Traitement.....	116
5.3. Limites expérimentales	119
5.4. Conditions expérimentales	124
Chapitre 6: Détermination de coefficient de correction Schlieren.....	131
6.1. Introduction.....	131
6.2. Détermination de rayons et vitesses de propagation	132
6.2.1. Mise en relation des rayons issus des deux diagnostics optiques.....	132
6.2.2. Vitesse de propagation, étirement et plissement de flamme turbulente.....	135
6.3. Coefficient de correction et applications : résultats généraux, variation de paramètres	136
6.3.1. Rayons de flamme et correction	137
6.3.2. Variations avec le temps et les conditions initiales du coefficient de correction Schlieren	138
6.3.3. Corrélation de coefficient de correction	142
Chapitre 7: Résultats de l'étude turbulente	145
7.1. Balayage de paramètres autour d'un point de référence	145
7.1.1. Influence de la variation d'intensité turbulente.....	145
7.1.2. Influence de la variation de pression initiale.....	151
7.1.3. Influence de la variation de température initiale.....	157
7.1.4. Influence de la variation de richesse de mélange	160
7.1.5. Influence du diluant et du taux de dilution	168
7.1.6. Récapitulatif des effets des paramètres initiaux	171

7.2. Etude de cas en évolution de type moteur à allumage commandé	173
7.2.1. Contexte de l'étude	173
7.2.2. Résultats	175
7.2.3. Limites du diagramme de Borghi : flammes soumises à l'étirement	179
<i>Conclusion et Perspectives</i>	183
<i>Bibliographie</i>	187

Nomenclature

Lettres latines

a	Nombre stœchiométrique du diluant
A	Élément de surface
A_f	Aire de flamme turbulente en expansion
$A_{f,s}$	Aire de flamme turbulente en expansion obtenue par Schlieren
$A_{f,t}$	Aire de flamme turbulente en expansion obtenue par tomographie
A_L	Surface de flamme laminaire
A_T et A_t	Surface de flamme turbulente
c	Variable de progrès (degré d'avancement de la combustion)
$\langle c \rangle$	Variable de progrès moyenne
c_p	Capacité thermique massique à pression constante
C_{corr}	Coefficient de correction pour rayons Schlieren
C_{ur}	Contribution de l'intensité turbulente à C_{corr}
C_{p^o}	Contribution de la pression à C_{corr}
C_ε	Taux de dissipation normalisé de l'énergie cinétique turbulente
D_m	Diffusivité moléculaire
D_{th}	Diffusivité thermique
Da	Nombre de Damköhler
D_M	Diffusivité associée à la longueur de Markstein L_b
E	Energie d'activation de la réaction
E_D	Energie de décharge (bobine)
$E(\kappa)$	Spectre d'énergie de la turbulence
E_r	Erreur relative de contour de flamme
f_0	Fréquence de rotation des ventilateurs
$\vec{g}$	Vecteur accélération de la gravité terrestre
I_0	Facteur moyen d'étirement de Bray
k	Energie cinétique turbulente
K	Etirement
K_C	Etirement lié à la courbure pure du front de flamme
K_S	Etirement lié aux contraintes de cisaillement tangentiels et normales provoquées par l'écoulement
K_n	Cisaillement normal au front de flamme
K_κ	Etirement lié à l'ensemble de la courbure de flamme
K_t	Cisaillement tangentiel au front de flamme
K_{global}	Etirement basé sur l'aire de la flamme turbulente en expansion
$K_{T,t}$	Etirement de flamme turbulente obtenu par tomographie
$K_{T,s}$	Etirement de flamme turbulente obtenu par Schlieren
$K_{T,s-corr}$	Etirement de flamme turbulente obtenu par Schlieren avec correction
Ka	Nombre de Karlovitz
Ka_r	Nombre de Karlovitz basé sur l'épaisseur de réaction δ_r
L	Echelle intégrale spatiale
L_b	Longueur de Markstein définie côté gaz brûlés
L_{bref}	Longueur de Markstein définie côté gaz brûlés dans les conditions de référence
L_u	Longueur de Markstein définie côté gaz frais
L_c	Plus petite structure de contour de flamme détectable

L_{max}	Plus grand contour en arc de cercle pour L_c
Le	Nombre de Lewis
Le_c	Nombre de Lewis critique
Le_D	Nombre de Lewis du réactif limitant
Le_E	Nombre de Lewis du réactif en excès
Le_{eff}	Nombre de Lewis effectif
m_{ui}	Masse de gaz frais à l'intérieur de la sphère de Rayon R_j
m_{bi}	Masse de gaz brûlés à l'intérieur de la sphère de Rayon R_j
m_{uo}	Masse de gaz frais à l'extérieur de la sphère de Rayon R_j
m_{bo}	Masse de gaz brûlés à l'extérieur de la sphère de Rayon R_j
M_k	Masse totale de l'espèce k
M_p	Masse de produits de combustion
Ma	Nombre de Markstein
n	Quantité de matière
$\vec{n}$	Vecteur normal
P	Pression
P_i	Pression initiale
P_{ref}	Pression de référence
$P_{f,s}$	Périmètre de flamme turbulente en expansion obtenu par Schlieren
$P_{f,t}$	Périmètre de flamme turbulente en expansion obtenu par tomographie
P_t	Périmètre de flamme turbulente en expansion
Pe	Nombre de Péclet
r	rayon
r_p	rayon de sphère contenant une masse M_p de produits
R	Constante des gaz parfaits
R_a	Rayon de flamme turbulente basé sur une égalité surfacique
$R_{a,s}$	Rayon de flamme turbulente déduit de l'aire de flamme obtenue par Schlieren
$R_{a,s-corr}$	Rayon de flamme turbulente déduit de l'aire de flamme obtenue par Schlieren corrigé par le coefficient C_{corr}
$R_{a,t}$	Rayon de flamme turbulente déduit de l'aire de flamme obtenue par tomographie
R_p	Rayon de flamme turbulente déduit du périmètre de flamme
$R_{p,s}$	Rayon de flamme turbulente déduit du périmètre de flamme obtenue par Schlieren
$R_{p,t}$	Rayon de flamme turbulente déduit du périmètre de flamme obtenue par tomographie
R_0	Rayon de l'enceinte de combustion
R_f	Rayon de flamme
R_{min}	Rayon minimum sans influence de l'allumage
R_{max}	Rayon maximal sans effet de confinement dû à l'enceinte fermée
R_ζ	Rayon équivalent de flamme turbulente
R_{moy}	Rayon moyen de flamme turbulente
R_r	Rayon moyen maximum de flamme turbulente ne contenant que des gaz brûlés
R_t	Rayon moyen minimum de flamme turbulente contenant tous les gaz brûlés
R_j	Rayon moyen de flamme turbulente compris entre R_r et R_t
R_v	Rayon moyen de flamme turbulente basé sur une égalité volumique
$R_{v,s}$	Rayon volumique obtenu par reconstruction avec double image Schlieren
R_m	Rayon moyen de flamme turbulente basé sur une égalité massique
R_ξ	Rayon moyen de flamme turbulente basé sur R_a et R_t

R_{Sch}	Rayon moyen de flamme turbulente obtenus par imagerie Schlieren (Bradley), équivalent de $R_{a,s}$
Re_L	Nombre de Reynolds turbulent basé sur l'échelle intégrale L
Pr	Nombre de Prandtl
s	Rapport stœchiométrique
$\bar{s}$	Vitesse pseudo-convective
S_b	Voir définition de V_L
S_C	Vitesse de consommation
S_L	Vitesse de flamme laminaire
S_L^0	Vitesse de flamme laminaire non-étirée
S_{Lref}^0	Vitesse de flamme laminaire non-étirée de référence
S_n	Voir définition de V_L
S_T	Vitesse de flamme turbulente
$S_{T,l}$	Vitesse de flamme turbulente locale
S_{Tj}	Vitesse de flamme turbulente associée au Rayon moyen R_j
S_{err}	Surface d'erreur de flamme
$\bar{S}_p$	Vitesse moyenne de remontée du piston moteur
t	temps
T_{temps}	Echelle intégrale de temps
T	Température
T_a	Température adiabatique de flamme
T_f	Température finale de flamme
T_i	Température initiale
T_{ref}	Température de référence
$\vec{u}_g$ et $\vec{u}$	Vecteur vitesse de déplacement des gaz frais
u_r	Vitesse des gaz frais au rayon r
u_η	Vitesse caractéristique des tourbillons de la taille des échelles de Kolmogorov η
$U(x, y, z, t)$	Vitesse d'un écoulement turbulent dépendant des trois variables de l'espace et du temps
$\overline{U(x, y, z, t)}$	Vitesse moyenne d'un écoulement turbulent dépendant des trois variables de l'espace et du temps
$u(x, y, z, t)$	Composante fluctuante de la vitesse d'un écoulement turbulent dépendant des trois variables de l'espace et du temps
u'	Intensité turbulente de l'écoulement
Cas de u' et v'	Fluctuations de vitesses dans les directions X et Y de l'espace
v_{O_2}	Pourcentage du volume d'oxygène dans le mélange gazeux (hors carburant)
v_{O_2ref}	Pourcentage du volume d'oxygène dans l'air
V	Volume
V_{ui}	Volume de gaz frais à l'intérieur de la sphère de Rayon R_j
V_{bi}	Volume de gaz brûlés à l'intérieur de la sphère de Rayon R_j
V_{uo}	Volume de gaz frais à l'extérieur de la sphère de Rayon R_j
V_{bo}	Volume de gaz brûlés à l'extérieur de la sphère de Rayon R_j
$V_{k,r}$	Vitesse de diffusion de l'espèce k au rayon r
V_L	Vitesse de propagation laminaire
V_L^0	Vitesse de propagation laminaire non-étirée
V_T	Vitesse de propagation turbulente
$V_{T,t}$	Vitesse de propagation turbulente obtenue par tomographie
$V_{T,s}$	Vitesse de propagation turbulente obtenue par Schlieren

$V_{T,s-corr}$	Vitesse de propagation turbulente obtenue par Schlieren avec correction
$\vec{w}$	Vecteur déplacement du front de flamme
W	Taux de plissement de flamme
Y_F	Fraction massique de carburant
Y_O	Fraction massique d'oxydant
Y_k^b	Fraction massique d'un composé chimique k des gaz brûlés
Y_k^u	Fraction massique d'un composé chimique k des gaz frais
Y_P^b	Fraction massique d'un produit des gaz brûlés
Y_R^u	Fraction massique d'un réactif des gaz frais

Lettres grecques

α	Voir définition de K
β	Energie d'activation réduite
γ	Rapport des constantes thermiques
δ_L	Epaisseur de flamme laminaire
δ_p	Epaisseur de préchauffage
δ_r	Epaisseur de réaction
δ_T	Epaisseur de flamme turbulente
ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente
η	Echelle de Kolmogorov
κ	Nombre d'onde
λ	Echelle de Taylor
λ_{therm}	Conductivité thermique
ν	Viscosité cinématique
ρ	Masse volumique
ρ_b	Masse volumique des gaz brûlés
$\bar{\rho}_b$	Masse de gaz brûlés moyenné entre les rayons $r = 0$ et $= r_p$
$\rho_b^{eq.}$	Masse volumique des gaz brûlés à l'équilibre
ρ_u	Masse volumique des gaz frais
σ	Facteur d'expansion
τ	Taux de dilution
τ_c	Temps caractéristique de la combustion
τ_{ch}	Temps caractéristique de la chimie
τ_L	Temps caractéristique de la turbulence
τ_η	Echelle temporelle de Kolmogorov
Φ	Richesse
ω	Vitesse de rotation des ventilateurs
$\dot{\omega}_k$	Taux de réaction du composé chimique k
$\dot{\omega}_P$	Taux de formation d'un produit de réaction
$\dot{\omega}_R$	Taux de réaction

Indices

<i>a</i>	aire
<i>a, s</i>	aire d'imagerie Schlieren
<i>a, s-corr</i>	aire d'imagerie Schlieren avec correction
<i>a, t</i>	aire d'imagerie par tomographie
<i>adia.</i>	adiabatique
<i>b</i>	gaz brûlés
<i>D</i>	Réactif limitant
<i>E</i>	Réactif en excès
<i>eff</i>	effectif
<i>err</i>	erreur
<i>f</i>	de flamme
<i>f, s</i>	de flamme en Schlieren
<i>f, t</i>	de flamme en tomographie
<i>F</i>	Fuel (carburant)
<i>g</i>	Gaz frais
<i>i</i>	initial
<i>k</i>	Composé chimique <i>k</i>
<i>l</i>	concerne les variables locales
<i>L</i>	Laminaire
<i>m</i>	moléculaire
<i>min</i>	minimum
<i>max</i>	maximum
<i>O</i>	Oxydant
<i>p</i>	périmètre
<i>p, s</i>	périmètre d'imagerie Schlieren
<i>p, t</i>	périmètre d'imagerie par tomographie
<i>P</i>	Produit de réaction
<i>r</i>	Réaction
<i>ref</i>	Dans les conditions de référence
<i>R</i>	Réactif
<i>st.</i>	à la stœchiométrie
<i>t</i>	turbulent
<i>th</i>	thermique
<i>T</i>	Turbulent
<i>u</i>	gaz frais (unburnt)
<i>v</i>	qui concerne le volume

Acronymes

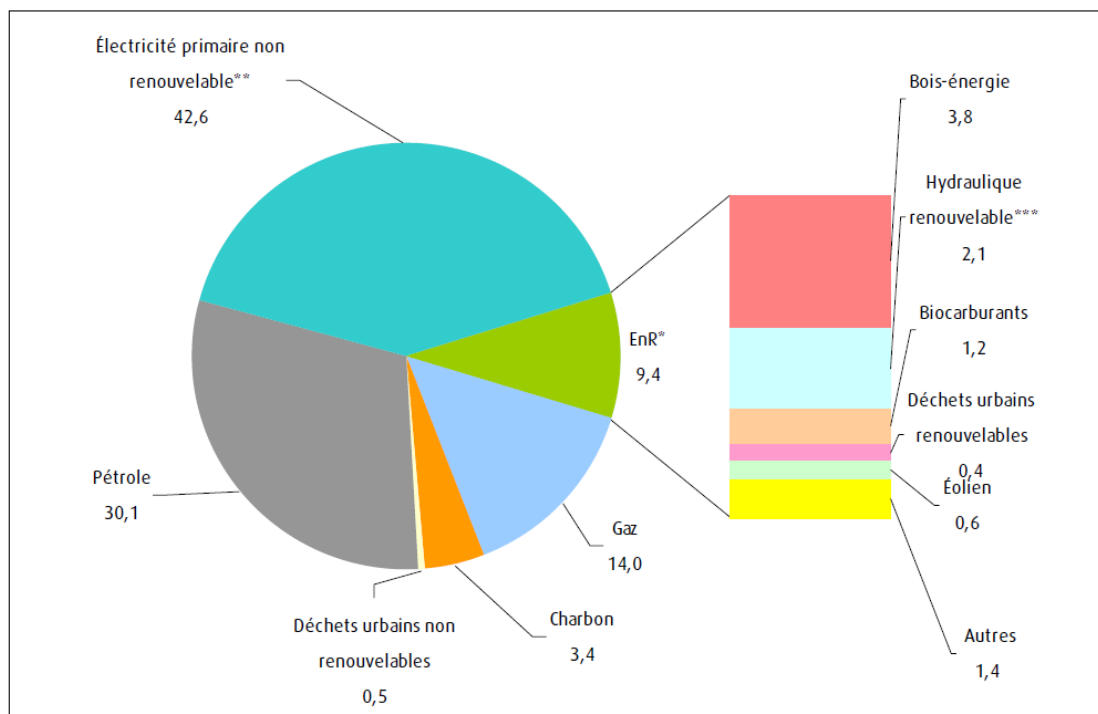
<i>ANR</i>	Agence Nationale de la Recherche
<i>AvA</i>	Avance à l'allumage
<i>CA</i> ou <i>dV</i>	Crank Angle (angle vilebrequin)
<i>CCD</i>	Charge-Coupled Device (cellules photosensibles de caméra)
<i>CMOS</i>	Complementary Metal-Oxyde Semiconductor (cellules photosensibles de caméra)
<i>EGR</i>	Exhaust Gaz Recirculation (recirculation de gaz brûlés d'échappement)
<i>DL</i>	Darrieus-Landau
<i>DNS</i>	Direct Numerical Simulation (Simulations directes)
<i>FAP</i>	Filtre à Particules
<i>GPPC</i>	Gasoline Partially Premixed Combustion (Combustion partiellement prémélangée)
<i>ICAMDAC</i>	Instabilités et Combustions Anormales dans les Moteurs Downsizés à Allumage Commandé
<i>ICARE</i>	Institut de Combustion Aérothermique Réactivité et Environnement
<i>IMEP</i>	Integrated Mean Effective Pressure
<i>LASER</i>	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
<i>LDV</i>	Laser Doppler Velocimetry (Mesure de vitesse par laser Doppler)
<i>LED</i>	Light Emitting Diode
<i>LES</i>	Large Eddy Simulation (Simulations aux grandes échelles)
<i>MAC</i>	Moteur à allumage commandé
<i>MACDOC</i>	Moteur à Allumage Commandé Downsized à taux en Oxygène Contrôlé
<i>MIE</i>	Minimum Ignition Energy (Energie minimum d'allumage)
<i>Mtep</i>	Millions de tonnes équivalent Pétrole
<i>Nd-YAG</i>	Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet
<i>NEDC</i>	New European Driving Cycle
<i>PIV</i>	Particule Image Velocimetry (Image par vélocimétrie de particules)
<i>(LR-PIV)</i>	Low-spatial and temporal Resolution <i>PIV</i> (<i>PIV</i> basse resolution)
<i>(HR-PIV)</i>	High-spatial and temporal Resolution <i>PIV</i> (<i>PIV</i> haute resolution)
<i>(TR-PIV)</i>	Time Resolved <i>PIV</i> (<i>PIV</i> résolue en temps)
<i>PME</i>	Pression Moyenne Effective
<i>PRISME</i>	laboratoire Pluridisciplinaire de Recherche en Ingénierie des Systèmes, Mécanique et Energétique.
<i>RANS</i>	Reynolds-Averaged Navier-Stokes (Simulations des mouvements fluides par moyennes temporelles des équations de Navier Stokes)
<i>RDE</i>	Real Driving Emissions
<i>SCR</i>	Selective Catalyst Reduction (injection d'urée à l'échappement)
<i>TDM</i>	Transports Durables et Mobilité
<i>THI</i>	Turbulence Homogène et Isotrope
<i>WLTC</i>	Worldwide harmonized Light vehicles Test Procedures

Composés chimiques

Ar	Argon
CO	Monoxyde de carbone
CO_2	Dioxyde de carbone
CH_4	Méthane
C_3H_8	Propane
C_4H_{10}	Butane
iC_8H_{18}	Isooctane
C_xH_y	Hydrocarbures
HC	Hydrocarbure s imbrûlés
$HCNM$	Hydrocarbure s imbrûlés non méthaniques
H_2	Dihydrogène
H_2O	Eau
Kr	Krypton
NO_x	Oxydes d'azote
N_2	Diazote
Ne	Néon
O_2	Dioxygène
Xe	Xénon

Introduction

La production d'énergie est, et reste, le challenge principal des sociétés actuelles. Depuis la révolution industrielle au XIX^{ème} siècle avec l'utilisation du charbon jusqu'à aujourd'hui avec le pétrole et le gaz naturel, l'énergie provient encore principalement de ressources fossiles et donc tarissables. En France, 47,5 % de l'énergie totale consommée provient de ressources fossiles (*Figure 1*), par ailleurs, en considérant l'ensemble de l'énergie produite à partir de la combustion, ce chiffre dépasse allégrement les 50 %. Depuis de nombreuses décennies, le secteur du transport reste le principal consommateur de ressources pétrolifères (*Figure 1*). Toutefois, l'épuisement des ressources et la pollution engendrée menacent tout particulièrement ce secteur de l'économie.



* EnR : énergies renouvelables.

** Comprend la production nucléaire, déduction faite du solde exportateur d'électricité et la production hydraulique par pompage.

*** Hydraulique hors pompage.

Figure 1 : Bouquet énergétique primaire de la France en 2014, source : calculs SOeS (Service de l'observation et des statistiques), d'après les sources par énergie [1].

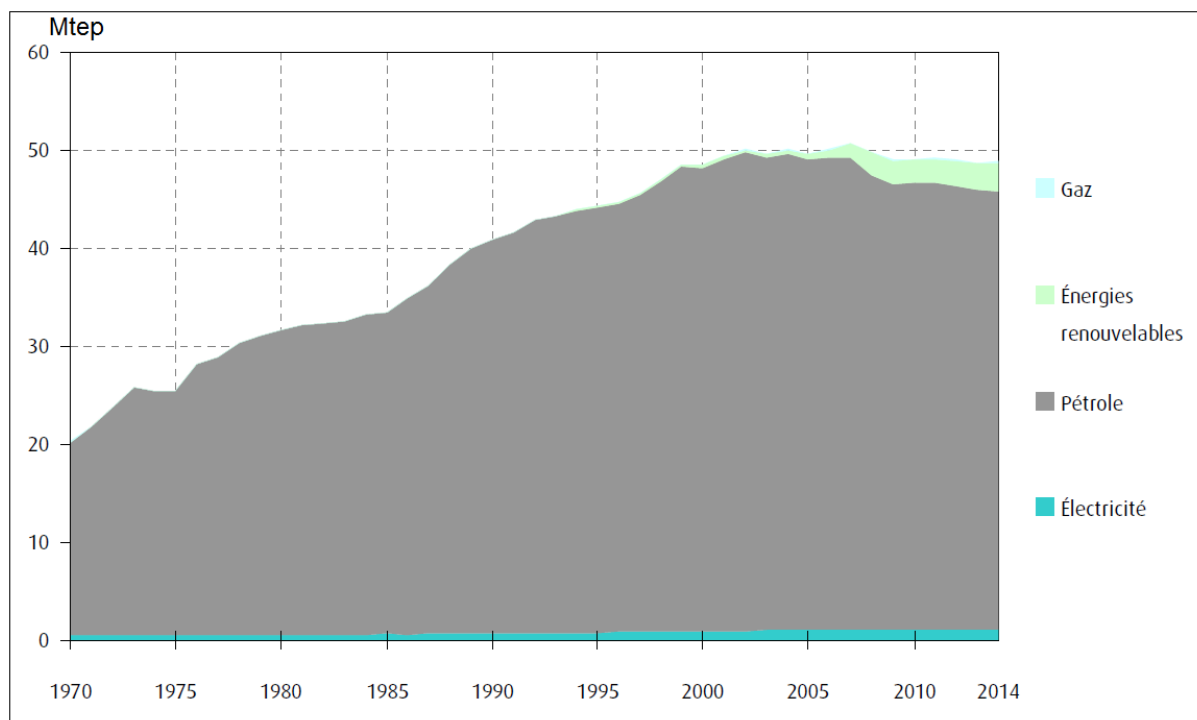


Figure 2 : Consommation finale d'énergie dans les transports en France, source : calculs SOeS, d'après les sources par énergie [1].

Le secteur des transports utilise toujours majoritairement les moteurs à combustion interne. En France, même si une légère baisse générale de la consommation d'énergie et notamment du pétrole est amorcée depuis la deuxième moitié des années 2000 (Figure 2), l'amélioration des moteurs à combustion interne conventionnels reste néanmoins un objectif majeur. Il est vrai que le développement de technologies hybrides, tout électrique ou pile à combustible progresse d'année en année. Si l'hybride s'inscrit pleinement dans les besoins actuels, les voitures tout électriques ou à pile à combustible ne s'intègrent pas encore totalement dans nos sociétés pour plusieurs raisons. L'autonomie des véhicules électriques reste la réticence principale à leur achat, bien que le trajet moyen domicile-travail des usagers ne soit pourtant que de 26 km en moyenne en France (et même moins de 8 km pour la moitié des Français, source INSEE 2007), distance largement réalisable par les véhicules électriques. L'autonomie encore limitée et surtout le temps de recharge de ces véhicules entravent le sentiment de liberté des automobilistes et les détournent de ces véhicules. De la même manière, la distribution encore très limitée de l'hydrogène sur le territoire français (seulement 7 stations en 2016, source h2stations.org) n'est pas favorable aux véhicules équipés de piles à combustible et ne permet pas pour le moment son développement en France. Par ailleurs, la production d'hydrogène, très énergivore en électricité, n'est pas à négliger dans le bilan énergétique de ce mode de locomotion et le stockage de l'hydrogène reste problématique, spécialement pour un usage automobile. Enfin, le prix d'achat de ces véhicules reste de nos jours encore élevé comparativement aux véhicules à moteur conventionnel ce qui explique les réticences encore actuelles à ces solutions technologiques en France.

L'amélioration et le développement des véhicules à moteur à combustion interne restent donc un enjeu majeur encore aujourd'hui. Le développement des moteurs vise toujours le même trio d'objectifs que sont : l'augmentation du rendement, la réduction de la consommation et la réduction

des émissions polluantes, objectifs intimement liés les uns aux autres. Depuis le début des années 1990, les normes EURO limitent les émissions polluantes les plus nocives des moteurs à combustion interne (*Tableau 1*). Par ailleurs, le dioxyde de carbone CO_2 , qui n'est pas à proprement parler un polluant étant donné qu'il est un produit naturel de combustion d'hydrocarbure C_xH_y , est sujet à des limitations d'émission par l'Union Européenne. Ces limites actuellement basées sur les cycles d'homologation (NEDC, WLTC) vont encore se durcir avec la prise en compte de mesures sur route (RDE). La réduction des émissions de CO_2 est cependant directement liée à la consommation du véhicule, leurs réductions vont ainsi généralement de pair. Néanmoins, le poids des véhicules n'a cessé d'augmenter et les progrès en termes de consommation sont ainsi moins évidents à déceler.

ESSENCE	CO (mg/km)	HC (mg/km)	HCNM (mg/km)	NO _x (mg/km)	HC + NO _x (mg/km)	Particules en masse (mg/km)	Particules en nombre (#/km)
EURO 1 01/1993* 01/1994**	2720	-	-	-	970	-	-
EURO 2 01/1996* 01/1997**	2200	-	-	-	500	-	-
EURO 3 01/2000* 01/2001**	2300	200	-	150	-	-	-
EURO 4 01/2005* 01/2006**	1000	100	-	80	-	-	-
EURO 5-a 09/2009* 09/2011**	1000	100	68	60	-	5	-
EURO 5-b 01/2011* 01/2013**	1000	100	68	60	-	4,5***	-
EURO 6-b 09/2014* 09/2015**	1000	100	68	60	-	4,5***	6.10^{12}
EURO 6-c 09/2017* 09/2018**	1000	100	68	60	-	4,5***	6.10^{11}

(*) date d'entrée en vigueur pour l'homologation de véhicules.

(**) date d'application à tous les véhicules neufs.

(***) méthode de mesure améliorée

Tableau 1 : Normes EURO pour les moteurs à essence ou MAC

La clef pour les motoristes est de réussir à augmenter le rendement du moteur à combustion interne pour tirer le maximum d'énergie de la combustion du carburant. De par leur conception, les moteurs diesel ont un meilleur rendement que les moteurs à allumage commandé (MAC). Toutefois, les moteurs diesel ont de plus en plus de mal à satisfaire les lois EURO limitant les polluants. Ces derniers utilisent déjà de nombreuses solutions techniques comme la recirculation des gaz

d'échappement EGR (Exhaust Gaz Recirculation), les catalyseurs deux voies (pour les *HC* et le *CO*) , les filtres à particules (FAP) voire les technologies NOx-Trap ou d'injection d'urée à l'échappement SCR (Selective Catalyst Reduction) pour diminuer les émissions de NOx, rendant le coût de la dépollution de ces moteurs extrêmement important. Les MAC en revanche satisfaisaient jusqu'à présent les normes avec des solutions simples : catalyseurs 3 voies, amélioration de l'injection, des géométries de chambre... La principale voie de développement des MAC de ces dernières années a été le « downsizing ». Cette technique consiste à réduire la cylindrée moteur tout en maintenant la puissance grâce à l'ajout d'un turbocompresseur. La réduction de cylindrée permet ainsi l'amélioration du rendement moteur tout en conservant des performances identiques à un moteur de plus grosse cylindrée atmosphérique.

Malheureusement, le « downsizing » présente des conditions thermodynamiques favorables à l'apparition d'instabilités typiques des MAC comme le cliquetis ou l'auto-allumage (rumble). L'utilisation massive de la dilution par EGR permet de remédier à ces phénomènes de combustions anormales, mais peut malheureusement engendrer d'importantes variations cycliques. Des études expérimentales et numériques des flammes de prémélange turbulente fortement diluées dans ces conditions thermodynamiques particulières sont donc indispensables [2][3]. Les simulations numériques de propagation de flamme en moteur à allumage commandé sont aujourd'hui essentielles. Elles permettent d'améliorer considérablement le temps, et donc le coût, de développement des systèmes de combustion en général et notamment des moteurs.

Les simulations numériques sont grandement dépendantes des modèles de combustion utilisés et présentent parfois des faiblesses ou défauts : dépendances aux modèles cinétiques utilisés, aux modèles numériques RANS ou LES, temps de calculs pour la DNS ou encore les modèles cinétiques détaillés. L'étude expérimentale peut et doit mettre à jour les faiblesses et défauts des modèles. L'apport de données expérimentales sur des paramètres fondamentaux de propagation de flamme est donc indispensable à l'amélioration des modèles. Elles ont par exemple permis d'initier la prise en compte des effets d'étirements dans les modèles numériques de simulation moteur (travaux de Dahms et al. [4][5] ou de Demesoukas [6]). Les études expérimentales ont également pour but de valider les résultats des modèles de simulation. En outre, les nouvelles technologies moteur modifient les conditions de propagation de flamme, par exemple l'injection directe essence apporte une large stratification en richesse et température à l'intérieur du cylindre moteur. Ainsi, les modèles numériques requièrent des données expérimentales précises prenant en compte une large gamme de pression, de température et de dilution.

Le contexte de cette thèse s'inscrit pleinement dans cet objectif. Les nouvelles conditions moteur nécessitent de caractériser finement la propagation de flamme sous ces fortes et larges conditions de pression, température, richesse et dilution. Les modèles CFD et cinétiques déjà existant n'ont en effet jamais été validés dans de telles conditions. De nouveaux cas expérimentaux sont ainsi nécessaires pour faire évoluer les modèles. Cette étude s'intéresse plus particulièrement à l'action de la dilution utilisée de plus en plus massivement dans les MAC. Cette thèse a été initiée dans le cadre de l'ANR MACDOC (ANR-12-VPTT-0008) du programme « Transports Durables et Mobilité » (TDM) 2012, et a pour objectif de reproduire les effets d'une dilution de type EGR en agissant en amont sur le rapport O_2/N_2 de l'air d'admission du moteur. Dans ce projet, ces travaux de thèse visent à étudier de manière approfondie la combustion de mélanges de *isooctane/air* dans différentes conditions initiales en insistant spécialement sur la dilution. Ces flammes ont été étudiées

à la fois en régime laminaire et en régime turbulent, grâce aux moyens expérimentaux originaux du laboratoire PRISME.

Ces travaux font suite aux travaux de Bénédicte Galmiche [7] dans le cadre de sa thèse et de l'ANR ICAMDAC. Ils s'inspirent largement de ces remarques et conclusions. Cette thèse a permis d'améliorer le développement des corrélations de vitesses de flammes laminaires non-étirées et longueurs de Markstein et un effort particulier a été mené concernant l'étude des flammes fortement diluées et fonction des diluants. Une étude de ces flammes en conditions turbulentes est aussi menée avec cette fois une vision plus appliquée aux MAC et dédiée à une utilisation dans les modèles de simulation.

Ce manuscrit se divise en deux parties principales :

- La première partie, divisée en trois chapitres, est consacrée aux aspects laminaires des flammes en expansion. Le premier chapitre détaille les bases littéraires de la combustion laminaire et spécialement celles des flammes en expansion (géométrie, instabilités, caractéristiques propres...). Le second chapitre décrit les dispositifs expérimentaux utilisés ainsi que l'ensemble des conditions expérimentales rencontrées (difficultés et conditions valorisées). Le troisième chapitre expose enfin l'ensemble des résultats obtenus pour ces flammes. Les corrélations extraites des résultats expérimentaux y sont exposées ainsi que les perspectives.
- La seconde partie, divisée en quatre chapitres, est consacrée à l'étude de flammes se propageant dans un écoulement turbulent proche de celui rencontré dans les MAC. Le premier chapitre, bibliographique, rappelle le concept de la propagation de flamme turbulente. Le second chapitre s'applique à décrire les dispositifs expérimentaux ainsi que les conditions étudiées avec nos flammes turbulentes en expansion. Un soin particulier est apporté aux difficultés expérimentales rencontrées ainsi qu'aux moyens utilisés pour y remédier. Le troisième chapitre discute de la méthodologie développée pour étudier les propagations de flammes grâce à la technique Schlieren. Le quatrième et dernier chapitre expose enfin les résultats obtenus sur la propagation des flammes turbulentes en expansion. L'effet des paramètres initiaux (thermodynamique et turbulent) y est discuté, ainsi qu'une étude plus singulière de flammes reproduisant les conditions rencontrées en MAC.

PARTIE LAMINAIRE

Chapitre 1: Combustion laminaire prémélangée : généralités

Chapitre 2: Dispositif expérimental d'étude laminaire

Chapitre 3: Résultats de l'étude laminaire : vitesse de flamme laminaire non étirée et longueur de Markstein

Chapitre 1: Combustion laminaire prémélangée : généralités

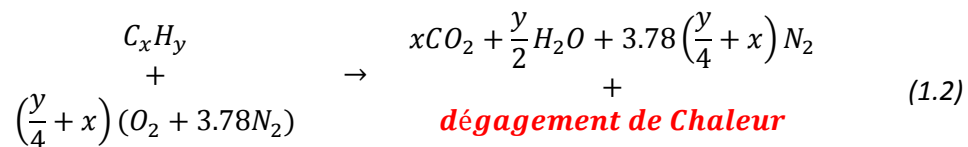
1.1. Flamme de prémélange laminaire

Le phénomène physique de la combustion est la succession de réactions chimiques élémentaires pouvant être simplifiée par une réaction chimique globale irréversible de la forme :



Un mélange de combustible (carburant) et de comburant (oxydant), aussi appelé gaz frais, va réagir ensemble sous l'effet d'un apport d'énergie initial (étincelle, auto-allumage) puis auto-entretenu pour former différents produits de combustion (gaz brûlés) et de la chaleur. On qualifie donc la réaction de combustion d'exothermique.

Dans le cas particulier de la combustion d'un hydrocarbure dans l'air (20.9% O_2 et 79.1% N_2), l'équation devient :



Dans le cas des flammes de prémélange, plusieurs conditions sont nécessaires pour le démarrage puis l'entretien de la réaction de combustion. La proportion de mélange de combustible et comburant doit notamment se situer dans les limites de flammabilité du mélange gazeux. Ces limites, haute et basse, d'une grandeur que l'on appellera richesse, dépendent de la nature du carburant, de la pression et de la température. La richesse, notée Φ , est le produit du rapport des fractions massiques du carburant (C_xH_y) et de l'oxydant (O_2) avec le rapport stœchiométrique s . Ce dernier correspond au rapport entre la masse d'oxydant et la masse de carburant lorsque la réaction est stœchiométrique, soit la masse en kg d'oxydant nécessaire pour brûler 1 kg de carburant. La richesse est ainsi définie par :

$$\Phi = s \frac{Y_F}{Y_O} = \frac{Y_F/Y_O}{(Y_F/Y_O)_{st.}} \quad (1.3)$$

D'après la théorie de Mallard et Le Châtelier (1883), il existe une zone intercalée entre les gaz frais et les gaz brûlés. Cette zone est formée de deux parties bien distinctes : la zone de préchauffage et la zone de réaction (Figure 1.1). Dans la zone de préchauffage, côté gaz frais, le flux de chaleur provenant des gaz brûlés élève la température des gaz frais les plus proches sur une certaine épaisseur δ_p . Dans cette zone, quelques réactions chimiques mineures comme un début d'oxydation du carburant peuvent être initiées, mais sont considérées comme négligeables devant les effets de diffusion thermique. Dans la zone de réaction, d'une épaisseur δ_r , les réactifs précédemment préchauffés réagissent pleinement sous l'action de la chaleur et de la diffusion moléculaire. Ils vont

ainsi à leur tour produire de la chaleur par le biais de la réaction chimique. Cette zone de réaction aussi appelée front de flamme permet de séparer conceptuellement les gaz frais des gaz brûlés.

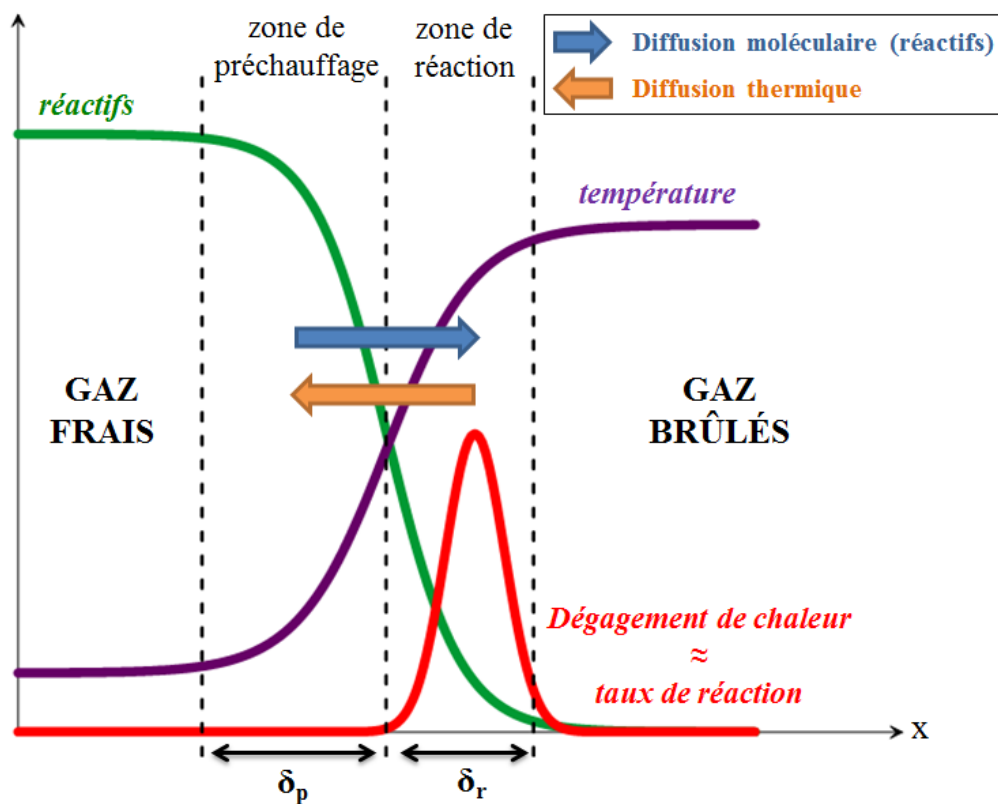


Figure 1.1 : Structure d'une flamme laminaire de prémélange.

1.2. Vitesses de flamme

Comme nous venons de le voir, dans un milieu prémélangé en écoulement laminaire, plus précisément dans un milieu au repos, la flamme peut être représentée comme une surface mince séparant les gaz frais et les gaz brûlés. Une flamme n'est néanmoins jamais au repos. Il faut comprendre ici que parmi les trois éléments globaux composant une flamme (à savoir les gaz frais, les gaz brûlés et le front de flamme), il y a au moins un de ces trois éléments qui peut être qualifié d'être « en mouvement », et ce quel que soit le référentiel considéré.

Il est commun de dire que le front de flamme se propage en direction des gaz frais. La notion de « vitesse de flamme » caractérisant ce front devient alors primordiale dans la théorie de la combustion. Toutefois, plusieurs définitions de la vitesse de flamme sont possibles selon le référentiel choisi, et aussi différentes approches expérimentales pour la mesurer. On présentera ici les deux définitions suivantes, données par Poinso et Veynante [8] :

La première est la vitesse de combustion laminaire S_L . C'est une grandeur globale qui peut être associée, dans le cas d'une flamme plane, à la vitesse de consommation des gaz frais, notée S_C . Cette grandeur mesure la vitesse à laquelle sont consommés les réactifs. On la nommera par la suite « vitesse de flamme laminaire ».

La seconde est la vitesse absolue V_L , et c'est une grandeur qui correspond à la vitesse normale à laquelle se déplace le front de flamme dans le référentiel fixe du laboratoire. Elle sera nommée par la suite « vitesse de propagation laminaire ».

Considérons maintenant un point O situé sur une iso-surface de température d'un front de flamme (Figure 1.2). On définit en ce point la normale $\vec{n}$ au front de flamme, dirigée vers les gaz frais et notons ensuite la vitesse $\vec{w}$ comme le déplacement du front de flamme par rapport au référentiel du laboratoire. En ce même point O la vitesse $\vec{u}_g$ est définie comme la vitesse de déplacement des gaz frais devant le front de flamme. La vitesse de combustion laminaire S_L est par définition normale au front de flamme. On peut ainsi écrire la relation vectorielle suivante :

$$\vec{w} = S_L \vec{n} + \vec{u}_g \quad (1.4)$$

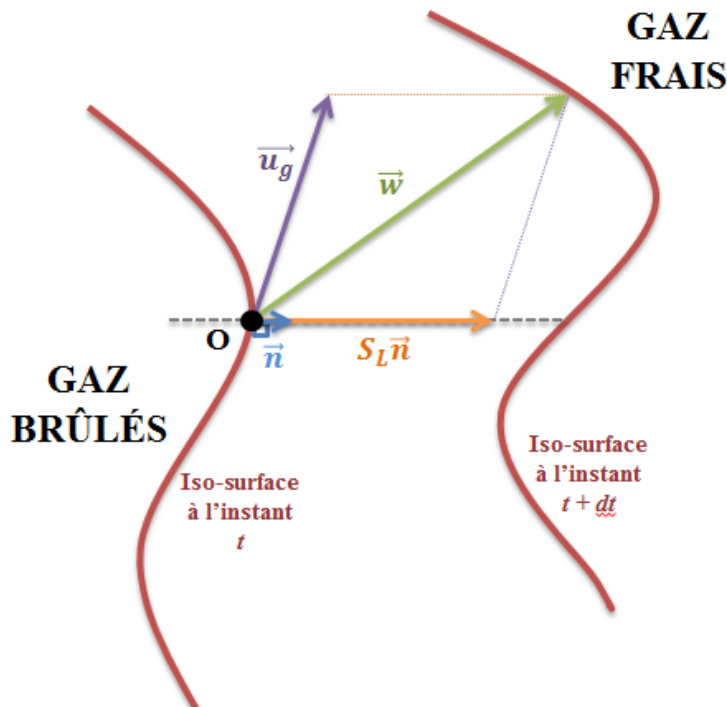


Figure 1.2 : Définitions des vitesses de flamme.

En se plaçant dans le cas particulier d'une flamme plane monodimensionnelle ou sphérique, les vitesses $\vec{w}$ et $\vec{u}_g$ se retrouvent colinéaires avec le vecteur normal $\vec{n}$ au front de flamme. Dans ce cas, la vitesse de propagation V_L , également normale au front de flamme ($V_L = \vec{w} \cdot \vec{n}$), est directement reliée à la somme de la vitesse de combustion laminaire S_L , ou vitesse de consommation des gaz frais, et de la vitesse des gaz frais $\vec{u}_g$ devant le front de flamme :

$$V_L = S_L + u_g \quad (1.5)$$

Le déplacement du front de flamme est également dépendant de sa géométrie. Ainsi, dans le cas des flammes en expansion sphérique par exemple, l'étirement du front de flamme influe sur la valeur des vitesses de flamme V_L et S_L (Section 1.4.). C'est pourquoi, dans un souci d'universalité, nous pourrions utiliser les vitesses V_L^0 et S_L^0 respectivement vitesse de propagation et vitesse de

combustion laminaire à étirement nul. La vitesse S_L^0 correspond ainsi au cas particulier d'une flamme plane, adiabatique et non étirée.

Généralement, la vitesse de consommation des réactifs S_C correspond à la vitesse à laquelle sont formés les produits (gaz brûlés). Il est donc possible de la définir de deux manières : soit à partir du taux de réaction $\dot{\omega}_r$, soit du taux de formation $\dot{\omega}_p$ d'un produit de réaction. L'hypothèse d'un front de flamme plan monodimensionnel est toutefois nécessaire pour que les relations soient valables :

$$S_C = -\frac{1}{\rho_u Y_R^u} \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{\omega}_r dn = \frac{1}{\rho_u Y_P^b} \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{\omega}_p dn \quad (1.6)$$

On note ici ρ_u la masse volumique des gaz frais. Y_R^u et Y_P^b sont respectivement les fractions massiques d'un réactif des gaz frais et d'un produit des gaz brûlés. Cette relation peut également s'écrire plus généralement sous la forme :

$$S_C = \frac{1}{\rho_u (Y_k^b - Y_k^u)} \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{\omega}_k dn \quad (1.7)$$

avec k espèce chimique de la réaction, réactif ou produit. La vitesse de consommation des gaz frais ou vitesse de combustion laminaire S_L^0 est donc directement reliée à la chimie de la combustion.

1.3. Epaisseur de flamme laminaire

Il est également possible de définir l'épaisseur du front de flamme laminaire, nommée alors épaisseur de flamme laminaire et généralement notée δ_L . Cette dernière est également un paramètre très important dans la caractérisation des flammes laminaires. La littérature est assez fournie à ce sujet, on peut recenser pas moins de sept définitions différentes pour l'épaisseur de flamme laminaire [9][10], sans pour autant être totalement exhaustif. Toutefois, trois de ces définitions sont les plus souvent rencontrées et utilisées :

- Celle de Zeldovich [11] :

$$\delta_L = \frac{\lambda_{therm}}{\rho_u c_p S_L^0} \quad (1.8)$$

avec λ_{therm} la conductivité thermique du mélange de gaz frais (en $.m^{-1}.K^{-1}$), ρ_u la masse volumique (en $kg.m^{-3}$) et c_p la capacité thermique massique à pression constante (en $J.K^{-1}kg^{-1}$), ces trois grandeurs sont définies pour le mélange réactif (ou gaz frais). Enfin, S_L^0 désigne la vitesse de combustion laminaire non étirée (Equation 1.43).

- Celle de Spalding [12] :

$$\delta_{L,th} = \frac{T_b - T_u}{(|\overrightarrow{gradT}|)_{max}} \quad (1.9)$$

avec T_b et T_u respectivement les températures des gaz brûlés et des gaz frais.

- Et celle de Blint [13] :

$$\delta_L^b = 2\delta_L \left(\frac{T_f}{T_i} \right)^{0.7} \quad (1.10)$$

avec δ_L l'épaisseur de flamme définie par Zeldovich (*Equation 1.8*), T_i la température initiale des gaz frais et T_f la température finale de flamme. A noter que cette forme de la définition de Blint est valable pour un nombre Prandtl et un coefficient thermique c_p constants (ce qui sera notre cas).

La définition de Blint (*Equation 1.10*) est considérée plus représentative de l'épaisseur de flamme laminaire pour la simulation numérique de la combustion [8] mais nécessite de connaître la température finale de flamme T_f , ce qui n'est pas aisé expérimentalement.

La définition de Spalding (*Equation 1.9*) est celle qui est la plus proche des mesures d'épaisseur de flamme obtenues de manière expérimentale. Toutefois, elle nécessite d'avoir accès au profil de température complet dans le domaine.

Nous préférons ainsi dans la suite de ce manuscrit la *relation (1.8)* de Zeldovich. Cette dernière est déduite de l'équilibre entre la diffusion thermique et la diffusion des espèces au sein du front de flamme. C'est-à-dire que la quantité de chaleur dégagée par la combustion sert à élever la température des gaz frais (préchauffage des gaz) dans l'épaisseur δ_L à la température adiabatique de flamme [14].

Un front de flamme laminaire n'est pas une séparation brusque entre les gaz frais prêts à être consommés et les gaz brûlés nouvellement formés. Ainsi, l'épaisseur de flamme laminaire δ_L peut être considérée comme la somme de δ_p et δ_r respectivement l'épaisseur de la zone de préchauffage et l'épaisseur de la zone de réaction (*Figure 1.1*). A noter que l'utilisation de la *relation (1.8)* de Zeldovich pour l'expression de l'épaisseur de flamme laminaire δ_L a tendance à minimiser quelque peu sa valeur [14], cette expression se rapprochant plus de l'épaisseur de préchauffage δ_p .

La définition d'un temps caractéristique de la combustion est alors possible. Ce temps noté τ_c est égal au rapport δ_L/S_L^0 .

1.4. Étirement de front de flamme

Le concept d'étirement de flamme a été mis en évidence par les travaux de Karlovitz [15] et Markstein [16] au milieu du 20^e siècle. Le terme d'étirement regroupe deux phénomènes physiques influençant localement la structure du front de flamme : les gradients de vitesse devant le front de flamme et la courbure de ce même front de flamme. L'étirement des zones réactives peut provoquer des variations de la vitesse de propagation laminaire V_L [15][16], et donc de la vitesse de combustion laminaire S_L . Pour de fortes valeurs d'étirement, des extinctions locales de la flamme peuvent également apparaître. Ces phénomènes sont directement dépendants des conditions thermodynamiques initiales et de la composition des mélanges réactifs comme nous pourrions le voir dans la suite de l'étude.

L'étirement représente le taux d'accroissement d'un élément de surface de flamme durant sa propagation. Cette grandeur est exprimée en s^{-1} et peut s'écrire sous la forme suivante proposée par Williams [17] :

$$K = \frac{1}{\delta A} \frac{d\delta A}{dt} \quad (1.11)$$

avec δA un élément de surface du front de flamme.

La littérature fournit plusieurs formulations différentes pour l'étirement K [18][19][20]. Pour une plus grande clarté, nous allons reprendre ici un développement issu des travaux de Candel et Poinso [21] et basé sur la Figure 1.3.

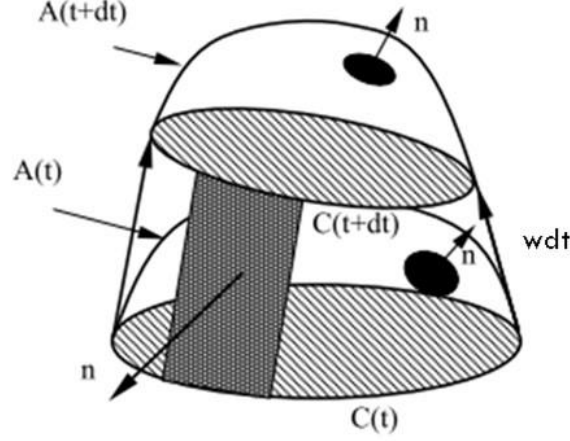


Figure 1.3 : Déplacement d'une flamme laminaire entre t et $t + dt$ à la vitesse w avec $A(t)$ l'élément de surface de flamme et $C(t)$ le contour de la flamme [21].

Nous considérons ici le flux d'un vecteur $\vec{G}$ à travers une surface $A(t)$, le taux de variation de ce flux vaut :

$$\frac{d}{dt} \int_{A(t)} \vec{G} \cdot \vec{n} dA \quad (1.12)$$

avec $\vec{n}$ vecteur normal et unitaire à la surface A . L'élément de surface $A(t)$ se déplace quant à lui à la vitesse $\vec{w}$.

Par le biais du théorème de transport, nous obtenons alors la relation :

$$\frac{d}{dt} \int_{A(t)} \vec{G} \cdot \vec{n} dA = \int_{A(t)} \left[\frac{\partial \vec{G}}{\partial t} + \vec{w} \cdot \vec{\nabla} \vec{G} - \vec{G} \cdot \vec{\nabla} \vec{w} + \vec{G} \vec{\nabla} \cdot \vec{w} \right] \cdot \vec{n} dA \quad (1.13)$$

Avec un vecteur $\vec{G}$ égal au vecteur $\vec{n}$, on obtient alors :

$$\frac{d}{dt} \int_{A(t)} dA = \int_{A(t)} \left[\frac{\partial \vec{n}}{\partial t} + \vec{w} \cdot \vec{\nabla} \vec{n} - \vec{n} \cdot \vec{\nabla} \vec{w} + \vec{n} \vec{\nabla} \cdot \vec{w} \right] \cdot \vec{n} dA \quad (1.14)$$

Or nous rappelons que $\vec{n}$ est un vecteur unitaire et normal à la surface A , ainsi :

$$\frac{\partial \vec{n}}{\partial t} \cdot \vec{n} = \frac{1}{2} \frac{\partial \vec{n}^2}{\partial t} = 0 \quad (1.15)$$

$$(\vec{w} \cdot \vec{\nabla} \vec{n}) \cdot \vec{n} = \vec{w} \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{1}{2} \vec{n}^2 \right) = 0 \quad (1.16)$$

La relation (1.14) devient alors :

$$\frac{d}{dt} \int_{A(t)} dA = \int_{A(t)} (-\vec{n}\vec{n} : \vec{\nabla}\vec{w} + \vec{\nabla} \cdot \vec{w}) dA \quad (1.17)$$

avec $\vec{n}\vec{n} : \vec{\nabla}\vec{w} = n_i n_j \partial w_i / \partial x_j$

L'étirement K peut finalement s'écrire :

$$K = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = -\vec{n}\vec{n} : \vec{\nabla}\vec{w} + \vec{\nabla} \cdot \vec{w} \quad (1.18)$$

La vitesse $\vec{w}$ peut s'écrire comme la somme de la vitesse locale des gaz frais $\vec{u}_g$ et de la vitesse de la flamme dans la direction normale $\vec{n}$ (Section 1.2.). L'étirement s'exprime alors de la manière suivante :

$$K = -\vec{n}\vec{n} : \vec{\nabla}\vec{u}_g + \vec{\nabla} \cdot \vec{u}_g + S_L^0 \vec{\nabla} \cdot \vec{n} \quad (1.19)$$

Les effets de la courbure de flamme sont décrits par le seul terme $S_L^0 \vec{\nabla} \cdot \vec{n}$ tandis que les gradients de vitesse tangentiels et normaux sont associés aux deux autres termes de l'expression (1.19). On définit alors l'étirement K_S comme le terme lié aux contraintes de cisaillement tangentiels et normales provoquées par l'écoulement. L'étirement K_C représente quant à lui la contribution de la courbure du front de flamme :

$$K_S = -\vec{n}\vec{n} : \vec{\nabla}\vec{u}_g + \vec{\nabla} \cdot \vec{u}_g \quad (1.20)$$

$$K_C = S_L^0 \vec{\nabla} \cdot \vec{n} \quad (1.21)$$

L'étirement total K est alors défini comme la somme de ces deux contributions :

$$K = K_S + K_C \quad (1.22)$$

1.5. Instabilités de combustion

Au cours de la propagation du front de flamme, des phénomènes d'instabilités de combustion peuvent apparaître. Ces phénomènes sont liés aux interactions de deux ou plusieurs mécanismes physiques qui apparaissent autour du développement de la flamme. Ces instabilités vont alors influencer la dynamique de la flamme. Elles peuvent jouer sur l'homogénéité des concentrations d'espèces ou de température et ainsi conduire à des déséquilibres locaux entre diffusion de chaleur et d'espèces. Des perturbations de la flamme laminaire peuvent alors apparaître et entraîner la déformation du front de flamme ou un déplacement anormal de celui-ci.

1.5.1. Instabilités dues aux forces de gravité

En présence d'un champ de gravité, les instabilités de forces de gravité apparaissent lorsque l'on a superposition de deux fluides de densités différentes. Dans le cas d'une flamme en expansion sphérique, les deux cas présentés en Figure 1.4 peuvent apparaître. Dans la demi-sphère supérieure (Figure 1.4 (a)), les gaz frais (plus denses) sont situés au-dessus des gaz brûlés chauds (plus légers). Le front de flamme se propage vers le haut, dans le sens inverse du champ de gravité. Les gaz frais sont donc attirés vers le bas, à la rencontre directe du front de flamme. Cette configuration est donc stable. A l'inverse, dans la demi-sphère inférieure (Figure 1.4 (b)), les gaz frais sont placés en dessous des gaz brûlés. Ici, les gaz frais vont « fuir » le front de flamme se propageant dans le même sens que le champ de gravité. Cette configuration peut ainsi engendrer une instabilité due aux forces de

gravité. Celles-ci sont toutefois présentes dans le cas de mélanges réactifs avec une vitesse de combustion très faible, ce qui induit des temps caractéristiques d'apparitions très grands devant ceux de la propagation des flammes étudiées en enceinte sphérique.

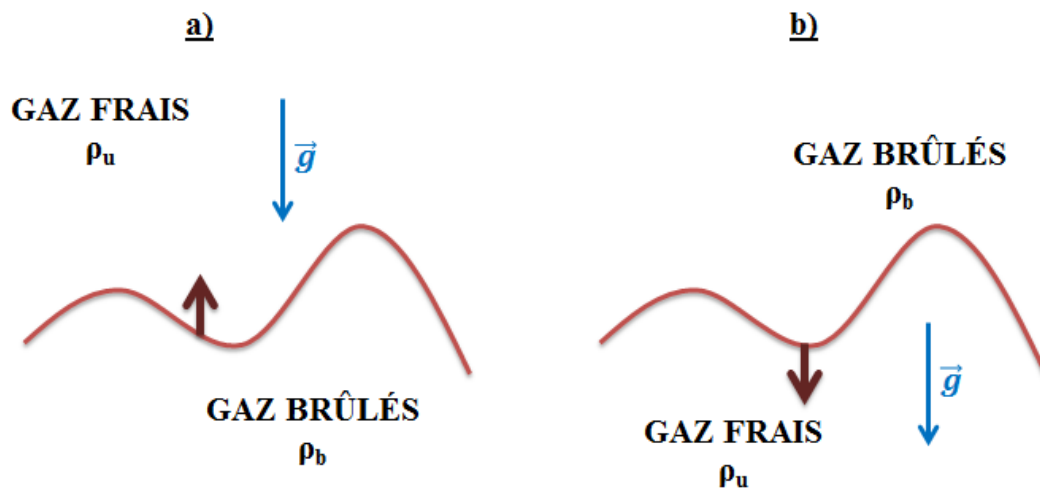


Figure 1.4 : Instabilités dues aux forces de gravité. Partie supérieure (a) stable et partie inférieure (b) instable pour une configuration de flamme en expansion laminaire.

Ce type d'instabilité a été observé uniquement dans un cas très particulier de notre étude : pour une pression initiale de 10 bars et un taux de dilution très important de 25% de CO_2 (mélange avec une vitesse de flamme extrêmement faible). Il s'agit du seul cas, de toute cette étude, où l'instabilité de gravité est apparue.

1.5.2. Instabilités hydrodynamiques

Les instabilités hydrodynamiques ont été identifiées par Darrieus [22] et Landau [23]. Ces derniers ont mis en lumière le caractère inconditionnellement instable des flammes de prémélange à la moindre perturbation du front de flamme.

Les instabilités de Darrieus-Landau (ou hydrodynamiques) sont provoquées par la forte accélération subie par les gaz à travers le front de flamme. En effet, les gaz frais ont une masse volumique ρ_u bien plus élevée que celle des gaz brûlés ρ_b (un rapport de 7 environ avec l'isooctane et la majorité des hydrocarbures). La vitesse de traversée du front de flamme par les gaz est alors multipliée par le rapport ρ_u/ρ_b appelé facteur d'expansion. Par ailleurs, on considère ici un front de flamme (épaisseur de flamme) infiniment mince.

Supposons un front de flamme plan, sans effet d'étirement, subissant une perturbation d'amplitude suffisante pour créer un plissement sur le front de flamme. On qualifie de convexe un plissement dirigé vers les gaz frais (convexe du point de vue des gaz frais), partie haute de la Figure 1.5 et de concave un plissement dirigé vers les gaz brûlés (concave du point de vue des gaz frais), partie basse de la Figure 1.5. En approche d'une zone convexe, les lignes de courant de l'écoulement de gaz frais vont diverger afin d'assurer la conservation de la masse. Un gradient de pression positif est alors formé devant le front de flamme, ce qui provoque une baisse locale de la vitesse u_g de l'écoulement. Le front de flamme se déplaçant à une vitesse S_L^0 constante va alors accentuer son déplacement en direction des gaz frais. A l'inverse, dans une zone concave, les lignes de courant vont converger. Un

gradient de pression, négatif cette fois, se forme et une augmentation locale de la vitesse u_g apparaît. Le front de flamme de vitesse constante S_L^0 est dans ce cas « reculé » devant cette accélération locale des gaz frais, ce qui propage la déformation du front de flamme en direction des gaz brûlés. Ainsi, les plissements induits par une faible perturbation originelle du front de flamme sont intensifiés par la dynamique de la flamme de prémélange.

Ces instabilités supposant un front de flamme infiniment mince sont donc d'autant plus importantes lorsque l'épaisseur de flamme laminaire δ_L est petite (quand le gradient de masse volumique augmente par ailleurs). Cette configuration apparaît en cas de forte pression initiale [24]. Des cellules se forment alors sur le front de flamme, grandissent et se multiplient durant sa propagation (Section 2.3.).

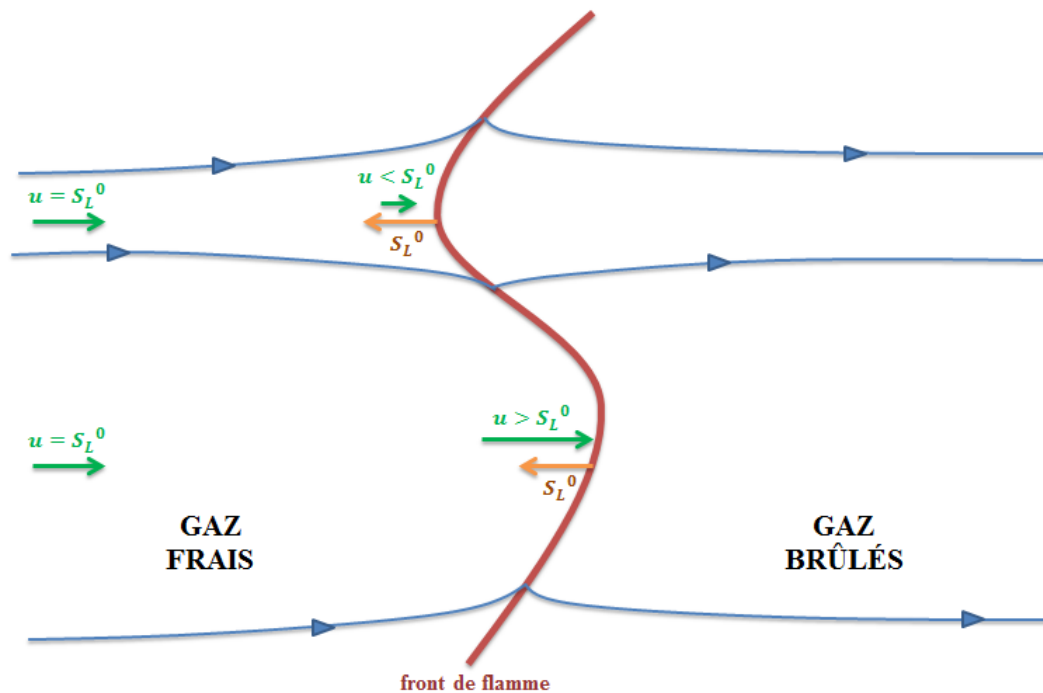


Figure 1.5 : Instabilités de Darrieus-Landau ou hydrodynamique.

1.5.3. Instabilités thermo-diffusives

Les instabilités thermo-diffusives, aussi appelées instabilités de Rayleigh-Taylor, sont régies par le mécanisme de combustion. Ces instabilités sont provoquées par la compétition entre les flux de chaleur et d'espèces au sein même du front de flamme. Elles peuvent conduire à une stabilisation de la flamme, c'est-à-dire à son aplanissement ou au contraire favoriser son plissement.

Contrairement au cas précédent, considérons cette fois une flamme plane d'épaisseur non négligeable. Dans cette la zone proche du front de flamme, les flux de masse et de chaleur sont proportionnels respectivement à la diffusivité moléculaire D_m et à la diffusivité thermique D_{th} du mélange. Ces flux de diffusion thermique et d'espèces ont une direction perpendiculaire aux zones réactives de la flamme et sont de sens opposés (Figure 1.6).

Comme schématisés en Figure 1.6, les flux de chaleur proviennent des gaz brûlés (plus chauds) et réchauffent ainsi les gaz contenus dans l'épaisseur de flamme. Les flux d'espèces, quant à eux,

proviennent des gaz frais et viennent alimenter le front de flamme en réactifs. Des plissements locaux du front de flamme vont provoquer des concentrations/dispersions de ces flux. Dans un léger plissement concave (dirigé vers les gaz brûlés), on observe ainsi une concentration des flux de chaleur vers le front de flamme et une dispersion des flux d'espèces. A l'inverse, dans un plissement convexe (dirigé vers les gaz frais), il s'agit d'une concentration des flux d'espèces et d'une dispersion des flux de chaleur provenant des gaz brûlés.

Le nombre de Lewis Le , défini dans l'équation (1.22), caractérise la compétition entre ces deux flux :

$$Le = \frac{D_{th}}{D_m} \quad (1.23)$$

Trois cas de figure sont alors envisageables :

Pour $Le < 1$, la diffusivité moléculaire est supérieure à la diffusivité thermique. Considérons donc le cas de gauche de la *Figure 1.6 (a)*. Pour un plissement concave (vers les gaz brûlés), la dispersion des espèces domine ici la dynamique locale. La vitesse de flamme laminaire S_L diminue et devient alors inférieure à S_L^0 . Le front de flamme se déplace alors localement vers les gaz brûlés, accentuant le plissement. De la même manière, au niveau d'un plissement convexe (vers les gaz frais), la concentration des flux d'espèces entraîne une augmentation locale de S_L qui dépasse S_L^0 . Le front de flamme va donc localement accentuer son déplacement vers les gaz frais et ainsi augmenter l'amplitude du plissement. Il s'agit donc ici d'un cas instable étant donné que les plissements s'accroissent.

Pour $Le > 1$, la diffusivité thermique est cette fois-ci supérieure à la diffusivité moléculaire, comme cela est représenté sur le cas de droite de la *Figure 1.6 (b)*. Pour un plissement concave, la concentration des flux de chaleur domine la dynamique locale. La vitesse de flamme S_L devient alors supérieure à S_L^0 . Le front de flamme se déplace ainsi localement vers les gaz frais, diminuant donc le plissement. De la même manière, au niveau d'un plissement convexe, les flux de chaleur dispersés sont dominants. Une diminution locale du S_L est alors observée et la vitesse devient inférieure à S_L^0 . Le front de flamme va donc localement diminuer son déplacement vers les gaz frais et ainsi réduire l'amplitude du plissement. Il s'agit donc ici d'un cas stable étant donné que les plissements s'estompent.

Pour le cas où $Le = 1$, les diffusivités thermique et moléculaire sont égales. Dans ce cas, les plissements de flammes sont régis par des effets tiers et les effets thermo-diffusifs n'interviennent donc pas dans la dynamique en place.

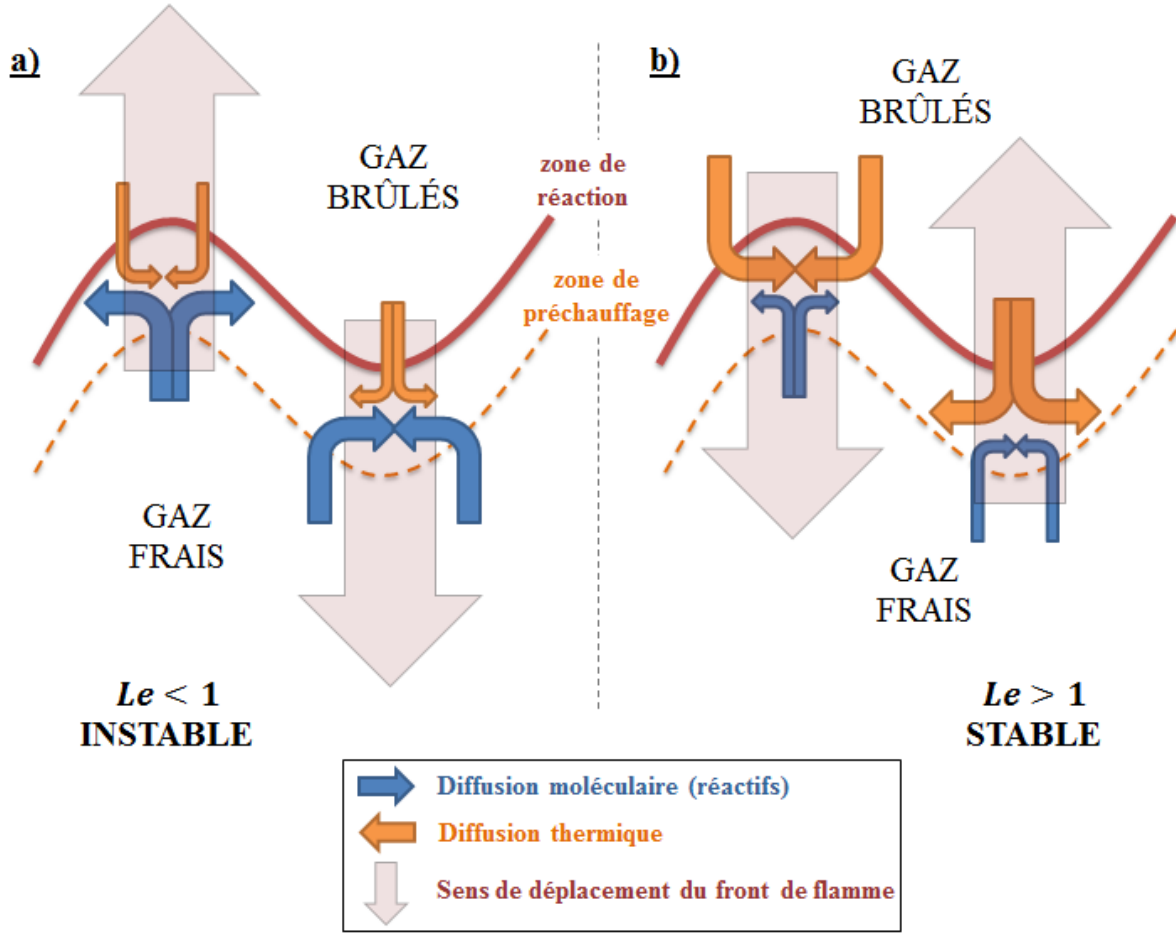


Figure 1.6 : Instabilité thermo-diffusive. (a) Pour $Le < 1$, flamme instable et (b) $Le > 1$, flamme stable.

En pratique, l'apparition des instabilités thermo-diffusives peut être observée à partir d'un nombre de Lewis critique Le_c généralement inférieur ou égal à la valeur critique théorique de 1 [25]. Williams [14] propose la relation suivante pour déterminer la valeur de ce Lewis critique :

$$Le_c = 1 - \frac{1}{\beta} \frac{2\sigma \ln \sigma}{\int_0^{\sigma-1} \frac{1}{x} \ln(1+x) dx} \quad (1.24)$$

avec σ le facteur d'expansion (rapport des masses volumiques), x la distance et β l'énergie d'activation réduite de la réaction définie par la relation :

$$\beta = \frac{E(T_{adia.} - T_i)}{RT_{adia.}} \quad (1.25)$$

avec R la constante des gaz parfaits, E l'énergie d'activation de la réaction [26], T_i la température initiale des gaz frais et $T_{adia.}$ la température adiabatique de flamme calculée via le code *EQUIL* provenant du package *Chemkin* développé par Sandia National Laboratories [27].

Un des facteurs prépondérants à l'évolution du nombre de Lewis est la richesse du mélange. En effet, dans l'expression du nombre de Lewis (1.23), la diffusivité moléculaire D_m correspond à celle du réactif limitant du mélange dans le réactif « en excès » qui est toujours le diazote N_2 dans le cas d'un mélange *air/carburant*. Néanmoins, pour un mélange pauvre, le réactif limitant est le carburant

(l'isooctane iC_8H_{18} pour cette étude), alors que pour un mélange riche, le réactif limitant est le dioxygène O_2 . On note par ailleurs Le_D et Le_E les nombres de Lewis respectivement du réactif limitant et du réactif en excès. Pour éviter toute discontinuité dans la valeur du nombre de Lewis à la stœchiométrie, nous utiliserons dans la suite de cette étude l'approche de Bechtold et Matalon [26]. Elle permet la définition d'un nombre de Lewis « effectif » Le_{eff} correspondant à une moyenne pondérée des nombres de Lewis Le_D et Le_E . L'expression de ce nombre de Lewis effectif est donnée par l'Equation (1.26) :

$$Le_{eff} = 1 + \frac{(Le_E - 1) + (Le_D - 1)A}{1 + A} \quad (1.26)$$

avec A tel que $A = 1 + \beta(\theta - 1)$ et $\theta = 1/\Phi$ pour un mélange pauvre ou $\theta = \Phi$ pour un mélange riche.

Un exemple de variation des nombres de Lewis, utilisant cette méthode, a été montré par Galmiche [7] pour une flamme de *isooctane/air* dans des conditions initiales de 1bar-423K (Figure 1.7) :

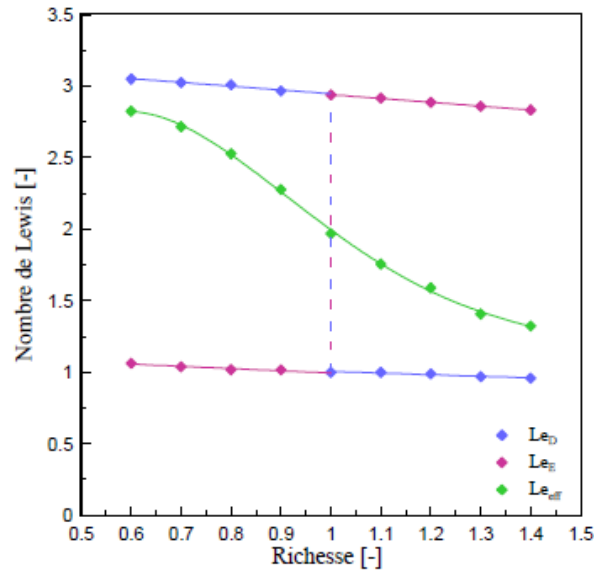


Figure 1.7 : Evolution du nombre des nombres de Lewis Le_D , Le_E et Le_{eff} en fonction de la richesse pour des mélanges isooctane/air à $P_i = 1$ bar et $T_i = 423$ K [7].

D'après Lockett & Woolley [28], de petites tailles de cellules sont engendrées par les instabilités thermo-diffusives sur le front de flamme quand l'instabilité hydrodynamique se traduit par une cellularité à grande échelle. Ces cellules de différentes tailles peuvent être combinées et réduire le domaine d'étude dans lequel la flamme est parfaitement laminaire. Les instabilités de Darrieus-Landau se développant principalement à haute pression et les thermo-diffusives essentiellement avec les mélanges réactifs riches, les flammes de prémélange haute pression à forte richesse seront les plus impactées. L'intervalle de temps, pendant lequel nous pourrions les considérer comme laminaire, est réduit (*sous-section 2.3.2.*). Par ailleurs, les importantes vitesses de combustion que nous rencontrerons dans cette étude empêcheront nos flammes d'être affectées par des instabilités dues aux forces de gravité (à l'exception du cas évoqué).

1.6. Flamme laminaire en expansion sphérique : Vitesse de combustion et relation avec l'étirement

1.6.1. Vitesse de combustion laminaire d'une flamme en expansion

Nous allons maintenant nous intéresser à la détermination de la vitesse de flamme laminaire dans le cas particulier de flamme laminaire de prémélange en expansion sphérique. Les techniques optiques d'ombroscopie, Schlieren ou tomographie par diffusion de Mie (détaillées dans les *chapitres 2 et 5*) permettent de déterminer le rayon du front de flamme R_f correspondant au gradient maximal de température dans le front de flamme (avec un degré différent entre l'ombroscopie et le Schlieren) ou bien à l'isotherme associée à la température d'évaporation des particules d'ensemencement utilisées en tomographie. La position du rayon de la flamme considérée est essentielle pour la détermination théorique de la vitesse de flamme laminaire. Il est montré par la suite qu'en pratique, la position du rayon R_f mesurée expérimentalement dans le front de flamme est à l'origine de l'hypothèse de flamme infiniment mince utilisée dans la suite de ce paragraphe.

La vitesse de propagation étirée V_L d'une flamme en expansion laminaire est mesurée expérimentalement grâce à l'évolution temporelle du rayon de flamme R_f . Il s'agit de la vitesse de déplacement du front de flamme dans le référentiel dit du laboratoire :

$$V_L = \frac{dR_f}{dt} \quad (1.27)$$

Ainsi, il s'agit de la seule vitesse pouvant être mesurée expérimentalement sans aucune ambiguïté. En effet, le passage de la vitesse de propagation laminaire V_L à la vitesse de combustion laminaire S_L repose sur les hypothèses de combustion isobare, de gaz brûlés au repos ainsi que de l'équilibre chimique. Cela implique l'usage de la relation suivante :

$$S_L(K) = \frac{\rho_b^{éq.}}{\rho_u} V_L(K) \quad (1.28)$$

avec ρ_u et $\rho_b^{éq.}$ respectivement les masses volumiques des gaz frais et des gaz brûlés à l'équilibre chimique. Toutefois, cette relation approximée ne prend pas en considération les différents phénomènes suivants :

- Au moment du dépôt d'énergie lors de l'allumage de la flamme, une augmentation de la température des gaz brûlés ainsi que de la vitesse de combustion est observée. Cela influence donc les premiers instants de la propagation de la flamme.
- Les effets de courbure (importants sur les flammes en expansion sphérique, même s'ils sont déclinants avec l'augmentation du rayon de flamme) et les effets de diffusion influencent également l'évolution de la propagation de la flamme et la température des gaz brûlés. L'équation (1.28) ne prend aucunement en compte ces effets en ce qui concerne la masse volumique des gaz brûlés ρ_b .
- Le confinement de la flamme dans une enceinte fermée influence également la flamme. Ainsi, pour les grands rayons de flamme, les masses volumiques ρ_u et ρ_b , ainsi que la vitesse de flamme S_L sont modifiées du fait de l'augmentation de pression du milieu.

Pour toutes ces raisons, nous préférons utiliser ici la démonstration décrite dans les travaux de thèse de Bonhomme [29], permettant de relier la vitesse de consommation des gaz S_C à la vitesse de propagation V_L .

Nous avons déjà vu dans l'équation (1.7) que la vitesse de consommation des gaz frais S_C pouvait s'exprimer en fonction des taux de réaction $\dot{\omega}_k$ des espèces k engagées dans la réaction de combustion. Dans le cas de la flamme en expansion sphérique, la relation devient :

$$S_C = \frac{1}{\rho_u(Y_k^b - Y_k^u)r^2} \int_0^{R_0} \dot{\omega}_k r^2 dr \quad (1.29)$$

avec Y_k^u représentant la fraction massique d'une espèce k dans les gaz frais, R_0 la limite du domaine d'intégration (dans notre cas, R_0 représente donc le rayon interne de l'enceinte sphérique de combustion).

D'après l'équation de conservation de l'espèce k , on peut également écrire :

$$\frac{\partial \rho Y_k}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho(u_i + V_{k,i})Y_k) = \dot{\omega}_k \quad (1.30)$$

avec u_i et $V_{k,i}$ respectivement les i -èmes composantes de la vitesse du fluide et de la vitesse de diffusion de l'espèce k . L'intégration de l'équation (1.30) dans le domaine de propagation de la flamme ($0 \leq r \leq R_0$) donne ainsi :

$$\begin{aligned} \frac{dM_k}{dt} + 4\pi R_0^2 \rho_u Y_k(r = R_0) [u_r(r = R_0) + V_{k,r}(r = R_0)] \\ = \int_0^{R_0} \dot{\omega}_k 4\pi r^2 dr \end{aligned} \quad (1.31)$$

avec M_k la masse totale de l'espèce k dans le domaine, soit $M_k = \int_V \rho Y_k dV$. Le flux de l'espèce k sortant du domaine au niveau du rayon $r = R_0$ est représenté par le second terme de gauche de l'équation (1.31). On utilise maintenant la définition de la vitesse de consommation S_C de l'équation (1.29) que l'on intègre dans l'équation (1.30) :

$$\begin{aligned} \frac{dM_k}{dt} + 4\pi R_0^2 \rho_u Y_k(r = R_0) [u_r(r = R_0) + V_{k,r}(r = R_0)] \\ = S_C 4\pi r^2 \rho_u [Y_k^b - Y_k^u] \end{aligned} \quad (1.32)$$

Etant donné notre configuration (enceinte sphérique fermée), la flamme se propage dans un espace dit « fini ». En conséquence, la vitesse de diffusion de l'espèce $V_{k,r}$, et la vitesse des gaz u_r sont nulles en $r = R_0$.

De plus, la relation (1.27) étant valable à la fois pour toute espèce k réactif ou produit, nous allons nous placer dans le cas d'un produit de combustion, que nous noterons P . On définit alors un certain rayon moyen r_P correspondant à une sphère contenant la masse M_P de produits formés :

$$r_P^3 = \frac{M_P}{\frac{4\pi}{3} \bar{\rho}_b Y_P^b} \quad (1.33)$$

avec Y_P^b la fraction massique d'un produit de la réaction dans l'ensemble des gaz brûlés et $\bar{\rho}_b$ la masse volumique des gaz brûlés que l'on moyenne dans l'espace entre $r = 0$ et $r = r_P$.

En recombinaut les équations (1.32) et (1.33), on obtient alors :

$$S_C = \frac{\bar{\rho}_b}{\rho_u} \frac{dr_p}{dt} + \frac{r_p}{3\rho_u} \frac{d\bar{\rho}_b}{dt} \quad (1.34)$$

Il faut toutefois noter que cette *expression (1.34)* de la vitesse de consommation des gaz S_C ne suppose pas que la flamme soit infiniment mince. En pratique, il devient nécessaire d'émettre certaines hypothèses sur $\bar{\rho}_b$ et ρ_u afin de déterminer la vitesse de consommation S_C à partir de la *relation (1.34)*. On émet ainsi l'hypothèse que les masses volumiques sont indépendantes du temps et de l'espace. C'est pourquoi, la masse volumique des gaz frais ρ_u reste égale à sa valeur initiale. Les variations de celle-ci à cause du confinement (enceinte fermée) sont donc négligées. Cela revient à supposer l'enceinte suffisamment grande. De la même manière, la masse volumique moyenne $\bar{\rho}_b$ des gaz brûlés est supposée constante entre les rayons $r = 0$ et $= r_p$. Elle est d'ailleurs supposée égale à celle des gaz brûlés à l'équilibre $\rho_b^{eq.}$ et peut-être calculée avec le logiciel *EQUIL* [27]. Cette dernière hypothèse est la plus difficile à vérifier quand, à basse pression par exemple, l'épaisseur de flamme est relativement importante. Cependant, la masse volumique moyenne $\bar{\rho}_b$ peut aussi être considérée comme une constante au cours du temps sous l'hypothèse d'une combustion isobare. Sous ces conditions, l'équation précédente (1.34) peut-être écrite de la manière suivante :

$$S_C = \frac{\rho_b^{eq.}}{\rho_u(t=0)} \frac{dr_p}{dt} \quad (1.35)$$

D'un point de vue expérimental, le rayon de flamme R_f détecté ne correspond pas vraiment au rayon r_p . Cela provient de la technique optique utilisée puisque l'isotherme du front de flamme observée est totalement dépendante de la technique optique mise en place expérimentalement. Toutefois, l'épaisseur de flamme laminaire est ici très faible et, de plus, diminue au cours de la propagation de la flamme. Cela rend alors impossible la distinction entre les rayons r_p et R_f . C'est pourquoi l'hypothèse d'une flamme infiniment mince sera retenue dans la suite de cette étude et l'égalité suivante sera admise :

$$r_p \approx R_f \quad (1.36)$$

1.6.2. Vitesse de combustion laminaire non étirée et longueur de Markstein

Il est connu que les flammes en expansion laminaire sont soumises à de forts effets d'étirement de par leur géométrie (flammes courbées). Néanmoins, afin de caractériser au mieux les mélanges réactifs, il est nécessaire d'obtenir une vitesse de propagation non étirée, qui sera ainsi indépendante de la configuration expérimentale, pour déterminer la vitesse de flamme laminaire S_L^0 . Cet effet de l'étirement sur la propagation des flammes laminaires de prémélange a été étudié dans différents travaux théoriques et numériques [21][18][30][31].

Dans le cas d'une flamme sphérique en expansion, l'étirement, introduit en *Section 1.4.* par l'équation (1.11), subit par la flamme au cours de sa propagation s'écrit :

$$K = \frac{2}{R_f} \frac{dR_f}{dt} \quad (1.37)$$

en utilisant $A = 4\pi R_f^2$ l'aire de surface de flamme de rayon R_f .

Les étirements K_S et K_C , respectivement liés aux contraintes de cisaillement et à la courbure du front de flamme, sont exprimés par Bradley et al. [32] à partir des *équations (1.20)* et *(1.21)*, proposées par Candel et Poinot [21], pour une flamme laminaire sphérique de la manière suivante :

$$K_S = \frac{2}{R_f} u_g \quad (1.38)$$

$$K_C = \frac{2}{R_f} S_L \quad (1.39)$$

De cette façon, en utilisant la *relation (1.5)* reliant les différentes vitesses V_L , S_L et u_g , ainsi que la *relation (1.22)* reliant les étirements K , K_S et K_C ; la *relation (1.37)* devient :

$$K = \frac{2}{R_f} V_L \quad (1.40)$$

Dans un cas comme la flamme de prémélange en expansion laminaire, l'étirement impacte donc fortement la propagation de la flamme, et donc sa vitesse. Ce phénomène, suggéré pour la première fois par Markstein [33], a été approfondi par la suite dans les travaux théoriques de Clavin [25][34] et Matalon [31]. Ces études ont conduit à la relation suivante entre vitesse de flamme et étirement :

$$S_L = S_L^0 - L_u K \quad (1.41)$$

avec S_L^0 la vitesse de flamme non étirée (pour un étirement K nul) et L_u la longueur de Markstein définie du côté des gaz frais. Il est toutefois plus aisé de déterminer expérimentalement l'évolution du rayon de flamme R_f et donc la vitesse de propagation V_L . On utilisera alors la relation suivante :

$$V_L = V_L^0 - L_b K \quad (1.42)$$

avec V_L^0 la vitesse de propagation à étirement nul et L_b la longueur de Markstein définie du côté des gaz brûlés. Les longueurs de Markstein côté gaz frais L_u et côté gaz brûlés L_b , dépendent des propriétés physico-chimiques du mélange de réactifs et présentent des valeurs différentes. Dans la plupart des travaux sur les flammes en expansion sphérique, c'est la relation avec la longueur de Markstein côté gaz brûlés L_b qui est utilisée [24][35][36][37]. La vitesse de flamme laminaire S_L^0 est ensuite obtenue en multipliant la vitesse de propagation laminaire V_L^0 (*Equation (1.42)*) par le facteur d'expansion. Ce choix est souvent motivé par la difficulté expérimentale de mesurer la vitesse des gaz frais u_g devant le front de flamme. Certains travaux utilisent néanmoins la PIV (Particle Image Velocimetry) comme technique pour accéder à u_g et déterminer directement la vitesse de flamme laminaire, comme l'attestent les travaux de Varea et al. [38] ou de Balusamy et al. [39]. On peut noter que la détermination de S_L^0 par la mesure directe du S_L (*Equation (1.41)*) leur permet de s'affranchir de l'utilisation du facteur d'expansion contrairement à la détermination utilisant V_L (*Equation (1.42)*). De plus la plage de visualisation utilisée pour la détermination de la vitesse de propagation V_L n'est généralement pas suffisante pour que l'équilibre soit atteint. En conséquence, l'utilisation du facteur d'expansion pour la détermination de la vitesse de flamme non étirée S_L^0 est une hypothèse forte voire une approximation qu'il est important de garder à l'esprit.

Les *relations (1.41)* et *(1.42)*, que nous qualifierons de linéaires, s'appuient toutefois sur un certain nombre d'hypothèses, et notamment que la flamme est faiblement étirée, c'est-à-dire que le rapport V_L/V_L^0 est proche de 1. Ainsi, les limites de la relation linéaire *(1.42)* ont été évoquées dans de nombreuses études (Chen [40], Chen et Ju [41], C.K. Law [42][43]) pour des mélanges réactifs à grand nombre de Lewis et donc une grande longueur de Markstein L_b positive (hydrocarbures C_xH_y). La vitesse de flamme laminaire non étirée S_L^0 et la longueur de Markstein L_b sont alors dans ce cas toutes deux grandement surestimées (*Figure 1.8*). Cette limite incite donc à utiliser un modèle non linéaire pour relier la vitesse de propagation V_L et l'étirement K . De plus il apparaît désormais que l'utilisation de la relation non linéaire *(1.43)* semble plus précise pour l'extrapolation de la vitesse de

propagation laminaire à étirement nulle V_L^0 (Kelley et al. [44]). En effet, il a été montré par Halter et al. [45] que l'utilisation de la méthode linéaire (1.42) a pour conséquence une surestimation de longueur de Markstein L_b (spécifiquement lorsque celle-ci devient grande) ainsi qu'une erreur relative sur la détermination de la vitesse V_L^0 pouvant atteindre 10% dans certains cas comme les flammes d'isooctane/air pauvres (Figure 1.8 (a)) ou les mélanges méthane/air riches [45].

$$\left(\frac{V_L}{V_L^0}\right)^2 \ln\left(\left(\frac{V_L}{V_L^0}\right)^2\right) = -2 \frac{L_b K}{V_L^0} \quad (1.43)$$

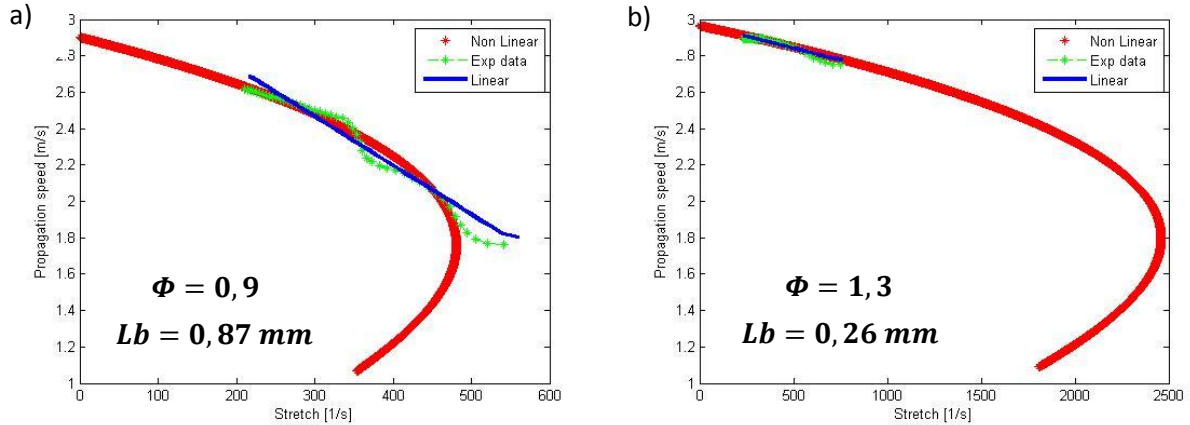


Figure 1.8 : Evolution de la vitesse de propagation linéaire V_L en fonction de l'étirement pour des flammes de prémélange isooctane/air à $P_i = 1$ bar, $T_i = 423$ K et pour des richesses (a) $\Phi = 0,9$ et (b) $\Phi = 1,3$.

De nombreuses hypothèses accompagnent également cette relation non linéaire (1.43) comme le soulignent Chen et Ju [41] :

- La propagation de la flamme est considérée quasi-stationnaire, ce qui reste discutable selon les plages du rayon de la flamme et de l'étirement considérées. Ce problème n'est pas rencontré, par exemple, en flamme plane.
- Les transferts radiatifs sont négligés. Cette hypothèse devient difficilement défendable notamment dans le cas de forte dilution au CO_2 [46][47]. Cela peut alors conduire à la sous-estimation des vitesses de flammes mesurées selon la technique optique utilisée (Schlieren notamment) à cause de l'augmentation de ρ_b avec la dilution CO_2 qui devient non-négligeable [48].
- La dépose d'énergie d'allumage n'est pas considérée. L'allumage a une influence sur la propagation de la flamme et cet effet sera étudié dans ces travaux (sous-section 3.1.3.). Par ailleurs, le transfert de chaleur dans les électrodes d'allumage pendant la propagation de la flamme n'est pas non plus considérée. Cette perte d'énergie peut être plus ou moins importante selon la matière et l'épaisseur des électrodes à l'intérieur de l'enceinte de combustion.
- Nous considérons que l'effet de confinement n'intervient pas sur la propagation de nos flammes. Cette hypothèse est valable tant que la propagation de la flamme dans l'enceinte reste isobare. L'augmentation de la pression marque le début des effets de confinement qu'induit une enceinte à volume constant. Ces deux effets (avec la dépose d'énergie

précédemment citée) sont observés dans les travaux de Kelley et al. [44], *Figure 1.9*. L'hypothèse d'invariance de la pression, valable sur une plage bien définie de la propagation, nous assure aussi une invariabilité des masses volumiques ρ_u et ρ_b durant la propagation de flamme.

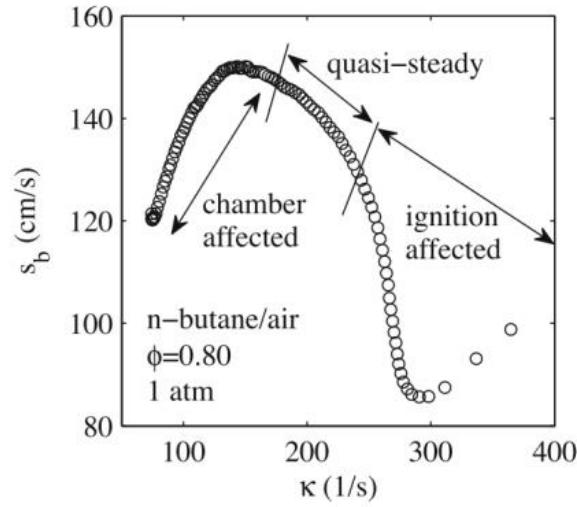


Figure 1.9 : Evolution de la vitesse de propagation linéaire V_L (notée S_b ici) en fonction de l'étirement (noté κ ici) pour une flamme de prémélange butane/air à $P_i = 1 \text{ atm}$, $T_i = 300 \text{ K}$ et $\Phi = 0,8$. Détails des différentes phases de propagation de la flamme [44].

- On considère l'épaisseur de flamme δ_L comme négligeable devant le rayon R_f .
- Les gaz brûlés sont toujours considérés comme étant au repos.
- L'énergie d'activation des mélanges réactifs est supposée élevée, ce qui nous assure une chimie de réaction infiniment rapide, notamment vis-à-vis de la vitesse de propagation de la flamme.
- Nous supposons la propagation de la flamme comme adiabatique. Cela nous permet de ne pas inclure les échanges thermiques avec l'extérieur de l'enceinte de combustion, qui sont néanmoins extrêmement faibles grâce à la grande inertie thermique de l'enceinte.
- On considère enfin les gaz utilisés comme parfaits et au repos afin de garantir un milieu réactif sans aucun mouvement interne et sans stratification des espèces chimiques au sein du mélange.

Ainsi, en restant sous ces hypothèses, notamment de propagation de flamme à pression constante et d'épaisseur de flamme infiniment mince, nous pouvons écrire d'après l'équation (1.28) :

$$S_L^0 = \frac{\rho_b^{\text{éq.}}}{\rho_u} V_L^0 \quad (1.44)$$

avec $\rho_b^{\text{éq.}}$ la masse volumique des gaz brûlés supposée uniforme et à l'équilibre et le rapport $\rho_u/\rho_b^{\text{éq.}}$ défini comme le facteur d'expansion thermique.

1.7. Flammes laminaires et dilution

D'un point de vue physique, en considérant la réaction de combustion, réduite à son équation globale (Equation (1.2)), les flammes *air/carburant* sont déjà diluées. En effet, elles mettent en

interaction trois composants principaux : le *carburant* et l'oxygène O_2 de l'*air* réagissant ensemble et responsables de la formation de la flamme, et enfin le diazote N_2 , principal constituant de l'*air* (environ 78 %). Le N_2 ne participe pas à la réaction de combustion d'un point de vue global, il n'est que « spectateur » de la réaction. Le N_2 va ainsi interférer dans la réaction en absorbant inutilement (du point de vue de la combustion) de l'énergie thermique. Son action est alors diluante sur la flamme, c'est-à-dire que le N_2 va réduire à la fois la vitesse et la température de flamme. Evidemment, d'un point de vue cinétique, toute espèce chimique présente dans le mélange réagit avec plus ou moins d'intensité durant la réaction chimique, aucune espèce n'est réellement « spectatrice ». Néanmoins, dans l'ensemble de cette thèse et dans la littérature, sont nommées flammes diluées les mélanges *air/carburant* avec l'addition d'un certain pourcentage volumique d'un composé chimique tiers. Lors de flammes de mélanges O_2 /*carburant*, on parle alors d'oxy-combustion [49][50][51][52].

Quel que soit le carburant utilisé, la dilution a pour effets principaux la réduction de la vitesse de flamme laminaire et de la température de flamme [53][54][55][35][56], *Figure 1.10*. Les travaux de Zhou et al. [56] ainsi que Halter et al. [35] ont également permis de montrer une augmentation de la longueur de Markstein L_b avec le taux de dilution pour des mélanges *méthane/air* et *isooctane/air*, *Figure 1.11*. Chaque diluant possède des effets différents sur les propagations de flammes. Le diluant CO_2 affecte ainsi plus durement la vitesse de flamme que les autres [35][55], *Figure 1.10*. Il est important cependant de souligner que les flammes diluées au CO_2 sont susceptibles de voir leurs vitesses de flammes sous-estimées lorsque les effets radiatifs ne sont pas pris en compte [48].

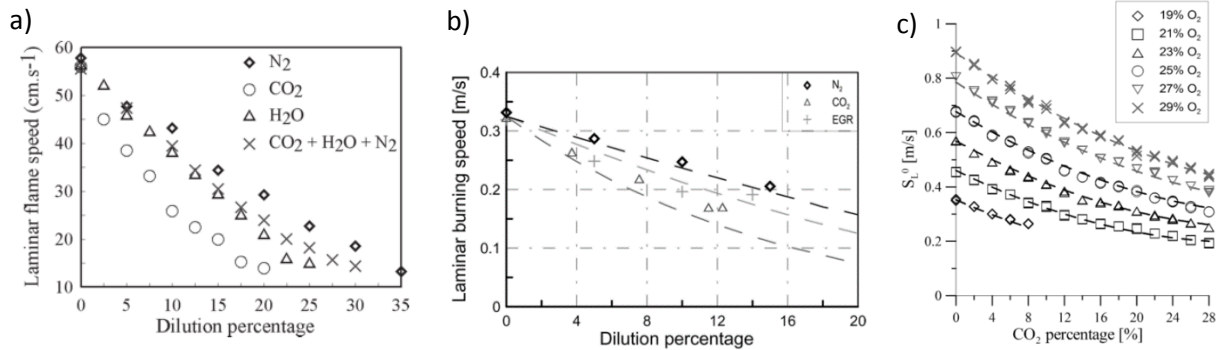


Figure 1.10 : Vitesses de flammes laminaires S_L^0 en fonction du taux de dilution pour des flammes de (a) méthane/air, $P_i = 1$ bar, $T_i = 393$ K et $\Phi = 1,0$ (Galmiche et al. [55]) et isooctane/air (b) $P_i = 1$ bar, $T_i = 300$ K et $\Phi = 1,0$ (Halter et al. [35]), (c) $P_i = 1$ atm, $T_i = 373$ K et $\Phi = 1,0$ (Zhou et al. [56]).

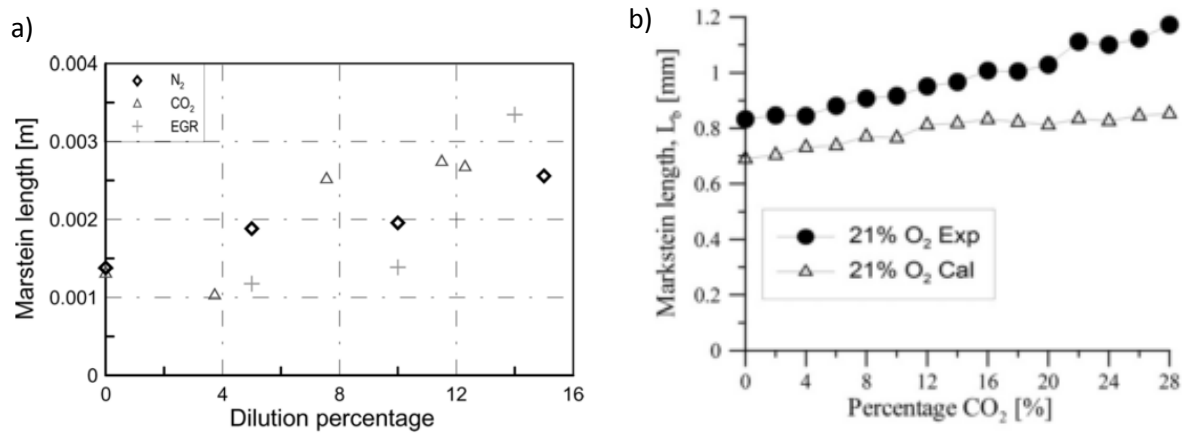


Figure 1.11 : Longueurs de Markstein côté gaz brûlés L_b en fonction du taux de dilution pour des flammes d'isooctane/air (a) $P_i = 1 \text{ bar}$, $T_i = 300 \text{ K}$ et $\Phi = 1,0$ (Halter et al. [35]), (b) $P_i = 1 \text{ atm}$, $T_i = 373 \text{ K}$ et $\Phi = 1,0$ (Zhou et al. [56]).

Chapitre 2: Dispositif expérimental d'étude laminaire

2.1. Description du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé durant ces travaux sur les flammes laminaires de prémélange *isooctane/air* est schématisé en *Figure 2.1*. Il s'agit d'une enceinte de combustion sphérique d'un volume de 4,2 L, avec un diamètre interne de 200 mm. Cette enceinte peut être chauffée jusqu'à une valeur maximale de 473 K (actuellement limitée par les joints toriques en Viton) via une résistance filaire chauffante colorée en orange sur la *Figure 2.1*. La pression maximale initiale du mélange est de 10 bars dans ce dispositif.

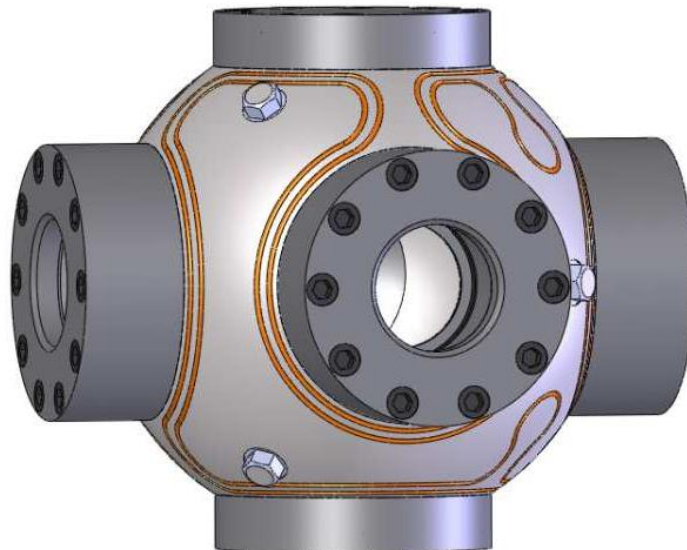


Figure 2.1 : Schématisation de l'enceinte sphérique de combustion laminaire.

L'ensemble du dispositif expérimental est visible sur la *Figure 2.2*. Avant chaque remplissage, une pompe à vide (ADIXEN Pascal 2005 C1) permet d'extraire les gaz contenus dans la chambre de combustion jusqu'à descendre à une pression d'environ 0,005 bar. Puis, des débitmètres gazeux (Brooks 5850S, thermal flow meter) de différentes gammes (de 0,5 à 2 NL/min) assurent l'injection des différents gaz (*air synthétique*, N_2 , CO_2) à l'intérieur de la chambre de combustion. L'*air synthétique* utilisé est composé à 20,9% de O_2 et 79,1% de N_2 . Des débitmètres liquides (Bronkhorst mini CORI-FLOW 30g/h, Coriolis mass flow meter) injectent, quant à eux, les carburants (*isooctane* iC_8H_{18}) et diluants (H_2O) liquides dans l'enceinte. Ces liquides passent à travers une vanne chauffée à une température minimum de 423 K afin qu'ils s'évaporent avant leur entrée dans l'enceinte (l'*isooctane* s'évapore à une température de 372 K à pression ambiante et l'eau à 373 K). A l'intérieur de l'enceinte, un ventilateur assure l'homogénéité du mélange gazeux dès le début de l'injection des gaz. Ce ventilateur est ensuite stoppé 10 secondes avant l'allumage afin que

le mélange gazeux soit au repos au moment du déclenchement de l'étincelle et ainsi évite toute perturbation turbulente lors de la propagation de la flamme laminaire.

Pour enflammer le mélange gazeux, deux électrodes en tungstène, de diamètre $1,6\text{ mm}$ taillées en pointe et écartées d'environ 1 mm , sont reliées à une bobine conventionnelle d'automobile. La décharge électrique produite provoque la formation d'un arc électrique entre les deux électrodes. La création de cet arc est sujette à discussion. En effet, un plus grand écart inter-électrodes permettrait la création d'un noyau de flamme plus conséquent, et ainsi assurer une plus grande efficacité d'allumage des mélanges difficiles (pauvres et surtout fortement dilués). Cependant, la tension appliquée aux bornes des électrodes étant limitée, un compromis est nécessaire concernant cet écart. La loi de Paschen [57] prévoit en effet un certain minimum de tension nécessaire au claquage d'un arc électrique entre deux électrodes en fonction de leur distance d'écartement, cette tension grandissant bien sûr avec l'écart inter-électrodes. Le compromis vise donc le maintien de l'arc électrique avec un noyau suffisamment conséquent et énergétique pour initier nos flammes de prémélange en expansion dans une large plage de conditions. Nous avons pour cela choisi une distance d' 1 mm . De plus, il a été montré dans les travaux de Galmiche [7] ou ceux de Bradley et al. [58], que l'énergie déposée à l'allumage n'influence réellement que les premiers temps de la propagation du noyau de flamme. En effet, un apport plus important d'énergie à l'allumage favorise la formation d'un noyau de flamme plus énergétique (comprendre plus chaud) et donc plus rapide dans sa propagation dans les premiers instants suivant l'allumage. Néanmoins, il a été montré qu'une fois cet « effet d'allumage » dépassé, les vitesses de propagation de flamme non étirée atteintes pour différentes énergies déposées à l'allumage étaient strictement identiques [7][58]. Le choix de la plage de rayons de flamme à partir de laquelle la vitesse de propagation non étirée est extraite est donc d'une importance capitale. Cela se traduit donc ici par un rayon de flamme minimal R_{min} à respecter, en dessous duquel la flamme est directement influencée par l'allumage à arc électrique (*Figure 1.9*). Notre étude portant sur des mélanges fortement dilués difficiles à enflammer, il a été décidé de délivrer à l'allumage une énergie suffisante, environ 95 mJ d'énergie de décharge mesurée dans le secondaire de la bobine, pour réussir systématiquement l'allumage de ce type de mélanges. De plus, cette énergie d'allumage a été conservée constante pour l'ensemble des essais (*Section 2.4.*) afin de pouvoir comparer l'ensemble des propagations.

Pour permettre la visualisation de la flamme à l'intérieur de l'enceinte, la technique d'ombroscopie est utilisée. L'enceinte est équipée de deux hublots transparents en quartz de 70 mm de diamètre. Un laser (Coherent Verdi G series) de longueur d'onde 532 nm est utilisé comme source de lumière. Cette source est associée à deux lentilles plano-convexes afin qu'un faisceau de lumière parallèle passe à travers l'enceinte de combustion. Le faisceau sortant de l'enceinte est alors projeté sur un écran. Cette méthode est plus amplement décrite dans la suite de ce chapitre (*Section 2.2.*). Les images sont enregistrées grâce à une caméra rapide (Photron SA5) à une fréquence de $10000\text{ images/seconde}$ avec un grandissement de $0,1\text{ mm/pixel}$. Les images sont ensuite post-traitées informatiquement afin d'obtenir l'évolution temporelle du rayon de flamme. Un schéma du dispositif est donné en *Figure 2.3*.

Durant ces essais, le diamètre maximal des flammes observées est limité à environ 50 mm correspondant au diamètre des lentilles plano-convexes utilisées ici. Le volume de gaz brûlés correspond alors à $1,6\%$ du total de celui de l'enceinte. Ainsi, dans ces conditions, la pression dans la chambre peut être considérée constante et égale à la pression initiale P_i durant toute la propagation

de flamme. Chaque essai a été réalisé au minimum trois fois dans des conditions identiques. Les résultats présentés dans le chapitre suivant sont donc les moyennes de ces tirs. A chaque essai, une tolérance de maximum 3% d'erreur a été acceptée sur la pression initiale. Pour la température, cette tolérance était de 1 K par rapport à la température initiale, soit, dans le pire des cas testés, une erreur maximale de 1%. En ce qui concerne la richesse, une vérification des quantités de carburant et de gaz injectées a été faite après chaque essai. Ces données ont alors permis de recalculer les richesses réellement injectées à chaque tir. L'erreur maximale relevée lors de ces vérifications est de 3,8%. C'est donc cette richesse calculée qui a été utilisée dans chaque cas expérimental et non la richesse de consigne pour assurer une plus grande précision.

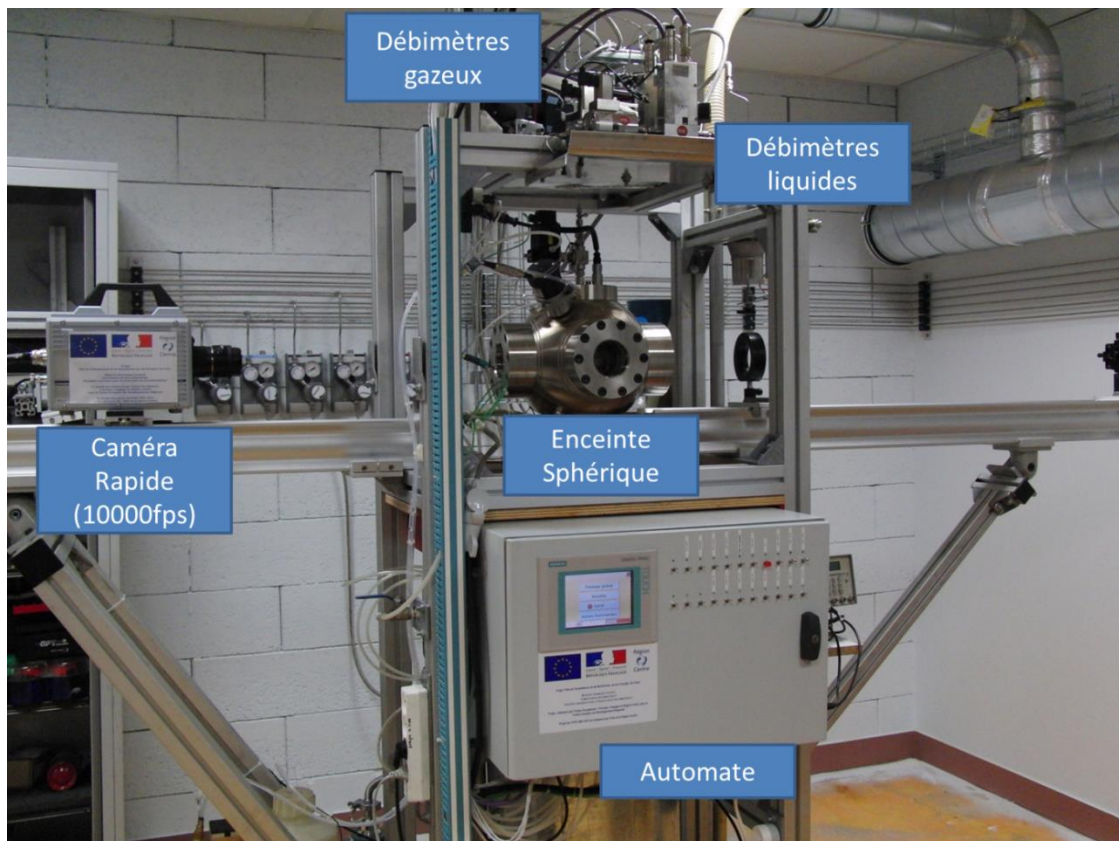


Figure 2.2 : Dispositif expérimental pour l'étude de la propagation de flammes laminaire de prémélange.

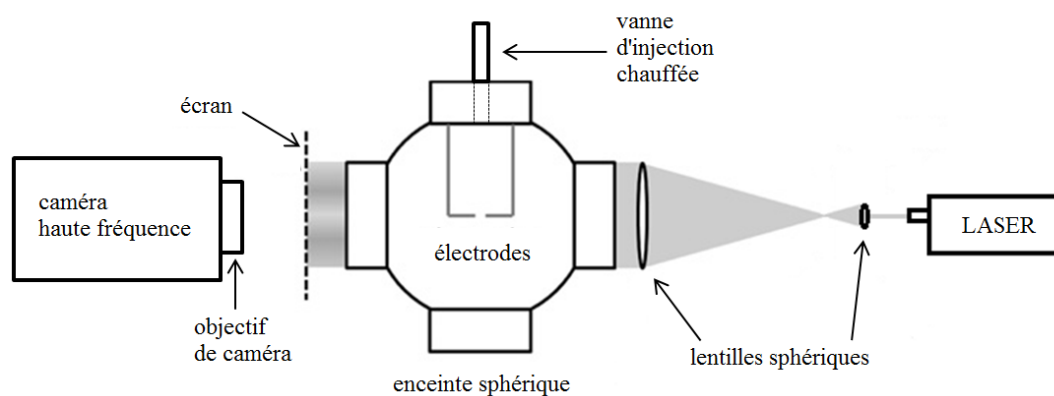


Figure 2.3 : Schématisation du dispositif d'ombroscopie.

2.2. Visualisation du front de flamme

Pour la visualisation des flammes à l'intérieur de l'enceinte de combustion, la méthode optique de l'ombroscopie a été retenue. Cette méthode consiste à éclairer un objet ou un milieu transparent par une source lumineuse parallèle (laser + lentilles) et à projeter l'ombre obtenue sur un écran. L'image obtenue est ensuite enregistrée avec une caméra rapide.

L'ombre obtenue par ombroscopie correspond à la visualisation des variations d'indice de réfraction du milieu : si le milieu traversé par le faisceau lumineux possède des variations d'indice de réfraction, cela se traduira sur l'écran par des variations locales d'éclairement de l'image. L'éclairement relatif sur l'ombre portée est proportionnel à la dérivée seconde des gradients transverses de l'indice de réfraction.

Le principe d'ombroscopie correspond à utiliser les variations spatiales de l'indice optique comme un traceur de la dépendance spatiale du champ de température. Le passage du front de flamme dans les gaz frais, initialement à la température initiale et uniforme, crée des gradients de température. Ces gradients de température induisent des gradients de densité et donc d'indice de réfraction (relation de Gladstone-Dayle, 1864). Les modulations d'éclairement sur l'écran permettent alors de visualiser la position du front de flamme. Dans le cas d'une flamme laminaire sphérique, le front de flamme est situé à l'interface entre le cercle sombre et le cercle lumineux, *Figure 2.4*.

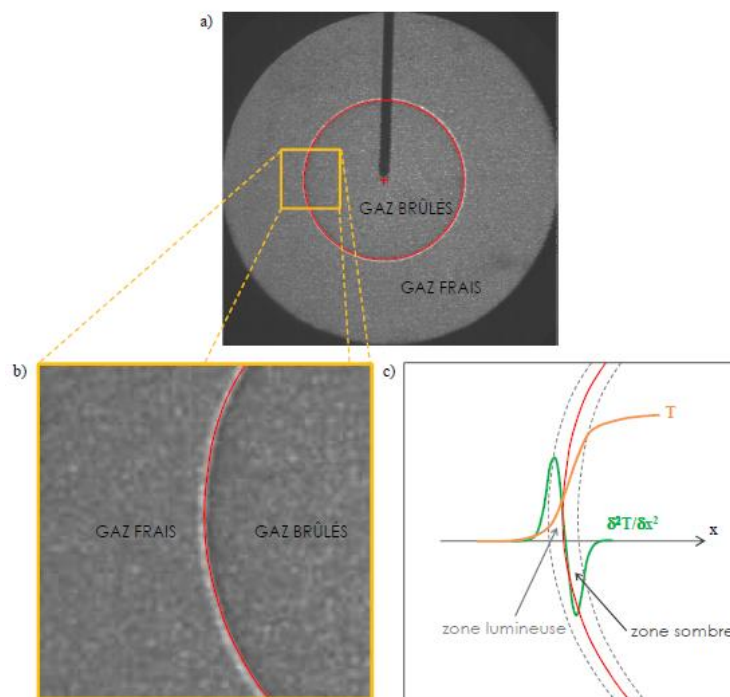


Figure 2.4 : Exemple d'image obtenue par ombroscopie (a), zoom sur une partie du front de flamme (b) et schématisation du profil de température (c) [7]. Sur chacune des trois images, la position du front de flamme est schématisée par le contour rouge.

2.3. Limitations expérimentales

Afin de respecter les hypothèses de propagation émises dans le chapitre précédent (*sous-section 1.6.2.*), il est nécessaire de délimiter la zone d'observation des flammes de prémélange en expansion laminaire. En effet, les effets de confinement apparaissent sur la flamme lorsque celle-ci atteint de grands rayons, invalidant l'hypothèse de propagation de flamme isobare. De plus, le système d'allumage de l'enceinte impacte forcément l'évolution de la flamme et donc sa vitesse. Le diamètre important des électrodes entraîne en effet des pertes thermiques de la flamme vers les électrodes. Leurs présences dans l'enceinte de combustion sont donc également à prendre en compte. Enfin, certaines conditions particulières de flammes, instabilités (*Section 1.5.*), mélanges de réactifs « instables », induisent également certaines difficultés expérimentales non négligeables.

2.3.1. Zone limite d'observation de flamme

2.3.1.1. Rayon minimal $R_{\min}$: effets d'allumage

L'influence du système d'allumage de l'enceinte sphérique de combustion a été réalisée par Galmiche [7]. Plusieurs essais de flamme laminaire ont été effectués pour différentes énergies de décharge entre les électrodes. L'énergie de décharge est pilotée par le temps de charge de la bobine. Ces essais ont été réalisés pour une seule et même condition de flamme d'*isooctane/air* : $P_i = 1 \text{ bar}$, $T_i = 423 \text{ K}$ et à la stoechiométrie (richesse $\Phi = 1$). Les résultats obtenus sont rapportés en *Figure 2.5* :

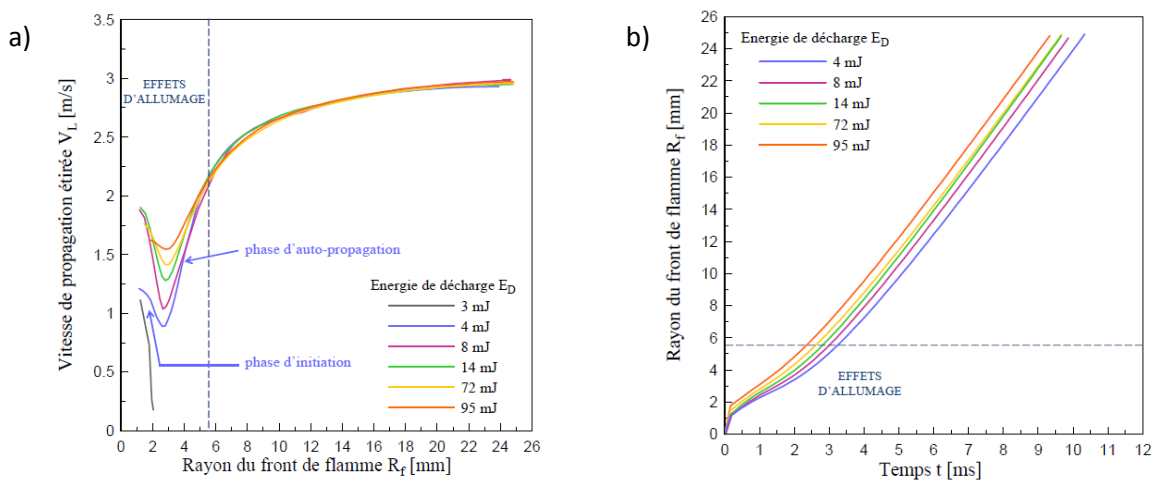


Figure 2.5 : Variation de l'énergie déposée à allumage de flammes *isooctane/air* à $P_i = 1 \text{ bar}$, $T_i = 423 \text{ K}$ et $\Phi = 1,0$. (a) Vitesse de propagation de flamme V_L en fonction du rayon de flamme R_f et (b) variation du rayon de flamme R_f en fonction du temps [7].

La *Figure 2.5 (a)* représente la vitesse de propagation de flamme étirée V_L en fonction du rayon R_f . On peut observer qu'en diminuant l'énergie déposée à l'allumage, on provoque une décroissance de plus en plus prononcée de la vitesse V_L juste après l'allumage avant d'observer une remontée de celle-ci. Il est à noter que pour une énergie de décharge très faible (3 mJ), la flamme s'éteint (*sous-section 2.3.2.*). De la même manière, la *Figure 2.5 (b)* présente l'évolution du rayon R_f en fonction du temps t pour les mêmes énergies d'allumage. On peut observer une séparation des rayons après l'allumage. Toutefois, dans un deuxième temps, l'évolution des rayons s'effectue de manière

parallèle pour toutes les énergies de décharge. Ces deux résultats nous incitent à utiliser un rayon minimal R_{min} entre 5 et 6 mm afin de s'affranchir des effets d'allumage sur la mesure de vitesse de flamme laminaire. Pour la suite de l'étude, nous utiliserons une énergie d'allumage minimale de manière à minimiser l'influence de l'allumage sur la phase de propagation initiale de nos flammes (Kelley [44]). Un développement plus conséquent des effets d'allumage est réalisé dans la sous-section 3.1.3.

2.3.1.2. Rayon maximal R_{max} : effets de confinement et interactions flamme-paroi

Les effets de confinement et les interactions flamme-paroi peuvent affecter l'hypothèse de propagation isobare de la flamme. En effet, la nature fermée de notre enceinte empêche l'évacuation des gaz brûlés (plus légers). Il en résulte une augmentation importante de la pression dans notre enceinte (comme dans un cylindre de moteur à combustion interne par ailleurs). Une mesure de l'évolution de la pression durant la propagation de la flamme (Figure 2.6) a également été opérée par Galmiche [7] afin de vérifier la validité de l'hypothèse de propagation isobare de la flamme, nécessaire pour l'utilisation des masses volumiques à l'équilibre dans la détermination de la vitesse de flamme. La courbe d'évolution temporelle de la pression durant la propagation de la flamme montre une valeur quasi constante puis augmente fortement jusqu'à environ 62 ms. Le pic atteint correspond au moment où la flamme atteint les parois de l'enceinte, la température des gaz brûlés commençant à diminuer par la suite, la pression commence déjà à diminuer quelque peu. Ce cas, identique au cas précédemment étudié dans l'influence de l'allumage ($P_i = 1 \text{ bar}$, $T_i = 423 \text{ K}$ et à la stœchiométrie) a ensuite été étudié avec une méthode de résolution à volume constant afin de reconstruire l'évolution du rayon en fonction du temps à partir du signal de pression. La superposition de ce résultat et de celui obtenu avec la méthode de l'ombroscopie est exposée dans la Figure 2.6 (b). La figure affiche une bonne concordance entre les deux méthodes.

Une augmentation de la pression de 2% durant la propagation de la flamme peut être considérée comme négligeable sur la mesure de vitesse de flamme laminaire, les gaz brûlés étant toujours considérés au repos. Cela correspond ici au temps $t = 15 \text{ ms}$ et ainsi au rayon $R_f = 27,9 \text{ mm}$. Toutefois, des déviations de plusieurs millimètres de ce rayon sont envisageables avec les changements des différentes conditions initiales de nos mélanges (Pression, Température, Richesse, Dilution...). C'est pourquoi nous allons considérer ici un rayon maximal $R_{max} = 25 \text{ mm}$ pour garantir une propagation isobare de nos flammes. Ce rayon correspond par ailleurs à un volume de gaz brûlés de seulement 1,6 % du volume total de l'enceinte, justifiant donc la faible augmentation de pression et ainsi la validité de l'hypothèse isobare.

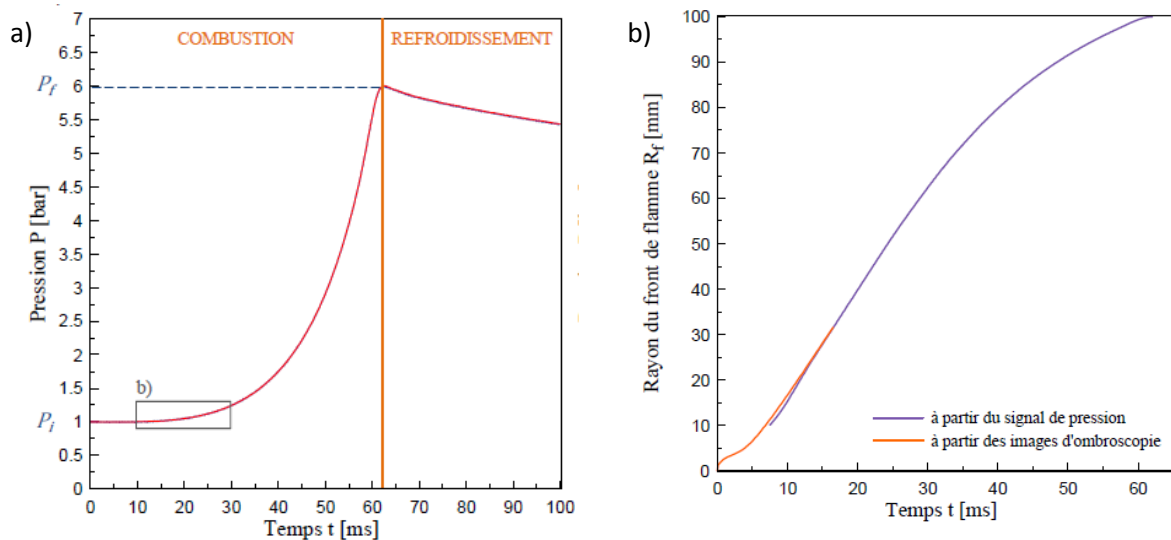


Figure 2.6 : (a) Evolution temporelle de la pression durant la propagation de la flamme, (b) évolution temporelle du rayon de flamme à partir d'images d'ombroscopie et d'un relevé de pression. Flamme d'isooctane/air à $P_i = 1$ bar, $T_i = 423$ K et $\Phi = 1,0$ [7].

Le confinement peut également affecter la vitesse des gaz frais devant le front de flamme. La mise en mouvement des gaz frais par la propagation du front de flamme est perturbée par l'augmentation de la pression due à la proximité de la paroi. Burke et al. [59] ont estimé que les effets de confinement n'affectaient pas la vitesse des gaz frais tant que le rayon de la flamme restait inférieur à 30 % du rayon R_0 de l'enceinte de combustion sphérique. Notre enceinte possède un rayon $R_0 = 100$ mm, or le rayon R_{max} précédemment déterminé est lui-même déjà inférieur aux 30 % requis. Les effets du confinement sont donc négligeables dans ce travail.

Dans la suite de l'étude, nous utiliserons donc uniquement des rayons de flamme R_f compris entre $R_{min} = 6$ mm et $R_{max} = 25$ mm pour la détermination de la vitesse de flamme laminaire non étirée S_L^0 de nos différents mélanges réactifs.

2.3.2. Conditions particulières provenant du mélange réactif

Hormis les contraintes liées aux spécificités de notre dispositif expérimental énoncées dans la sous-section précédente 2.3.1., plusieurs limites sont également atteintes par la nature des mélanges réactifs utilisés.

La première est liée à l'augmentation de la richesse combinée à une augmentation de pression initiale. Comme vu en Section 1.5., diverses instabilités de combustion peuvent affecter les flammes selon les conditions thermodynamiques ou de mélange. Dans le cas de nos flammes laminares en expansion à richesse élevée et haute pression initiale, nous avons une combinaison de l'instabilité hydrodynamique avec l'instabilité thermo-diffusive. En effet, avec l'isooctane, l'augmentation de la richesse fait diminuer le nombre de Lewis du mélange réactif, ce qui favorise l'apparition de plissements liés à l'instabilité thermo-diffusive (sous-section 1.5.3.). De plus, l'augmentation de pression initiale va, quant à elle, favoriser l'apparition de plissements liés à l'instabilité hydrodynamique à cause de la diminution d'épaisseur de flamme δ_L (sous-section 1.5.2.). L'apparition de ces cellules sur le front de flamme, précédemment lisse, diminue la plage de rayons acceptables pour mesurer la vitesse de flamme laminaire, Figure 2.7. En effet, avec l'apparition de

cellules sur la surface de flamme, l'aspect sphérique du front devient plus que discutable et biaise la détermination du rayon. L'apparition de cellules rend impossible une mesure de vitesse de flamme laminaire.

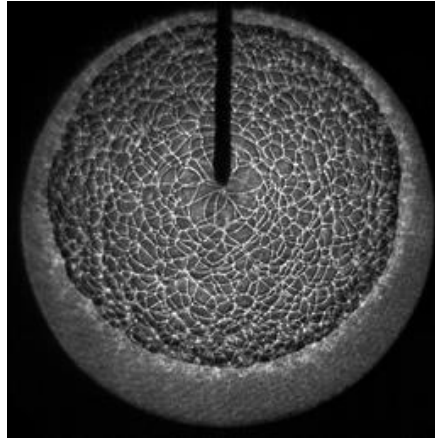


Figure 2.7 : Exemple de flamme cellulaire (isooctane/air à $P_i = 3$ bar, $T_i = 323$ K et $\Phi = 1,3$).

Bradley et al. [24] ont identifié ce phénomène. Ils ont montré que l'apparition de cellules sur le front de flamme laminaire augmente considérablement la vitesse de propagation de la flamme, ce qui se matérialise par une rupture de pente dans un graphique avec V_L en fonction de l'étirement (Figure 2.8). Ces points de rupture s'expriment alors en fonction du nombre de Péclet Pe qui se décrit comme le rapport entre le rayon de flamme et l'épaisseur de flamme. Ce nombre de Péclet apparaît comme une fonction linéaire du nombre Markstein (L_b adimensionné par δ_L). Ainsi, des cas avec de faibles longueurs de Markstein (pression élevée et/ou mélanges riches) possèdent de faibles nombres de Péclet et sont sujets à générer plus facilement des cellularités, c'est-à-dire que ces structures apparaîtront pour des rayons de flamme plus petits.

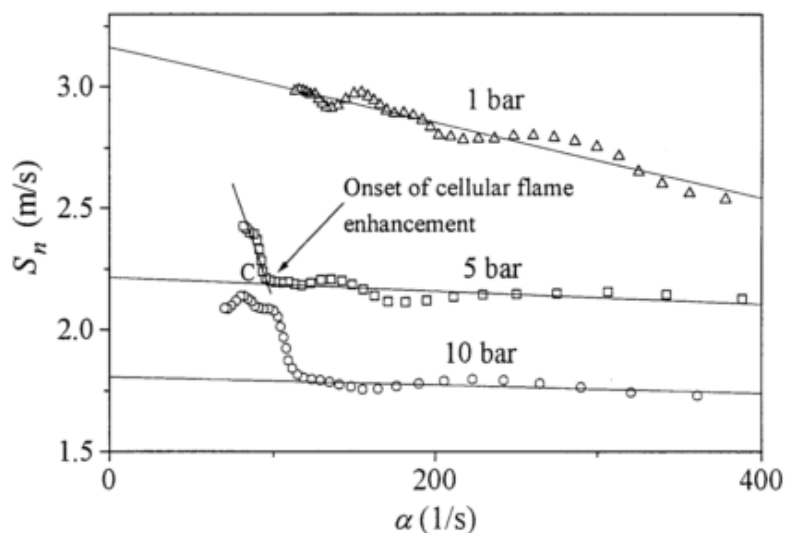


Figure 2.8 : Changement brusque de pente dans l'évolution de la vitesse de propagation laminaire (notée S_n ici) en fonction de l'étirement (noté α ici) d'une flamme d'isooctane/air à $P_i = 5$ bar, $T_i = 358$ K et $\Phi = 1,0$ à cause de l'apparition de cellularités [24].

Comme nous l'avions évoqué dans la *sous-section 1.5.1.*, un cas particulier de nos expériences a démontré l'influence du champ de gravité sur la propagation de nos flammes. Dans le cas de flammes à hautes pressions fortement diluées au dioxyde de carbone CO_2 , la réduction drastique de la vitesse de flamme laminaire par le diluant, permet l'installation de l'instabilité due aux forces de gravité. Cela provoque le déplacement vertical de la flamme à l'intérieur de l'enceinte de combustion, *Figure 2.9*. Toutefois, ce phénomène n'étant apparu que pour un seul cas expérimental et à la vue de la flamme toujours sphérique malgré le déplacement vertical (influant donc sur les vitesses de consommation des gaz frais entre la partie haute et basse de la flamme, *sous-section 1.5.1.*), les images ont tout de même été conservées pour l'évaluation de la vitesse de flamme laminaire.

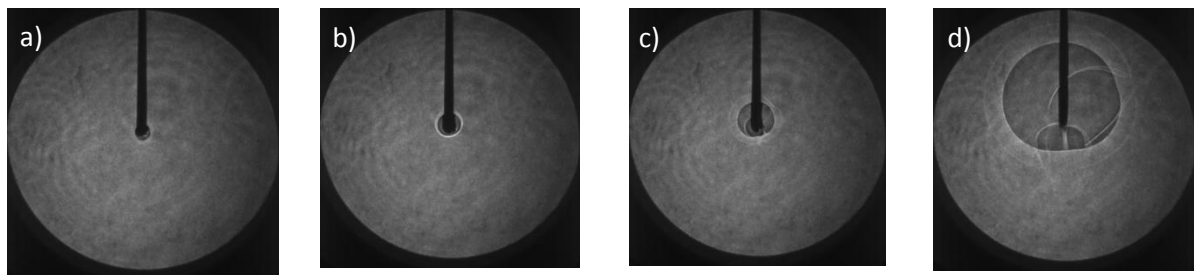


Figure 2.9 : Images d'ombroscopie d'une flamme d'isooctane/air à $P_i = 10 \text{ bar}$, $T_i = 423 \text{ K}$, $\Phi = 1,0$ et 25% de CO_2 à (a) 2,0 ms, (b) 10,0 ms, (c) 20,0 ms et (d) 50,0 ms.

La dernière limite expérimentale liée aux caractéristiques des mélanges réactifs étudiés en configuration de flammes laminares en expansion est directement induite par la forte dilution, avec différents diluants, des mélanges réactifs. En effet, pour les différentes conditions thermodynamiques et de richesse choisies, les limites de flammabilité en fonction du taux de dilution, pour chaque diluant, ont été déterminées. Ainsi, pour des taux de dilution proches ou dépassant cette limite tolérable pour installer la propagation de la flamme, nous avons été confrontés à la difficulté d'initiation de l'allumage des mélanges réactifs.

Nous pouvons décrire ce phénomène en 3 phases distinctes :

- La première est « l'allumage ». La décharge d'énergie provenant de la bobine entraîne, via l'étincelle, la création d'un noyau primaire de flamme (*Figure 2.10 (a)*). A noter ici que le noyau de flamme d'environ 2,6 mm a encore la mémoire de l'influence de l'allumage (*sous-section 2.3.1.*).
- La deuxième phase est appelée « décélération ». Du fait du mélange réactif fortement dilué, le noyau de flamme précédemment créé va tout d'abord avoir du mal à se développer à cause de la faible vitesse de déplacement imposée par la nature du mélange réactif. Cette faible vitesse l'empêche de lutter efficacement contre les forts étirements dus à son petit rayon de flamme en début de propagation. Cette décélération est continue jusqu'à atteindre une valeur seuil de vitesse, quasi nulle (*Figure 2.10 (b) à (e)*).
- La troisième et dernière phase peut alors être décrite par deux cas différents :
 - Dans le cas où le mélange est trop fortement dilué, la propagation de la flamme n'est plus possible et la flamme s'éteint. Une quasi-extinction du front de flamme est alors observé sur les images d'ombroscopie et la flamme disparaît (*Figure 2.10 (e)*). Il a néanmoins été parfois

possible d'allumer ces cas en insistant quelque peu sur l'allumage (augmentation du temps de charge de la bobine d'allumage ou nouveaux essais d'allumage après échecs), ce qui amena la flamme à faire partie du deuxième cas (ci-après). Sinon, le mélange est classé comme « non inflammable ».

- Dans le deuxième cas, où cette fois le mélange réactif est à la limite de l'inflammation, après la fin de la deuxième phase où la propagation de la flamme est presque stoppée, celle-ci repart et finit sa propagation dans l'enceinte de combustion (*Figure 2.10 (f) à (i)*).

L'influence de cette propagation particulière de la flamme sur la vitesse de flamme laminaire et la longueur de Markstein sera plus amplement discutée dans la *sous-section 3.1.3*.

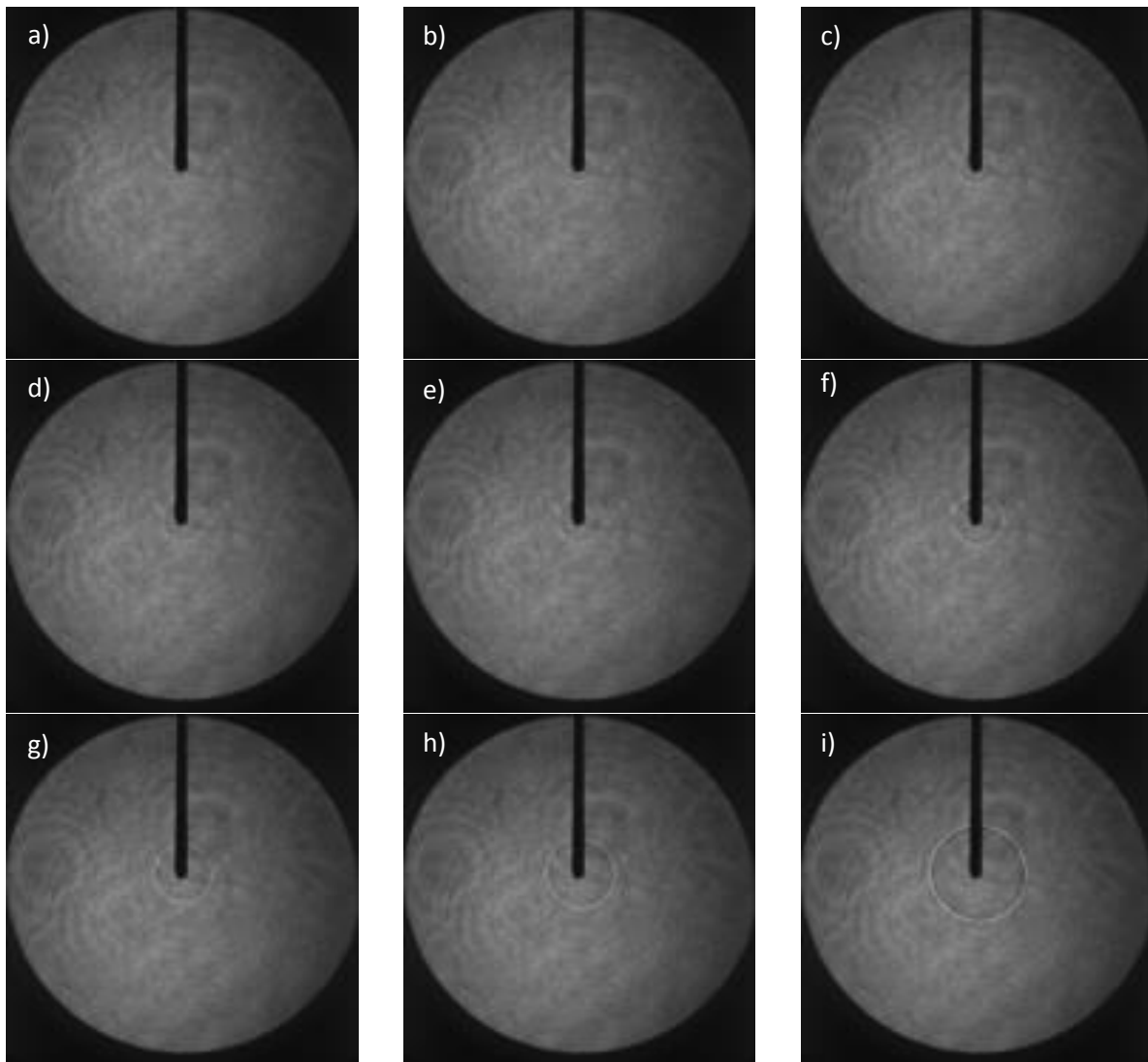


Figure 2.10 : Images d'ombroscopie d'une flamme d'isooctane/air à $P_i = 1$ bar, $T_i = 423$ K, $\Phi = 1,0$ et 5% de CO_2 à (a) 0,5 ms, (b) 1,0 ms, (c) 2,0 ms, (d) 3,0 ms, (e) 3,5 ms, (f) 4,0 ms, (g) 4,5 ms, (h) 5,0 ms et (i) 6,0 ms.

2.4. Conditions expérimentales étudiées en régime laminaire

2.4.1. Sans dilution

Dans un premier temps, des mesures de vitesses de flammes laminaires et de longueurs de Markstein des mélanges isooctane/air sans dilution ont été réalisées afin de comparer et valider nos résultats à ceux de Galmiche [7]. Les différentes conditions de pression initiale P_i , de température initiale T_i et de richesse Φ balayées durant ces essais sont résumées dans le *Tableau 2.1*.

Température (K)	Pression (bar)	Richesse
373 & 423 K	1 bar	0,9-1,0-1,1-1,2-1,3-1,4
	3 - 5 - 10 bars	1,1

Tableau 2.1 : Conditions initiales pour les flammes isooctane/air sans dilution.

Un nombre réduit de points a été étudié ici par rapport aux travaux de Galmiche [7]. Il a notamment été décidé de réaliser uniquement des essais à la richesse $\Phi = 1,1$ aux pressions supérieures à 1 bar. Contrairement aux essais précédents de Galmiche [60], la composition de l'air synthétique a été modifiée pour être plus représentative de celle de l'air atmosphérique. L'air synthétique utilisé durant ces essais est constitué de 20,9% de dioxygène O_2 et 79,1% de diazote N_2 , contre 20,5% de O_2 et 79,5% de N_2 pour les travaux de Galmiche [60]. Ainsi, cet air synthétique est bien plus proche de la composition moyenne de l'air atmosphérique constitué de 78,08% de N_2 , de 20,95% de O_2 et de moins de 1% d'autres gaz comme des gaz nobles (argon A_r 0,93%, traces de néon N_e , krypton K_r et xénon X_e) ainsi que des quantités plus ou moins conséquentes (environ 0,04%) de dioxyde de carbone CO_2 . L'air synthétique utilisé possède surtout un taux d' O_2 quasi égal à celui de l'atmosphère (au niveau de la mer). L'augmentation du taux d' O_2 de l'air synthétique aura pour principal effet d'augmenter les vitesses de flamme.

Pour les conditions de pression et température, une pression initiale $P_i = 1 \text{ bar}$ et une température initiale $T_i = 423 \text{ K}$ ont été retenues comme conditions de références. Ce choix est motivé par les raisons suivantes : la température de 423 K nous assure une vaporisation complète du carburant et la pression de 1 bar, quant à elle, permet d'obtenir une bonne résolution de vitesses de flamme en fonction de la richesse Φ . La pression a en effet tendance à élargir la parabole de vitesse de flamme laminaire non étirée. S_L^0 . A cette pression initiale, nos mesures peuvent être comparées avec de très nombreux résultats de la littérature.

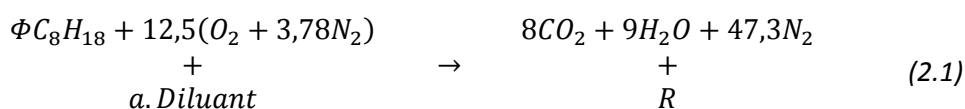
La richesse $\Phi = 1,1$ a été choisie comme richesse de référence (dans les cas où seule une richesse est étudiée) afin d'appréhender la vitesse de flamme laminaire non étirée S_L^0 maximale des cas en questions.

2.4.2. Avec dilution

L'objectif principal des essais laminaires est d'appréhender l'effet de diluants comme le CO_2 pur, l' H_2O pur et l'EGR (*Exhaust Gas Recirculation*) synthétique sur les flammes d'isooctane/air.

L'effet de ces diluants avait déjà été observé sur d'autres types de carburants comme le *méthane* CH_4 chez Galmiche et al. [55], ou bien abordé pour l'*isooctane* iC_8H_{18} par Halter et al. [35].

L'*EGR synthétique* utilisé ici est un mélange de gaz constitué de 73,6% de N_2 , de 14% d' H_2O et de 12,4% de CO_2 en fraction volumique. Cette composition correspond aux produits de la combustion d'un mélange *isooctane/air* à la richesse stœchiométrique, autrement dit, au regard de l'équation globale de la combustion (équation (2.1)) à la composition des produits de réactions pour une richesse $\Phi = 1$ et une dilution nulle, caractérisée par une valeur de $a = 0$ dans l'expression du taux de dilution (équation (2.2)). L'étude de ce diluant est motivée par l'utilisation depuis déjà de nombreuses années de l'injection de produits de combustion dans les moteurs diesels afin de réduire les émissions polluantes de NO_x [61]. Ce système étant encore relativement nouveau pour les moteurs à allumage commandé (moteurs dits « à essence »), l'étude de l'impact de ce diluant sur la combustion de type prémélangée est nécessaire. Le taux de dilution τ est défini par la relation (2.2). Il correspond au ratio molaire du diluant injecté dans le mélange par rapport à la somme de toutes les espèces composant le prémélange gazeux. Des taux de dilution allant de 5 à 25% ont été testés avec pour limite les limites d'inflammabilité des mélanges. Les conditions étudiées pour chaque diluant sont résumées dans : le Tableau 2.2 pour le CO_2 , le Tableau 2.3 pour l' H_2O et le Tableau 2.4 pour l'*EGR synthétique*. La dilution à l'eau H_2O à la température $T_i = 373K$ présente moins d'essais pour les fortes dilutions du fait simplement de la recondensation de la vapeur d'eau qui ne permet donc pas un prémélange gazeux parfait dans les conditions de dilution les plus élevées.



$$\tau = \left[\frac{a}{a + \Phi + 12,5 \times (1 + 3,78)} \right] \quad (2.2)$$

		Taux de dilution CO_2			
Température (K)	Pression (bar)	5%	10%	15%	20%
373 K	1 bar	1,0-1,1-1,2-1,3-1,4	1,2-1,3-1,4	1,3-1,4	-
	3-5 bars	1,1	1,1	1,1	-
	10 bars	1,1	1,1	1,1	1,1
423 K	1 bar	1,0-1,1-1,2-1,3-1,4	1,2-1,3-1,4	-	-
	3-5-10 bars	1,1	1,1	1,1	1,1

Tableau 2.2 : Conditions initiales pour les flammes *isooctane/air* avec dilution au CO_2 .

		Taux de dilution H ₂ O				
Température (K)	Pression (bar)	5%	10%	15%	20%	25%
373 K	1 bar	1,1-1,2-1,3-1,4	1,2-1,3-1,4	1,3-1,4	-	-
	3 bars	1,1	1,1	1,1	-	-
	5 bars	1,1	1,1	-	-	-
	10 bars	1,1	-	-	-	-
423 K	1 bar	1,0-1,1-1,2-1,3-1,4	1,1-1,2-1,3-1,4	1,2-1,3-1,4	-	-
	3 bars	1,1	1,1	1,1	1,1	-
	5 bars	1,1	1,1	1,1	1,1	1,1
	10 bars	1,1	1,1	1,1	-	-

Tableau 2.3 : Conditions initiales pour les flammes isooctane/air avec dilution au H₂O.

		Taux de dilution EGR				
Température (K)	Pression (bar)	5%	10%	15%	20%	25%
373 K	1 bar	1,1-1,2-1,3-1,4	1,2-1,3-1,4	1,3-1,4	-	-
	3-5 bars	1,1	1,1	1,1	1,1	-
	10 bars	1,1	1,1	1,1	1,1	1,1
423 K	1 bar	0,9-1,0-1,1-1,2-1,3-1,4	1,0-1,1-1,2-1,3-1,4	1,1-1,2-1,3-1,4	1,2-1,3-1,4	1,3-1,4
	3-5-10 bars	1,1	1,1	1,1	1,1	1,1

Tableau 2.4 : Conditions initiales pour les flammes isooctane/air avec dilution au EGR.

Au total, 154 cas de flammes laminaires ont été étudiés et pour chaque cas, au moins 3 essais ont été réalisés.

Chapitre 3: Résultats de l'étude laminaire : vitesse de flamme laminaire non étirée et longueur de Markstein

Ce chapitre présente les résultats des vitesses de flamme laminaire et de longueurs de Markstein issus des conditions initiales présentées dans les tableaux *Tableau 2.1*, *Tableau 2.2*, *Tableau 2.3* et *Tableau 2.4*. Les résultats seront commentés et interprétés en fonction des variations paramétriques des différentes conditions initiales (Pression, Température, Richesse, Dilution). Des comparaisons avec les données existantes de la littérature seront également effectuées pour argumenter à la fois nos résultats et nos conclusions.

Ces données serviront ensuite de base à la construction de corrélations de vitesses de flamme laminaires non étirées et de longueurs de Markstein pour permettre l'utilisation de ces résultats dans les modèles de simulations numériques moteurs. Elles serviront notamment à l'étude du développement des flammes dans les chambres de combustion de moteurs à allumage commandés en prenant en compte l'étirement par exemple. Ces corrélations seront comparées à des résultats expérimentaux de la littérature afin de les valider.

Tous les essais expérimentaux laminaires présentés ici résultent de la moyenne de trois mesures pour des conditions initiales identiques. Les variations de mesures restent très faibles tout en augmentant quelque peu dans le cas d'essais aux conditions proches de limites d'inflammabilité. Les écarts types sont en moyenne inférieurs à 5%. Pour plus de précision, les richesses des mélanges réactifs sont recalculées en post-traitement et les points sont présentés avec leurs richesses réellement utilisées.

Ce travail a fait l'objet d'une présentation au 9th Mediterranean Combustion Symposium, MCS9, Rhodes, Grèce ainsi que d'une publication dans le journal *Combustion Science and Technology*, 188 (2016) [62].

3.1. Vitesses de flamme laminaire iso-octane/air

Toutes les conditions expérimentales, qu'elles soient thermodynamiques (pression, température) ou chimiques (richesse, composition de l'air, dilution), ont un impact direct et indépendant sur la vitesse de flamme laminaire non étirée S_L^0 . Les paramètres de pression, température, richesse et dilution ont été étudiés indépendamment en insistant davantage sur celui de la dilution par rapport aux travaux de Galmiche et al. [7][60].

3.1.1. Effets de pression, température et richesse

Les effets des trois paramètres, que sont la température initiale, la pression initiale ainsi que la richesse, sont aujourd'hui bien connus en ce qui concerne les flammes laminaires de prémélange *iso-octane/air* [63][64][24][65][66].

Avec l'augmentation de la pression initiale, la vitesse de flamme va diminuer, l'augmentation de température initiale va quant à elle augmenter la vitesse de flamme. En revanche, l'augmentation de la pression et de la température est favorable à l'initiation et au développement des flammes de prémélange. En effet, Ternel [67] montre que l'énergie minimale d'allumage (*Minimum Ignition Energy* ou MIE) diminue avec l'augmentation de pression et de la température, *Figure 3.1*. L'énergie maximale délivrée initialement à la flamme étant ici limitée par le système d'allumage (*Section 2.1.*), une extension des limites de flammabilité (en termes de richesse de mélange) ne peut donc provenir que des conditions initiales. En effet, avec un mélange de gaz plus chaud initialement, l'écart avec la température d'initiation de la réaction est réduit et par conséquent l'énergie minimale d'allumage aussi. Cela permet donc à des mélanges, trop proches des limites d'inflammabilité à basse température de réussir à s'enflammer quand leur température initiale est plus élevée. De la même manière, l'augmentation de la pression initiale a pour effet une augmentation des chocs entre molécules en les rendant plus proches les unes des autres. Moins d'apports d'énergie sont ainsi nécessaires pour provoquer l'inflammation du mélange et sa bonne propagation.

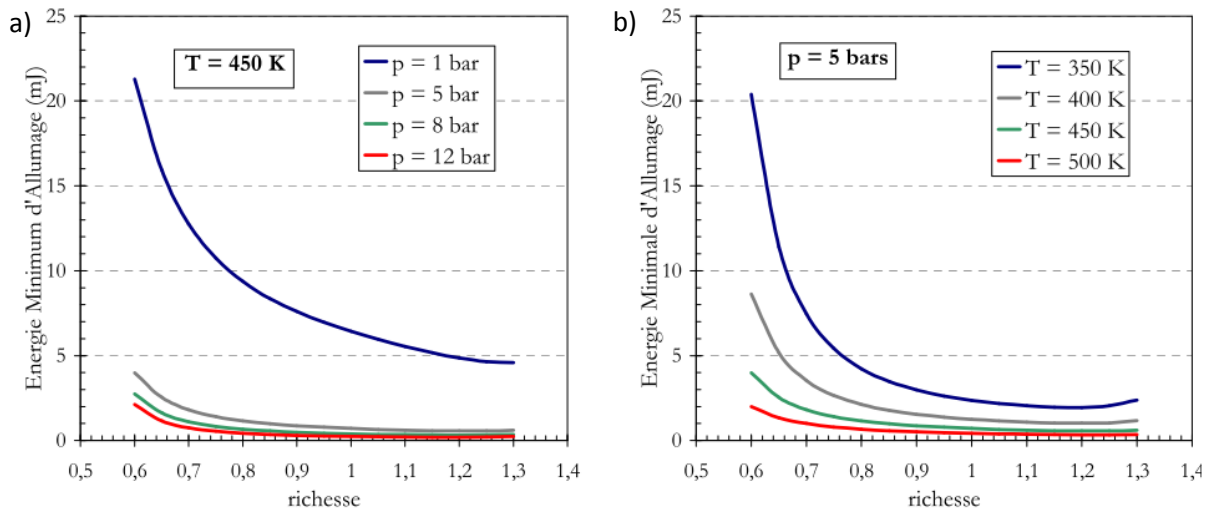


Figure 3.1 : Evolution de l'énergie minimale d'allumage (MIE) en fonction de la richesse pour des variations de (a) pression et (b) température [67].

Pour en revenir à la vitesse de flamme laminaire, Glassman [68] a montré qu'elle pouvait être reliée à la température initiale T_i via la relation (3.1) avec E l'énergie d'activation de la réaction et R la constante des gaz parfaits. De la même manière, il montre qu'à température constante, on peut relier la vitesse de flamme laminaire à la pression initiale P_i via la relation (3.2) avec n l'ordre global de la réaction.

$$S_L^0 \sim \left(\exp\left(\frac{-E}{RT_i}\right) \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.1)$$

$$S_L^0 \sim (P_i^{n-2})^{\frac{1}{2}} \quad (3.2)$$

L'effet de la richesse sur S_L^0 est, quant à lui, bien distinct des précédents paramètres thermodynamiques. Pour les hydrocarbures, la courbe de vitesse de flamme laminaire en fonction de la richesse suit généralement une courbe de forme parabolique centrée sur une richesse $\Phi = 1,1$ où la vitesse atteint son maximum. Ce n'est toutefois pas une généralité dans le domaine de la

combustion, par exemple avec le *nitrométhane* CH_3NO_2 qui voit sa vitesse maximum se situer vers une richesse $\Phi \approx 0,8$ selon les conditions initiales [69] ou bien l'*hydrogène* H_2 qui voit son maximum repoussé vers les richesses $\Phi \approx 1,7$ [70].

Les équations (3.3) à (3.6) décrivent la corrélation développée et utilisée dans ces travaux pour la vitesse de flamme laminaire $S_L^0 = f(P_i, T_i, \Phi)$. Cette corrélation est basée sur celle précédemment proposée par Galmiche et al. [60], les premiers travaux de corrélations de la vitesse de flamme laminaire S_L^0 en fonction de la pression et de la température ayant été développés par Metghalchi et al. [63][64]. On utilise alors cette corrélation pour les flammes laminaires de prémélange *isooctane/air* sans dilution.

$$S_L^0 = S_{Lref}^0 \left(\frac{T_i}{T_{ref}} \right)^{\alpha_s} \left(\frac{P_i}{P_{ref}} \right)^{\beta_s} \quad (3.3)$$

Avec

$$S_{Lref}^0 = A + B(\Phi - \Phi_m) + C(\Phi - \Phi_m)^2 + D(\Phi - \Phi_m)^3 + E(\Phi - \Phi_m)^4 \quad (3.4)$$

$$\alpha_s = \alpha_1 + \alpha_2(\Phi - \Phi_m) \quad (3.5)$$

$$\beta_s = \beta_1 + \beta_2(\Phi - \Phi_m) \quad (3.6)$$

Coefficients	Valeurs optimisées
A	55,42
B	-2,22 e-14
C	-171,9
D	74,61
E	153,7
Φ_m	1,1
α_1	1,58
α_2	0,04
β_1	-0,203
β_2	-9,44 e-7
β_a	-0,201
β_b	-0,023
β_c	-1,75

Tableau 3.1 : Valeurs numériques des coefficients des équations (3.3) à (3.6).

Sont noté P_{ref} et T_{ref} les valeurs de pression et température de référence. Ces derniers sont choisis égaux à $P_{ref} = 1 \text{ bar}$ et $T_{ref} = 423 \text{ K}$. Ainsi S_{Lref}^0 , équation (3.4), correspond à la vitesse de flamme laminaire de prémélange sous les conditions thermodynamiques de référence choisies. Tous les paramètres intervenants dans cette corrélation sont rassemblés dans le *Tableau 3.1*. Ces paramètres ont été optimisés par la méthode des moindres carrés à partir des données expérimentales. Les résultats obtenus expérimentalement et avec la nouvelle corrélation sont tracés en *Figure 3.2*. A noter que dans cette corrélation, la température est exprimée en Kelvin K , la pression en *bar* et les vitesses de flamme en *m/s*.

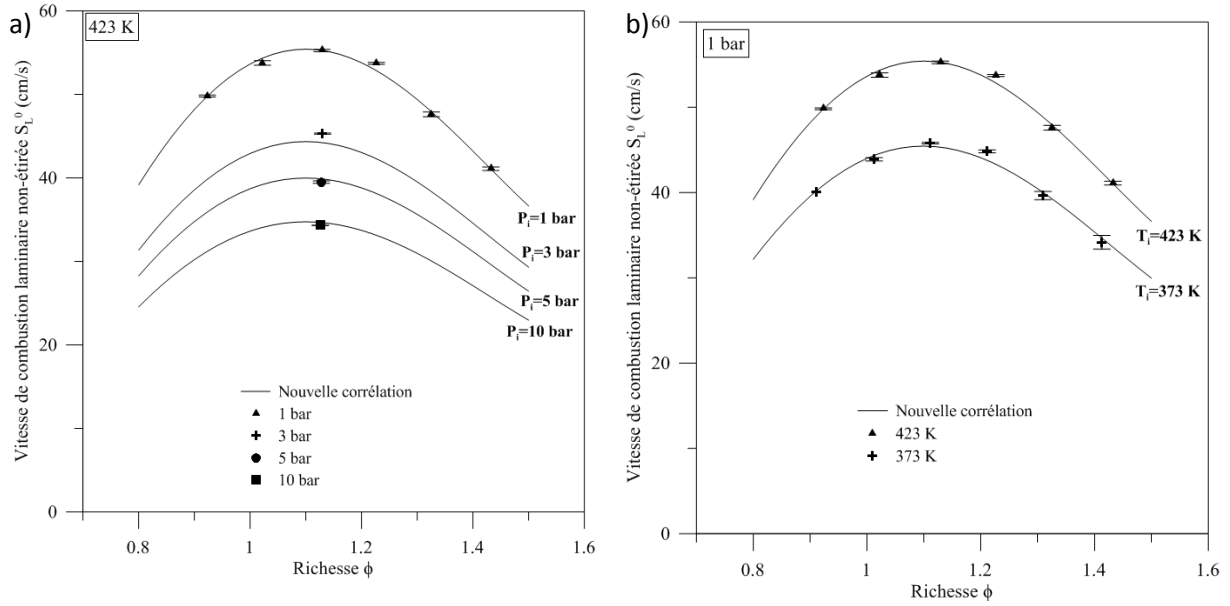


Figure 3.2 : Evolution de la vitesse de flamme laminaire non étirée S_L^0 en fonction de la richesse pour des variations de (a) pression et (b) température.

Concernant le facteur exponentiel β_S intervenant dans l'équation (3.3) au niveau du rapport de pression, des investigations complémentaires ont été menées. Au regard du travail de Varea et al.[65], ce facteur évolue de manière quadratique avec la richesse Φ . Une évolution quadratique de ce facteur, équation (3.7) semblait donc plus représentative des mesures expérimentales que l'évolution donnée par l'équation (3.6). De nouveaux coefficients (β_a, β_b et β_c) ont donc été optimisés en suivant cette voie, et sont également présentés dans le Tableau 3.1.

$$\beta_S = \beta_a + \beta_b(\Phi - \Phi_m) + \beta_c(\Phi - \Phi_m)^2 \quad (3.7)$$

Pour comparer l'effet de l'expression du coefficient β_S (équations (3.6) et (3.7)), les deux corrélations de S_L^0 utilisant respectivement un ordre 1 ou 2 pour l'expression de β_S ont été appliquées sur les résultats expérimentaux de Galmiche[7], [60] car plus nombreux à différentes richesses pour les hautes pressions. Les données expérimentales du présent travail ont tout de même été utilisées, mais uniquement pour une pression de 1 bar. La comparaison des corrélations est représentée en Figure 3.3. On observe dans un premier temps un bon accord de la corrélation de l'équation (3.6) (relation d'ordre 1) dans la partie pauvre de l'évolution de la vitesse de flamme laminaire jusqu'au maximum atteint pour une richesse $\Phi = 1,1$. Cependant, du côté riche de la courbe, lorsque $\Phi \geq 1,1$, les données sont plus en accord avec la corrélation en équation (3.7) (relation quadratique). Il semblerait donc que l'effet de la pression initiale P_i sur l'évolution de la vitesse de flamme laminaire S_L^0 soit différent du côté pauvre et du côté riche. Pour être représentatif des richesses observées en moteur à allumage commandé (de 0,7/0,8 à 1,1), une dépendance de degré 1 du facteur β_S , équation (3.6), est retenue pour la suite de ce manuscrit. Une surestimation des vitesses de flamme pour des richesses $\Phi \geq 1,1$ est alors acceptée et assumée pour la corrélation de vitesse de flamme laminaire proposée ici.

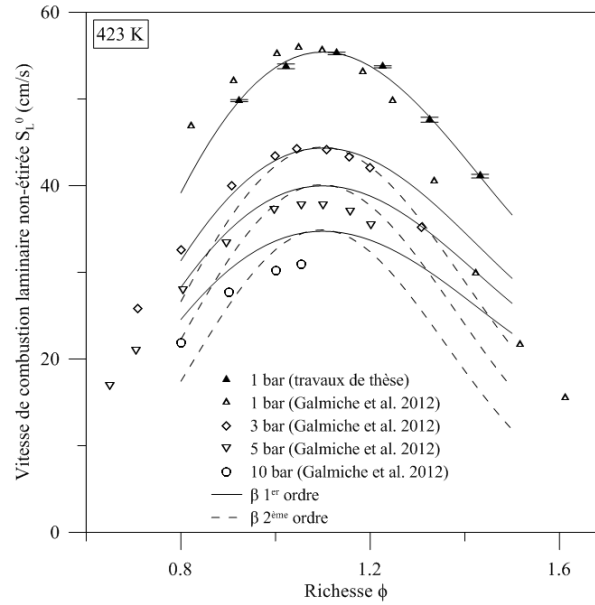


Figure 3.3 : Variation de la corrélation de vitesse de flammes laminaire non étirée S_L^0 avec le coefficient du rapport des pressions initiales β_S .

Nous avons comparé nos résultats expérimentaux et la corrélation ainsi déduite avec de nombreux résultats de la littérature. La Figure 3.4 compare nos résultats expérimentaux à ceux de la littérature [38][60][24][71][72][73][36][66][56][74][75]. La corrélation de vitesse de flamme laminaire non étirée S_L^0 développée ici est également comparée à ces données. Nous remarquons dans un premier temps le bon accord de nos résultats expérimentaux avec ceux de la littérature pour une pression de 1 bar, et ce aussi bien à 373 K (Figure 3.4 (a)) qu'à 423 K (Figure 3.4 (b)). Notre corrélation de S_L^0 partage également cette concordance de résultat dans ces conditions. Ceci nous conforte sur la validité de nos points expérimentaux ainsi que de notre corrélation. En revanche, nous remarquons dans un deuxième temps les limites de cette même corrélation de S_L^0 . Ainsi, pour des valeurs de richesse $\Phi \geq 1,2$, la corrélation a tendance à surestimer le S_L^0 par rapport aux données de la littérature. Cette remarque est aussi valable à haute pression. En effet, comparée aux données hautes pressions de la littérature (3, 5 et 10 bars), la corrélation a tendance à surestimer de plus en plus la valeur de S_L^0 avec l'augmentation de la pression. Malgré une tendance à la surestimation dans les cas riches et haute pression, notre corrélation de vitesse de flamme laminaire non étirée est globalement satisfaisante et fiable dans nos conditions d'essai.

La Figure 3.4 (c) confronte la corrélation à des résultats expérimentaux de la littérature [35][71][56][72][76][77][78][79][45][73][66][24], dans des conditions, cette fois-ci, non étudiées durant ces travaux de thèse (1 bar à 300 et 400 K). S'il n'est pas étonnant de voir que la corrélation se comporte correctement à 400 K, il est surtout intéressant d'observer le comportement de la corrélation avec les données expérimentales à 300 K. On remarque une certaine sous-estimation de la corrélation, notamment pour les vitesses de flamme les plus élevées ($1 \leq \Phi \leq 1,2$). En revanche, comme vu précédemment sur la Figure 3.4 (b), la corrélation surestime toujours la vitesse pour les richesses les plus élevées.

Notre corrélation reste ainsi satisfaisante dans des conditions de pression et température relativement faibles et a tendance à surestimer légèrement le S_L^0 lorsque pression et température

augmentent fortement. Le même constat est fait en ce qui concerne la richesse ϕ du mélange réactif. La corrélation est satisfaisante pour les richesses allant du pauvre à des valeurs proches de la stœchiométrie, puis S_L^0 est surestimée pour des mélanges très riches. La justesse des valeurs obtenues avec cette corrélation est toutefois mise en doute pour des mélanges réactifs alliant hautes pressions et températures avec de fortes richesses.

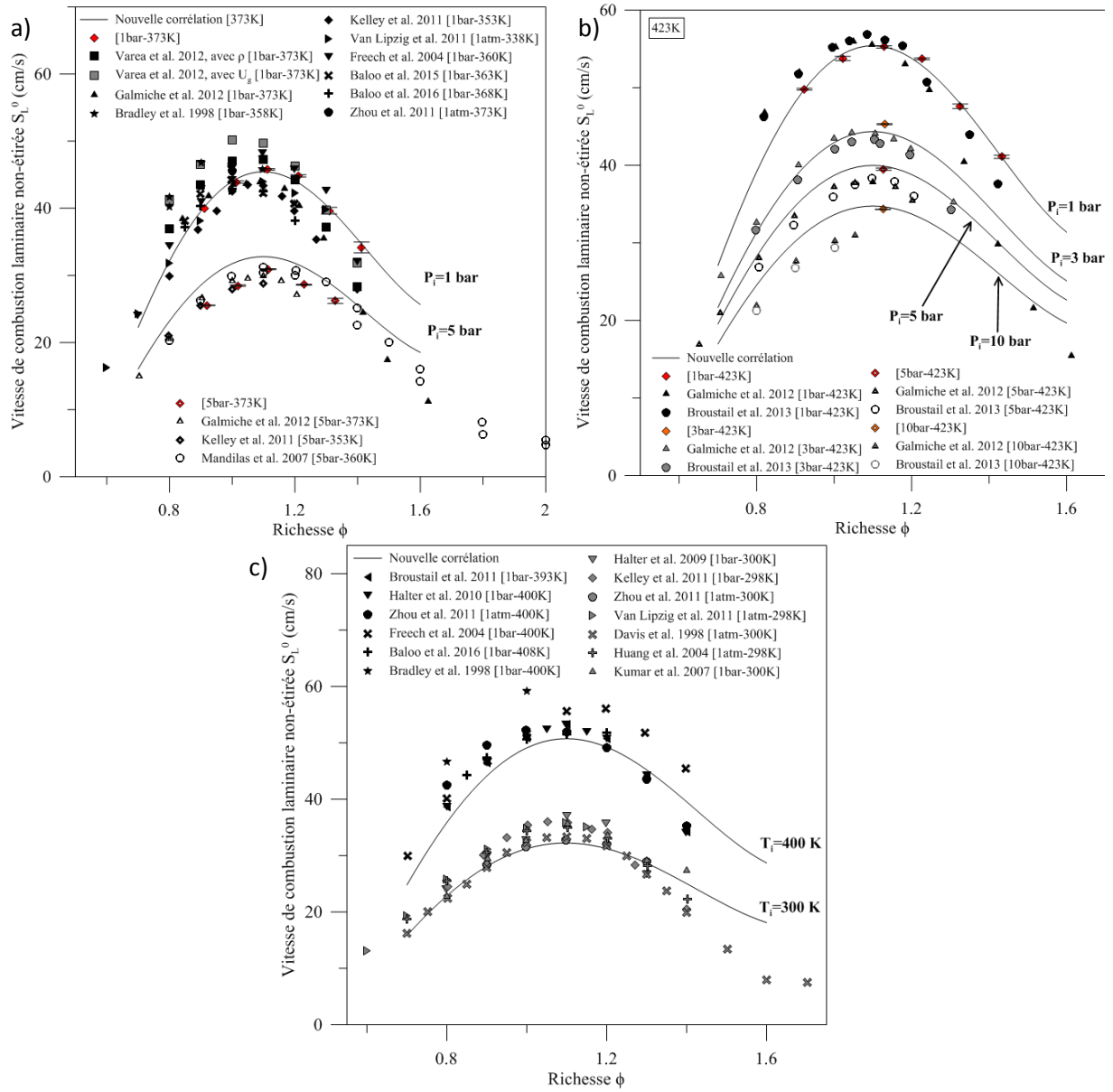


Figure 3.4 : Vitesses de flammes laminares S_L^0 en fonction de la richesse : comparaisons entre différents résultats de la littérature, résultats de ces travaux et la nouvelle corrélation (équation (3.3)). (a) $T_i = 373$ K, (b) $T_i = 423$ K et (c) $P_i = 1$ bar et $T_i = 300$ et 400 K.

3.1.2. Effets de dilution

Pour observer les effets de la dilution sur la vitesse de flamme laminaire, trois diluants différents ont été étudiés : le *de carbone* CO_2 , l'*eau* H_2O et de l'*EGR synthétique* (sous-section 2.4.2.). La corrélation présentée dans le paragraphe précédent (*relation (3.3)*) a alors été modifiée en conséquence, *équations (3.8) à (3.10)*, pour tenir compte de l'effet de ces diluants sur la vitesse de flamme laminaire. Les nouveaux coefficients introduits pour tenir compte de la dilution sont rassemblés dans le *Tableau 3.2*. Il est à noter que chaque diluant a été traité séparément.

$$S_L^0(v_{O_2}) = S_L^0(v_{O_2ref}) \left(\frac{v_{O_2}}{v_{O_2ref}} \right)^{\gamma_{Si}} \quad (3.8)$$

$$v_{O_2} = \left(\frac{n_{O_2(air)}}{n_{O_2(air)} + n_{N_2(air)} + n_{(diluant)}} \right) \times 100 \quad (3.9)$$

$$\gamma_{Si} = \gamma_{S1i} + \gamma_{S2i}(\Phi - \Phi_m) \quad (3.10)$$

i =	CO ₂	H ₂ O	EGR
γ_{S1i}	7,523	3,786	4,079
γ_{S2i}	0,365	0,473	-1,354

Tableau 3.2 : Valeurs numériques des coefficients de l'équation (3.10).

Le volume v_{O_2ref} correspond au volume d'oxygène contenu dans notre mélange d'air synthétique utilisé pour les essais de flamme de prémélange isooctane/air (ici, $v_{O_2ref} = 20,9\%$). L'effet de chaque diluant sur la vitesse de flamme laminaire est visible sur les graphiques de la *Figure 3.5*. On se propose également de comparer les résultats de ces trois diluants avec le diluant utilisé par Galmiche et al.[60], à savoir le *diazote* N_2 , *Figure 3.6*. De ces quatre diluants, le CO_2 reste le plus inhibiteur pour la vitesse de flamme. En effet, si l' H_2O ainsi que le N_2 et l'*EGR* (composé principalement de N_2) ont un effet proche sur la vitesse de flamme laminaire, l'injection de CO_2 diminue bien plus fortement la vitesse que les trois autres diluants. Ce phénomène peut s'expliquer par la grande capacité calorifique du CO_2 comparé aux autres diluants. En effet, plus d'énergie thermique est perdue par la flamme en présence du diluant CO_2 . Ainsi, la vitesse de flamme laminaire est bien plus impactée. Cet effet a été montré par Halter et al. [35] avec des simulations (CHEMKIN) et expérimentalement par Galmiche et al. [55] pour des flammes *méthane/air*. L'impact sur la vitesse de flamme laminaire entre le diluant CO_2 et les autres diluants augmente avec la température, *Figure 3.6*.

En regardant plus en détail l'évolution de la vitesse de flamme laminaire au niveau des trois autres diluants (H_2O , N_2 et *EGR*), une certaine hiérarchie se dégage entre les diluants. L'*EGR*, principalement composé de N_2 , se voit ainsi intercalé entre le N_2 pur, qui affecte ainsi moins la vitesse de flamme, et l' H_2O , qui l'affecte au contraire plus fortement. Ces résultats sur les vitesses de flamme de prémélange *isooctane/air* sont en accord avec ceux précédemment obtenus pour des flammes de *méthane/air* [55].

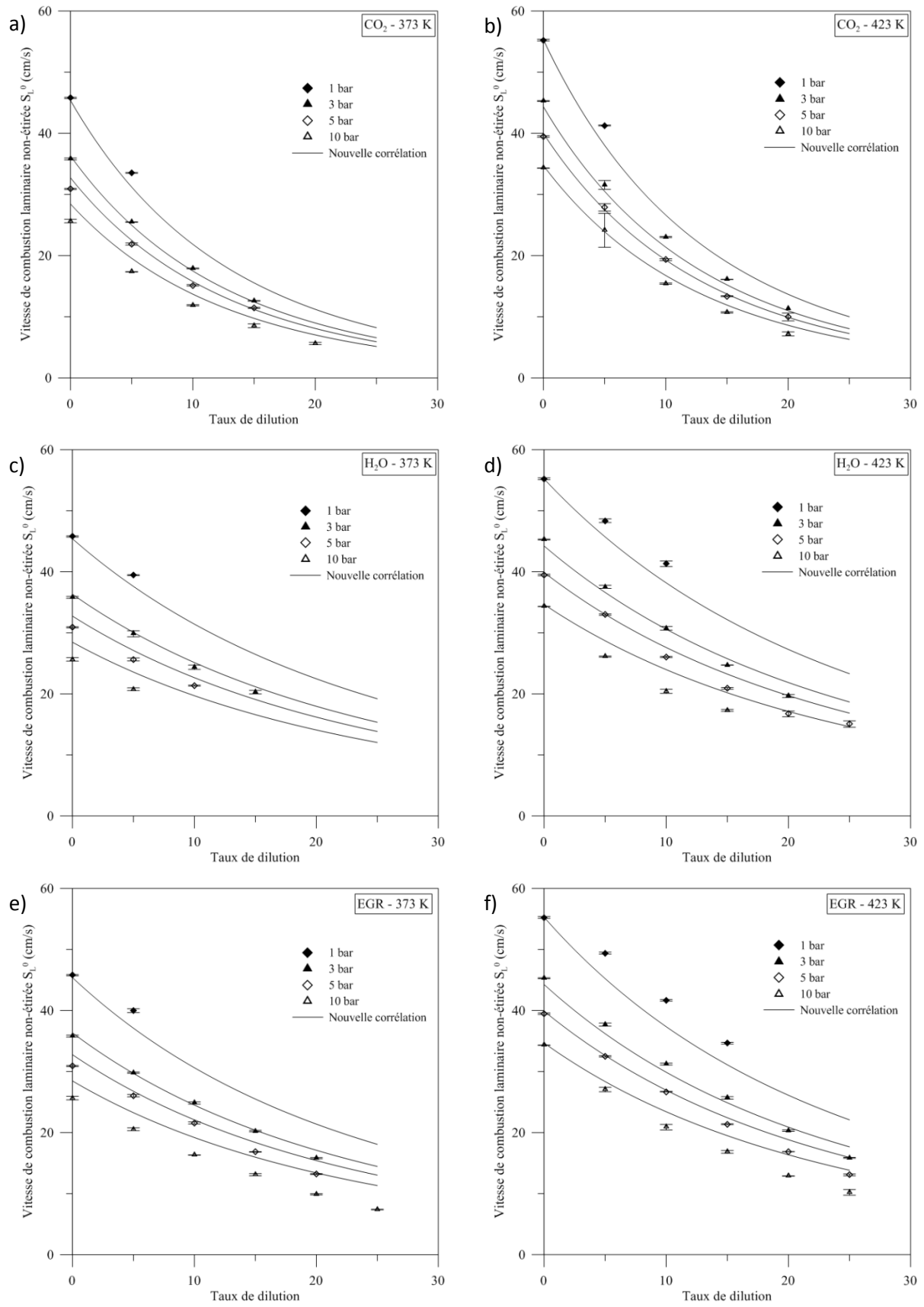


Figure 3.5 : Vitesses de flammes laminares S_L^0 en fonction du taux de dilution : pour $\Phi = 1,1$ (a) dilution CO_2 à $T_i = 373$ K, (b) dilution CO_2 à $T_i = 423$ K, (c) dilution H_2O à $T_i = 373$ K, (d) dilution H_2O à $T_i = 423$ K, (e) dilution EGR à $T_i = 373$ K et (f) dilution EGR à $T_i = 423$ K.

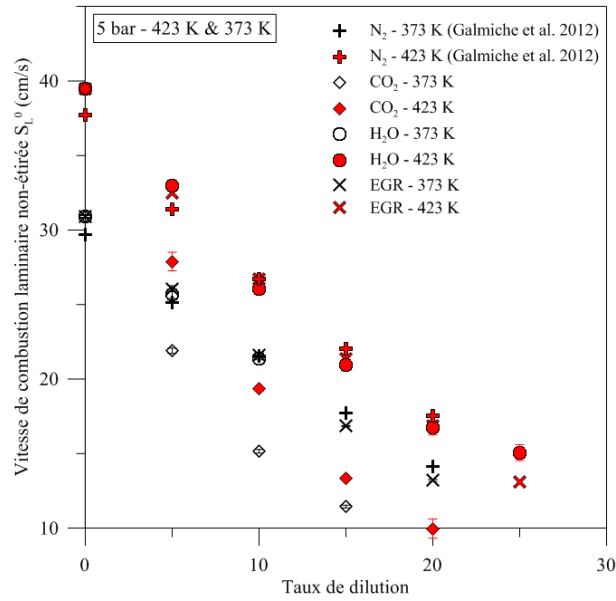


Figure 3.6 : Vitesses de flammes laminares S_L^0 en fonction du taux de dilution : comparaison entre quatre diluants différents à $\Phi = 1,0$ et $P_i = 5$ bar.

La Figure 3.7 présente cette fois les trois diluants dans des conditions à 1 bar et 423 K. Chaque graphique de la Figure correspond à un diluant : a) CO_2 , b) H_2O et c) EGR . Pour chaque diluant, la corrélation proposée sous-estime globalement les vitesses par rapport aux résultats expérimentaux. L'écart est moindre lorsque les taux de dilution deviennent élevés. De plus, la surestimation de la corrélation pour les mélanges à forte richesse est à nouveau observée.

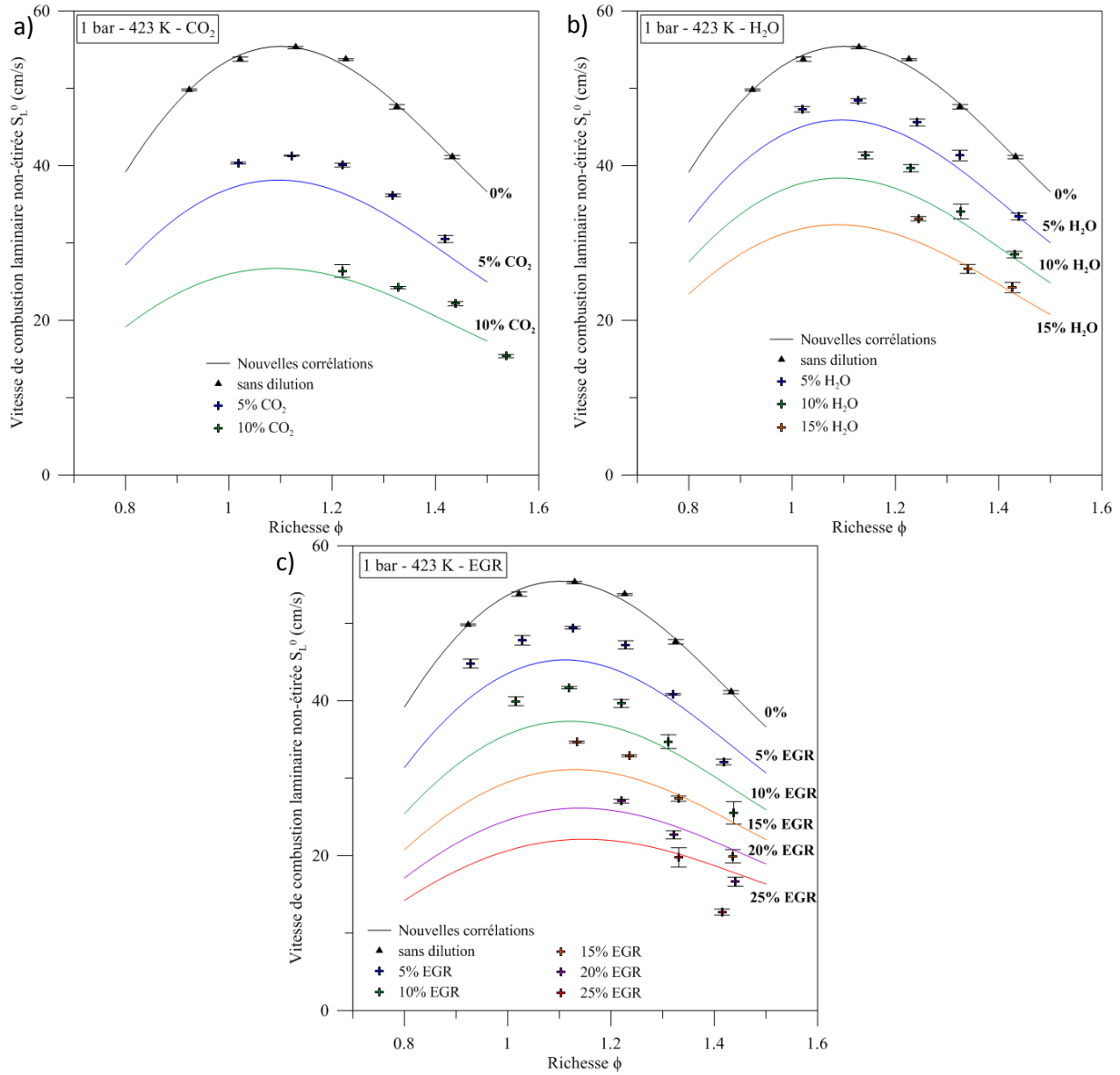


Figure 3.7 : Vitesses de flammes laminares S_L^0 en fonction de la richesse : pour $P_i = 1$ bar et $T_i = 423$ K, (a) dilution CO_2 , (b) dilution H_2O et (c) dilution EGR.

Des résultats expérimentaux de flammes *isooctane/air* dilués de la littérature [56][35], sont présentés dans la Figure 3.8. L'effet réducteur du CO_2 sur la vitesse de flamme laminaire est beaucoup plus marqué sur nos résultats (et donc notre corrélation) que sur ceux de la littérature. Toutefois, comme le montre la Figure 3.8 (b), une bonne concordance de notre corrélation à 1 bar/300 K pour la dilution de type EGR (Halter et al.[35]) est observée à richesse $\Phi = 1$ et il est important d'observer la proximité des points entre dilutions à l'EGR et au CO_2 . Néanmoins, nous avons observé précédemment que la température augmentait l'écart de vitesse de flamme entre les diluants CO_2 et EGR pour un même pourcentage de dilution. Il n'est ainsi pas incohérent de rencontrer des vitesses presque égales entre les deux diluants à basse température (300 K), pour un taux de dilution équivalent. Basée sur nos points expérimentaux, la corrélation pour le diluant CO_2 sous-estime la vitesse de flamme laminaire dans ce cas.

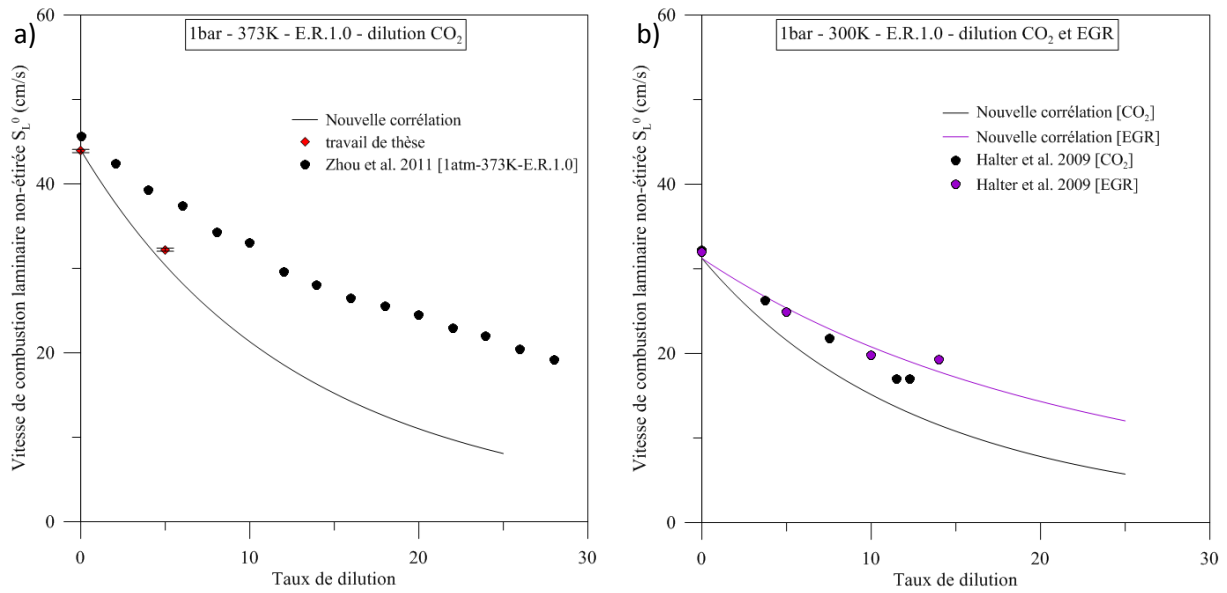


Figure 3.8 : Vitesses de flammes laminaires S_L^0 en fonction du taux de dilution : comparaisons entre différents résultats de la littérature, résultats de ces travaux et la nouvelle corrélation (équation (3.8)). (a) à $\Phi = 1,0$, $P_i = 1$ bar et $T_i = 373$ K, (b) à $\Phi = 1,0$, $P_i = 1$ bar et $T_i = 300$ K.

3.1.3. Effet « puits de vitesse » : allumage et dilution

Un phénomène particulier est observé pour les mélanges réactifs plutôt difficiles à enflammer. Sans tenir compte d'une variation de la richesse du mélange *air/carburant*, ce phénomène de « puits de vitesse » peut arriver dans trois cas distincts : avec une énergie d'allumage faible, avec un fort taux de dilution et avec une faible température initiale. Seuls les deux premiers cas seront abordés ici étant donné que dans le cas d'une température initiale faible, d'autres paramètres peuvent entrer en compte comme la mauvaise vaporisation de l'isooctane. Ces deux cas se rapportent à la limite expérimentale évoquée dans la sous-section 2.3.2., les flammes concernées finissent par se propager malgré le quasi-arrêt de leur propagation. Ce phénomène sera appelé effet « puits de vitesse ».

La Figure 3.9 (a) présente les résultats expérimentaux de la vitesse de propagation de flamme V_L en fonction de l'étirement K d'une flamme d'*isooctane/air* à $P_i = 1$ bar, $T_i = 423$ K, $\Phi = 1$ dilué à 5% d'EGR. Chaque courbe diffère seulement par l'énergie délivrée à l'allumage plus ou moins importante (de 0,5 à 3 mJ). On remarque que plus l'énergie délivrée à l'allumage est faible, plus la trajectoire de variation de la vitesse de propagation de la flamme en fonction de l'étirement va passer par un minimum de plus en plus faible dans les premiers instants du développement de la flamme. On pourrait qualifier ce « puits de vitesse » supplémentaire de retardant pour le développement de la flamme. En effet, comme observé et développé dans les travaux de thèse de Galmiche et al. [7], et rappelé en sous-section 2.3.1., une baisse de l'énergie d'allumage n'influence ni la vitesse de flamme laminaire non étirée S_L^0 , ni la longueur de Markstein côté gaz brûlés L_b . Ce résultat est également visible sur la Figure 3.9 (a). Quelle que soit la trajectoire en début de propagation et donc, quelle que soit l'énergie délivrée à l'allumage, la courbe de vitesse finit toujours par rejoindre la même trajectoire finale, correspondant pour les flammes laminaires à celle du modèle d'étirement non linéaire. Toutefois, cet effet est pénalisant pour la flamme, car en cas d'énergie d'allumage encore plus faible que le minimum présenté ici, la flamme s'éteint après la création du noyau initial de flamme ou bien le noyau ne se crée tout simplement pas. L'énergie

d'allumage n'est plus suffisante pour initier la flamme et déclencher sa propagation dans les gaz frais. Dans le cas d'un noyau trop faible, on observe une trajectoire descendante vers une vitesse nulle dans le graphique $V_L(K)$ sans jamais observer un rebroussement de la courbe de vitesse pour raccrocher le modèle non linéaire comme les flammes qui réussissent à se propager.

Abordons maintenant le cas des flammes fortement diluées. Cette fois-ci, les énergies délivrées à l'allumage sont identiques et suffisantes pour enflammer le mélange réactif jusqu'aux limites de flammabilité du mélange lui-même. Sur la *Figure 3.9 (b) à (d)*, le taux de dilution du mélange réactif est augmenté de 0 à 25% maximum, avec un diluant donné. Le modèle non linéaire d'étirement associé à chaque cas est ici différent à cause de la diminution de la vitesse de flamme laminaire combinée à l'augmentation de la longueur de Markstein engendrée par l'augmentation du taux de dilution (*sous-sections 3.1.2. et 3.2.2.*). Néanmoins, l'apparition de cette même trajectoire avec passage par un minimum sur le graphique $V_L(K)$ est observée avec l'augmentation du taux de dilution. Il n'est plus question ici de retard à atteindre un régime permanent commun, c'est davantage une difficulté grandissante avec le taux de dilution à atteindre le régime permanent propre au mélange réactif, et ce jusqu'à la limite de flammabilité due à un taux de dilution trop élevé. A noter sur ces graphiques, *Figure 3.9 (b) à (d)*, que les sursauts des courbes sont dus à quelques ratés de détection de rayons et que les parties de courbes situées plus bas que les modèles non-linéaire, *Figure 3.9 (d)*, ne sont dues qu'à une minorité de points de la propagation de la flamme non-utilisés durant le calcul des modèles non-linéaires. Ces deux approximations visuelles n'ont par ailleurs aucune influence sur la qualité des résultats.

Toutefois, il est important de rappeler que l'énergie minimale d'allumage (MIE) dépend de la concentration en O_2 du mélange gazeux. Or, avec l'augmentation du taux de dilution du mélange, la concentration en O_2 diminue, ce qui augmente la MIE. La dilution va ainsi également influencer sur l'énergie minimale d'allumage. Il n'est alors pas étonnant de constater de plus forts effets d'allumage avec l'augmentation des effets de dilution avec l'utilisation de la même valeur d'énergie d'allumage pour l'ensemble de nos essais.

En conclusion, l'augmentation du taux de dilution, en plus de réduire la vitesse de flamme laminaire et d'augmenter la sensibilité à l'étirement (longueur de Markstein plus élevée), affecte également la phase d'initiation de la flamme. Il y a ainsi de plus en plus de risques de ratés d'allumage avec l'augmentation du taux de dilution dans le cas de l'utilisation d'une énergie d'allumage constante comme en moteur à allumage commandé par exemple. Ceci n'est qu'une conséquence supplémentaire de la baisse de vitesse et surtout de l'augmentation de la longueur de Markstein étant donné la localisation de cet effet sur les premiers temps de propagation de la flamme, c'est-à-dire pour les petits rayons de flamme, là même où sont rencontrées les plus fortes valeurs d'étirement K .

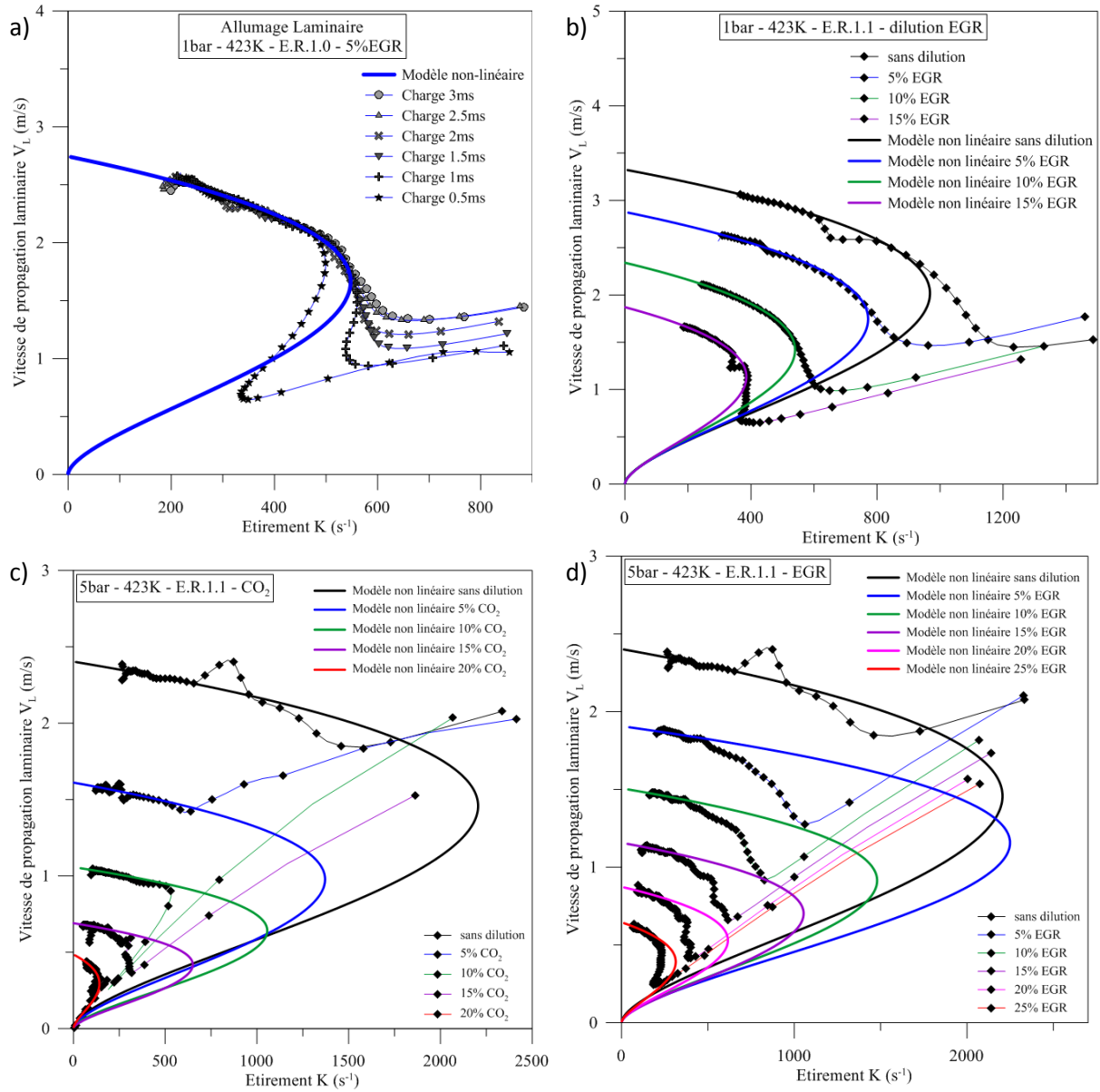


Figure 3.9 : Vitesse de propagation laminaire en fonction de l'étirement : (a) variation de l'énergie déposée à l'allumage pour $\Phi = 1,0$, 5% EGR, $P_i = 1$ bar et $T_i = 423$ K, (b) variation du taux de dilution EGR pour $\Phi = 1,1$, $P_i = 1$ bar et $T_i = 423$ K, (c) variation du taux de dilution CO₂ pour $\Phi = 1,1$, $P_i = 5$ bar et $T_i = 423$ K et (d) variation du taux de dilution EGR pour $\Phi = 1,1$, $P_i = 5$ bar et $T_i = 423$ K.

3.2. Longueurs de Markstein des mélanges iso-octane/air

Comme pour la vitesse de flamme laminaire, toutes les conditions expérimentales, qu'elles soient thermodynamiques (pression, température) ou chimiques (richesse, composition de l'air, dilution), ont un impact plus ou moins important sur la longueur de Markstein L_b . Les paramètres de pression, température, richesse et dilution ont été étudiés indépendamment en insistant encore une fois davantage sur celui de la dilution par rapport aux travaux de Galmiche et al. [7][60].

3.2.1. Effets de pression, température et richesse

La longueur de Markstein L_b (côté gaz brûlés) représente la dépendance de la vitesse de propagation de la flamme V_S vis-à-vis de l'étirement K , équations (1.41) et (1.42). Lorsque celle-ci est positive, cela indique que l'étirement K a un impact négatif sur la vitesse de propagation de la flamme. En clair, plus l'étirement de la flamme est important, plus celle-ci est ralentie dans sa propagation. Au contraire, lorsque la longueur de Markstein est négative, l'effet inverse se produit. Cette action de la longueur de Markstein L_b est aisément compréhensible dans l'équation (1.41). Une méthode de résolution dite non linéaire (équation (1.42)) est utilisée ici pour déterminer la longueur de Markstein L_b . Ce choix est motivé d'une part par l'aspect grandement non linéaire de l'évolution de nos vitesses de propagation de flamme en fonction de l'étirement (sous-section 3.1.3.) ainsi que par de nombreux résultats précédents validant l'utilisation de cette méthode [44][45][60] (sous-section 1.6.2.). Les résultats présentés ici ont été obtenus pour les mêmes essais que pour les vitesses de flammes laminares. En effet ces deux grandeurs, S_L^0 et L_b , vont de pair pour définir les caractéristiques de nos flammes laminares de prémélange. Cependant, aucun résultat de longueur de Markstein à la pression de 10 bars n'est présenté. L'apparition précoce de cellules sur les fronts de flammes à hautes pressions (sous-section 2.3.2.) rend en effet difficile l'estimation de L_b . Ainsi, les résultats et la corrélation qui en découle sont valables pour un maximum de 5 bars, contrairement aux vitesses de flammes.

Comme pour les vitesses de flammes laminares précédemment étudiées, une étude sans dilution est tout d'abord conduite. La première observation qui peut être faite en ce qui concerne la longueur de Markstein L_b est que son principal facteur de variation est la richesse Φ du mélange gazeux. Comme on peut le voir sur la Figure 3.10 (a), l'évolution de L_b en fonction de la richesse Φ peut se séparer en deux parties distinctes. Pour des richesses de mélange $\leq 1,2$, L_b décroît de manière plutôt linéaire, tout en restant positive, en fonction de la richesse. En revanche, passé cette valeur, du côté des flammes riches, la longueur de Markstein décroît subitement et devient négative. Ainsi, à cause de cet effet soudain de la richesse sur la longueur de Markstein, la corrélation proposée dans ces travaux n'est valable que pour des richesses allant jusqu'à une valeur de $\Phi = 1,2$ (ce qui correspond néanmoins bien à des conditions de mélange du moteur automobile à allumage commandé).

En ce qui concerne l'influence de la pression initiale, son effet est le même que pour la vitesse de flamme laminaire. En effet, une pression initiale de mélange supérieure va réduire la longueur de Markstein de la flamme, Figure 3.10 (b). En revanche, contrairement à la vitesse de flamme, l'augmentation de la température initiale du mélange provoque cette fois-ci une réduction de la longueur de Markstein.

La corrélation proposée ici est, comme précédemment pour la vitesse de flamme, pensée comme une révision de la corrélation proposée par Galmiche et al [60]. Pour rappel, cette corrélation a été établie pour des richesses Φ comprises entre 0,9 et 1,2, ainsi que pour une pression initiale de maximum 5 bars, équations (3.11) et (3.12). Les différents coefficients introduits dans ces équations sont présentés dans le *Tableau 3.3* et tout comme ceux obtenus pour la vitesse de flamme laminaire, ces coefficients ont été optimisés par la méthode des moindres carrés. La corrélation est construite avec des pressions en *bar*, des températures en *Kelvin* et des longueurs de Markstein exprimés en *mm*.

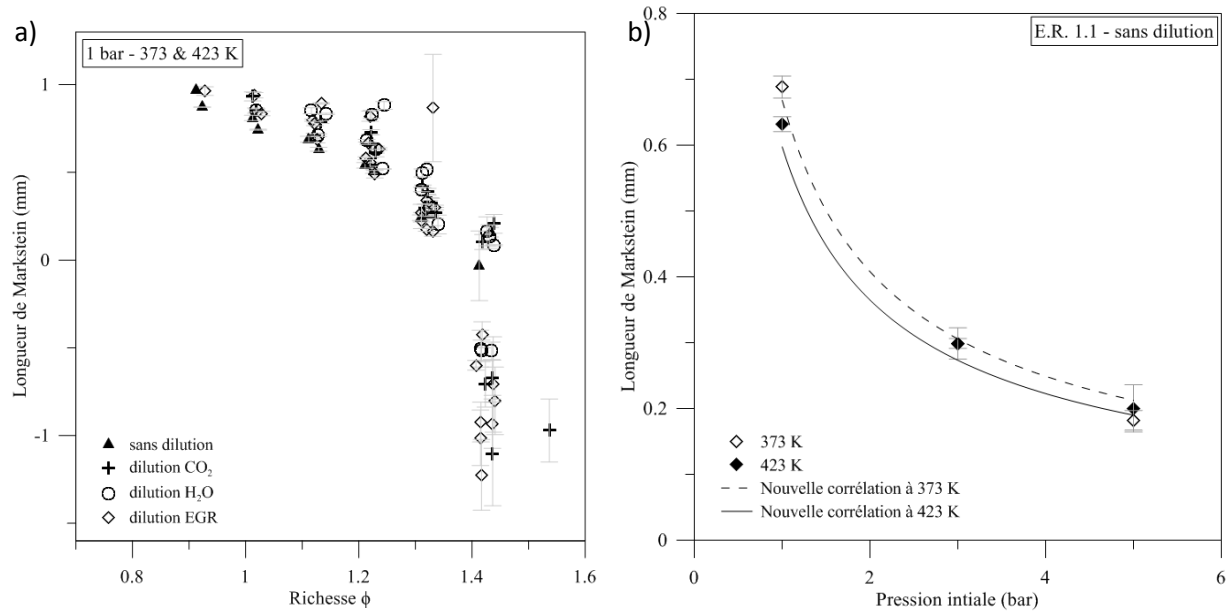


Figure 3.10 : Variation de la longueur de Markstein : (a) en fonction de la richesse, (b) en fonction de la pression.

$$L_b = L_{bref} \left(\frac{T_i}{T_{ref}} \right)^{\alpha_L} \left(\frac{P_i}{P_{ref}} \right)^{\beta_L} \quad (3.11)$$

$$L_{bref} = M\Phi + N \quad (3.12)$$

Paramètres	M	N	α_L	β_L
Valeurs	-1,45	2,23	-0,58	-0,71

Tableau 3.3 : Valeurs numériques des coefficients des équations (3.11) et (3.12).

La comparaison de nos résultats avec ceux de la littérature [38][60][24][36][56][75][74][35][71][45][66] a également été entreprise. Dans les différents cas présentés dans les graphiques de la *Figure 3.11*, il en résulte une bonne concordance des résultats issus de précédents travaux avec nos propres longueurs de Markstein L_b . La corrélation que nous en avons tirée est en concordance avec la littérature dans ses limites de validité, spécialement pour la limite en richesse ($\Phi \leq 1,2$). Ainsi, il n'est pas surprenant de voir les résultats commencer à se disperser à l'approche de cette limite. Une grande différence de résultats sur la *Figure 3.11* avec Bradley et al. [24] est toutefois à noter. Ceci s'explique par l'utilisation du modèle linéaire d'étirement (équation (1.41)) dans leurs déterminations expérimentales. Ce résultat conforte

l'importance de l'utilisation du modèle d'étirement non linéaire (équation (1.42)) pour la détermination de la vitesse de flamme et de la longueur de Markstein, notamment pour les flammes soumises à de forts étirements (sous-section 1.6.2.).

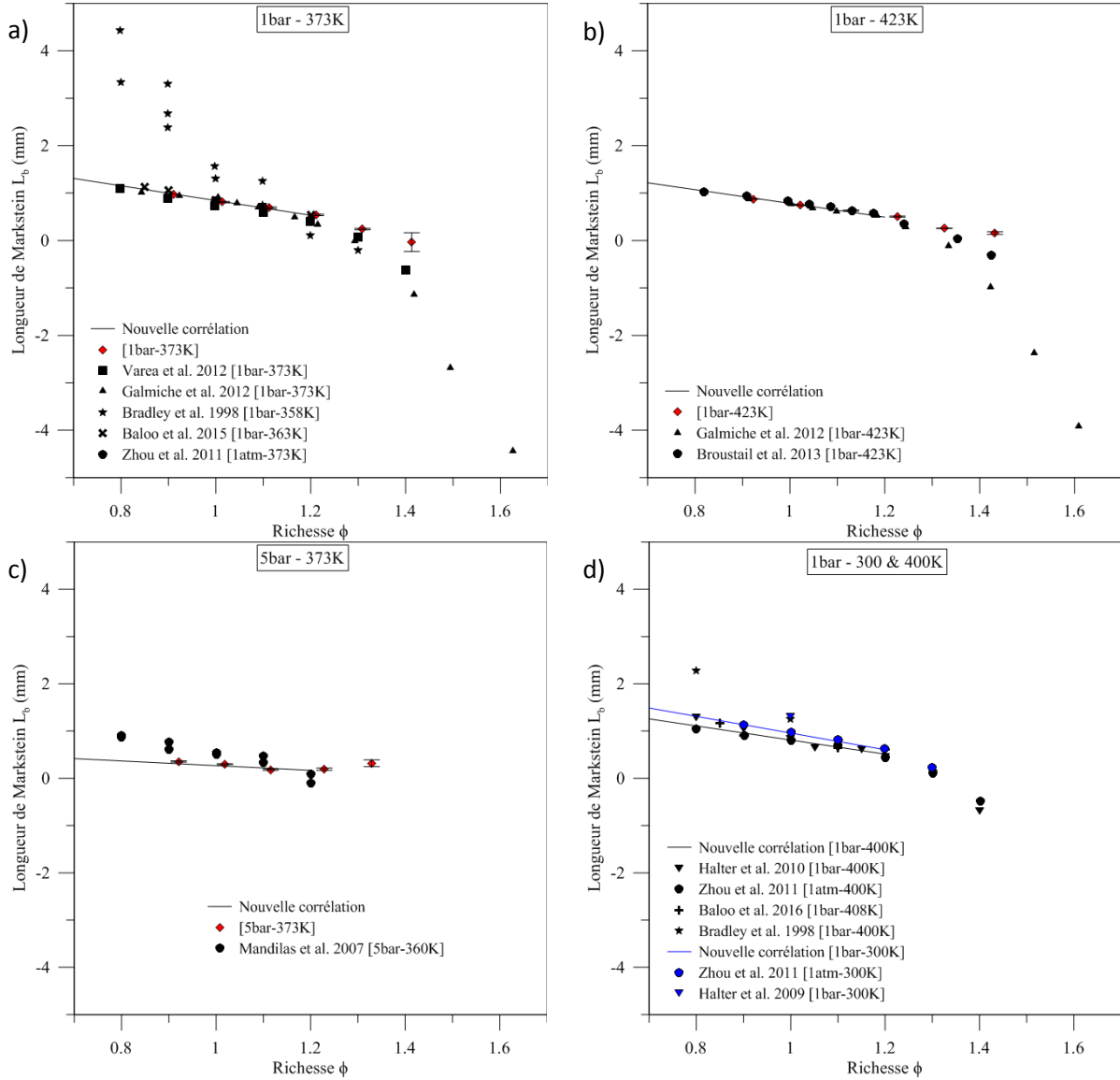


Figure 3.11 : Variation de la longueur de Markstein L_b en fonction de la richesse : comparaisons entre différents résultats de la littérature, résultats de ces travaux et la nouvelle corrélation (équation (3.11)). (a) $P_i = 1 \text{ bar}$ et $T_i = 373 \text{ K}$, (b) $P_i = 1 \text{ bar}$ et $T_i = 423 \text{ K}$, (c) $P_i = 5 \text{ bar}$ et $T_i = 373 \text{ K}$, et (d) $P_i = 1 \text{ bar}$ et $T_i = 300$ et 400 K .

3.2.2. Effets de dilution

Nous allons maintenant étudier l'effet de la dilution sur la longueur de Markstein L_b . L'effet du CO_2 , de l' H_2O et de l' EGR sera étudié ici. En revanche, l'effet de la dilution au N_2 n'ayant pas été étudié dans la précédente corrélation [60], la comparaison avec des résultats de dilution au N_2 ne pourra pas être conduite.

Il est acquis que les principales évolutions de la longueur de Markstein sont principalement dues à la richesse Φ du mélange et dans une moindre mesure à la pression et la température initiale du

mélange. Néanmoins, dans le cas particulier où seul le taux de dilution du mélange varie, l'évolution de la longueur de Markstein de la flamme n'est ni négligeable, ni simple. En effet, comme il est visible sur la *Figure 3.12*, la dilution possède un double effet sur la longueur de Markstein. On voit évidemment que l'augmentation de la dilution du mélange augmente assez sensiblement la valeur de la longueur de Markstein, et ce pour l'ensemble des diluants. La dilution va ainsi augmenter la sensibilité à l'étirement de la flamme. Le deuxième effet est plus subtil. On remarque que cette augmentation de L_b avec la dilution existe toujours lorsque la pression initiale du mélange est augmentée. Néanmoins, cette augmentation est dans un premier temps moins marquée que pour une pression initiale de 1 bar. Or, lorsque le taux de dilution à pression élevée continue d'augmenter, la longueur de Markstein semble augmenter de manière similaire à une exponentielle. De plus, si l'on regarde bien les différences entre 3 et 5 bars, on peut remarquer que plus la pression initiale est élevée, plus le déclenchement de cette brusque augmentation se fait à un taux de dilution élevé.

De plus, comme observée de nouveau sur la *Figure 3.12 (d)*, une certaine hiérarchie s'installe entre les différents diluants. Le lien unissant la longueur de Markstein et la vitesse de flamme laminaire non étirée est ici clairement visible. En effet, les mélanges réactifs aux plus faibles vitesses de flamme sont ceux avec les longueurs de Markstein les plus élevées et inversement, comme le montre la *Figure 3.12 (d)*. On remarque ainsi qu'avec le diluant *EGR*, l'augmentation de la longueur de Markstein L_b est moins importante que pour les diluants CO_2 et H_2O . La composition de l'*EGR* est certainement responsable de ce résultat. Tout comme avec le diluant CO_2 qui, quant à lui, montre les augmentations de L_b les plus marquées. Ceci fait écho aux plus faibles vitesses de flamme également obtenues avec ce diluant CO_2 . En revanche, contrairement à la vitesse de flamme laminaire, les résultats obtenus pour les trois diluants sont bien distincts les uns des autres. Néanmoins, l'évolution particulière de la longueur de Markstein en fonction de la dilution est commune entre les diluants. Ce type d'évolution de L_b semble donc être lié au taux de dilution lui-même, indépendamment du diluant. Chaque diluant apportant par la suite son influence sur les valeurs de la longueur de Markstein.

Ces effets particuliers ont donc motivé la modification de la corrélation avec l'apport du taux de dilution, équations (3.13) et (3.14). Les nouveaux paramètres introduits ont été rassemblés dans le *Tableau 3.4*. La corrélation reproduit l'évolution particulière de L_b avec le taux de dilution et la pression initiale. Si la corrélation reproduit assez fidèlement les résultats obtenus (*Figure 3.12*), une certaine surestimation des résultats est à déplorer avec le diluant CO_2 à 1 et 5 bars.

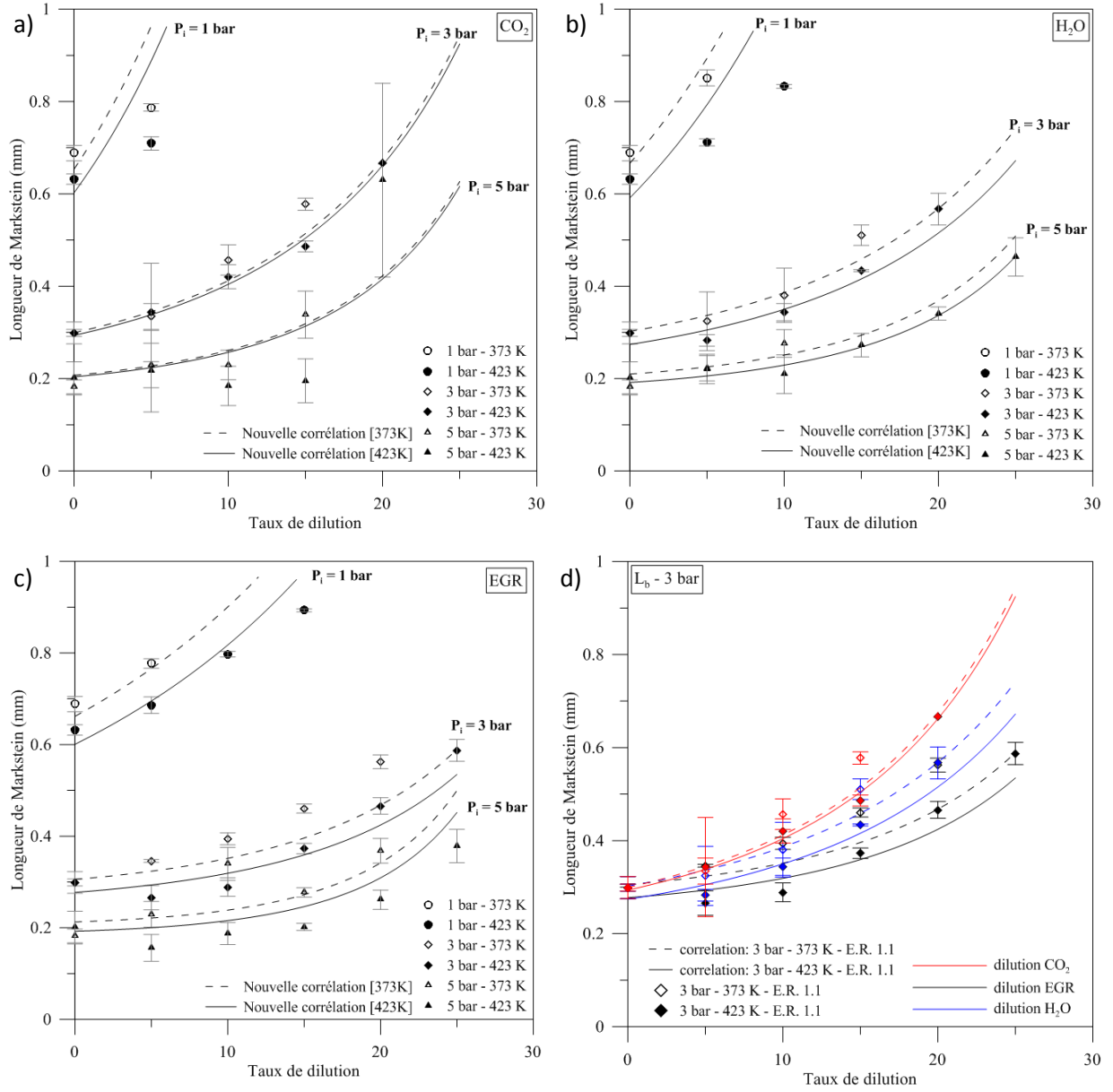


Figure 3.12 : Longueurs de Markstein en fonction du taux de dilution : pour $\Phi = 1,1$ (a) dilution CO₂, (b) dilution H₂O, (c) dilution EGR et (d) comparaison des diluants à $P_i = 3$ bar.

$$L_b(v_{O_2}) = L_b(v_{O_2ref}) \left(\frac{v_{O_2}}{v_{O_2ref}} \right)^{\gamma_{Li}} \quad (3.13)$$

$$\gamma_{Li} = \left(\frac{\gamma_{L1i}}{\left(\frac{P_i}{P_{ref}} \right)} \right) \exp \left(\left(\frac{P_i}{P_{ref}} \right) \gamma_{L2i} \tau \right) \quad (3.14)$$

i =	CO ₂	H ₂ O	EGR
γ_{L1i}	-7,44	-5,619	-2,721
γ_{L2i}	0,95	0,997	1,547

Tableau 3.4 : Valeurs numériques des coefficients de la relation (3.14).

Des comparaisons avec des longueurs de Markstein issues de la littérature [56][35] ont été réalisées. Malgré nos résultats limités de dilution à 1 bar, la Figure 3.13 montre un bon accord de nos résultats avec ceux de Zhou et al. [56]. En revanche, comme exprimé précédemment, la surestimation de notre corrélation est de nouveau observée pour la dilution au CO₂ pour une pression de 1 bar. Néanmoins, la Figure 3.13 (b) présente des résultats de notre corrélation (CO₂ et EGR) dans les conditions thermodynamiques 1bar-300K avec cette fois-ci une bonne concordance avec les résultats de Halter et al. [35]. Le caractère très sensible à l'étirement de la dilution CO₂ par rapport à l'EGR est d'ailleurs particulièrement visible dans ce graphique. A cette basse température (300 K), la distinction entre les diluants est déjà bien marquée, ce qui n'était pas le cas pour la vitesse de flamme laminaire (Figure 3.8 (b)).

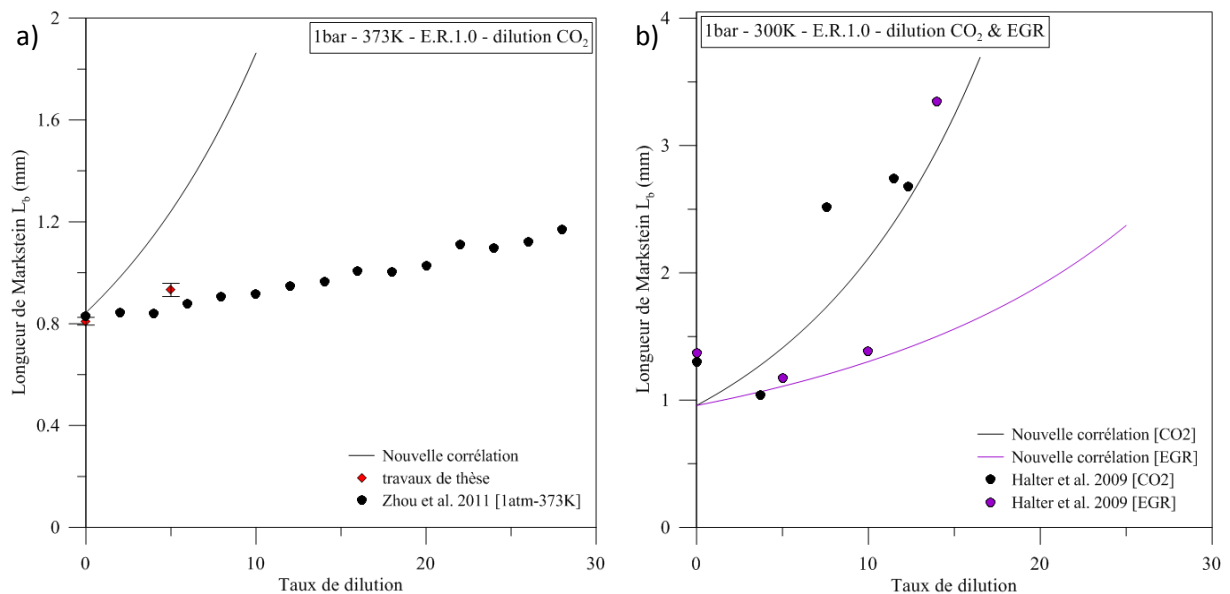


Figure 3.13 : Variation de la longueur de Markstein L_b en fonction du taux de dilution : comparaisons entre différents résultats de la littérature, résultats de ces travaux et la nouvelle corrélation (équation (3.13)). (a) à $\Phi = 1,0$, $P_i = 1$ bar et $T_i = 373$ K, (b) à $\Phi = 1,0$, $P_i = 1$ bar et $T_i = 300$ K.

3.3. Conclusion

Les résultats de cette étude laminaire ont permis le développement de corrélations de vitesse de flamme laminaire non étirée et de longueurs de Markstein pour de larges gammes de pression, température, richesse et dilution. Ces corrélations, principalement utilisées par les modèles de simulation numérique, mettent en avant l'effet de chaque paramètre initial sur S_L^0 et L_b et notamment celui de la dilution, plus particulièrement étudiée ici.

En ce qui concerne la dynamique de la propagation de ces flammes en expansion, les résultats obtenus démontre l'importance de la prise en compte de l'étirement de flamme K . La seule vitesse de flamme laminaire non étirée ne peut en effet définir complètement le comportement des flammes laminaires en expansion, la longueur de Markstein caractérisant l'effet de l'étirement sur la flamme est ainsi primordiale à prendre en compte. De plus, certains cas de flamme à allumage difficile, *sous-section 3.1.3.*, présentent des phénomènes de « puits de vitesse » caractéristiques des forts effets d'étirement subis par les flammes en expansion, appuyant encore l'importance de l'étirement dans la dynamique de propagation des flammes laminaires en expansion.

PARTIE TURBULENTE

Chapitre 4: Etat de l'art sur les flammes turbulentes

Chapitre 5: Dispositifs expérimentaux d'étude turbulente

Chapitre 6: Détermination de coefficient de correction Schlieren

Chapitre 7: Résultats de l'étude turbulente

Chapitre 4: Etat de l'art sur les flammes turbulentes

Mallard et Le Chatelier furent les premiers, dans les années 1880, à montrer l'influence de la turbulence sur la combustion et notamment sa vitesse. Comme vu dans le *Chapitre 1*, les transferts d'espèces et de chaleur sont les clefs des processus de propagation d'une flamme. C'est pourquoi la turbulence et ses fortes fluctuations de champ de vitesse vont grandement affecter la propagation d'une flamme en provoquant la formation de nombreux plissements sur le front de flamme et donc une augmentation de sa surface.

4.1. Ecoulement turbulent

4.1.1. Approche statistique et Turbulence Homogène Isotrope

Le caractère aléatoire et fluctuant d'un écoulement est généralement le signe principal de présence de turbulence. Ce caractère aléatoire rend la résolution de tous les phénomènes mis en jeu par les équations de Navier-Stokes quasiment impossible avec les moyens actuels. En revanche, un écoulement turbulent peut-être décrit de manière statistique, afin d'en dégager des paramètres mesurables comme des grandeurs moyennes, des fluctuations ou des échelles caractéristiques (spatiales ou temporelles).

On peut ainsi décrire statistiquement une grandeur caractéristique de l'écoulement turbulent, comme la vitesse $U(x, y, z, t)$ par exemple, sous la forme de la décomposition de Reynolds en un point i de l'écoulement :

$$U_i(x, y, z, t) = \overline{U(x, y, z, t)} + u(x, y, z, t) \quad (4.1)$$

avec x, y, z, t les trois variables de l'espace et la variable de temps, $\overline{U(x, y, z, t)}$ la vitesse moyenne de l'écoulement et $u(x, y, z, t)$ la composante fluctuante de la vitesse.

Cette décomposition est très utile pour la reformulation des équations régissant la combustion turbulente et leur modélisation par la suite. La composante fluctuante de la vitesse est généralement décrite par l'intensité turbulente notée u' . Cette grandeur est définie comme la moyenne quadratique de la composante fluctuante de la vitesse de l'écoulement :

$$u' = \sqrt{\overline{u^2(x, y, z, t)}} \quad (4.2)$$

Dans le cas où les fluctuations de vitesse ne varient pas dans l'espace, on parle de turbulence « homogène ». Si de plus, ces fluctuations sont uniformes dans les trois directions de l'espace (x, y, z) , c'est-à-dire qu'il n'y a pas de direction de l'espace privilégiée pour l'évolution des paramètres de la turbulence, on parle de turbulence « homogène-isotrope » ou THI. La THI, dont le concept fut défini par Taylor [80], a l'avantage d'être définie par peu de paramètres ($\overline{U}$ et u'). Ces deux caractéristiques sont très importantes pour la suite de l'étude sur la propagation de flammes

turbulentes en expansion. Le dispositif expérimental caractérisé par Galmiche [7] (*Section 5.1.*) et utilisé dans ce travail permet d'obtenir une THI avec une vitesse moyenne nulle dans un volume limité.

4.1.2. Echelles caractéristiques de la turbulence

Un écoulement turbulent se caractérise par l'infinité de tourbillons le constituant. Ces tourbillons sont responsables des fluctuations de vitesse turbulente ainsi que des différents transferts (énergie, masse...) pouvant s'opérer dans l'écoulement. Les tourbillons sont par ailleurs dépendants des échelles caractéristiques de l'écoulement turbulent considéré. En se référant à la théorie de Kolmogorov, datant de 1941, la turbulence est caractérisée par une succession de tourbillons de différentes tailles que l'on a coutume d'appeler « cascade de Kolmogorov ». L'énergie cinétique de la turbulence, notée k , est alors distribuée selon les fréquences associées à ces tourbillons. L'analyse de Kolmogorov représente alors schématiquement la turbulence en se basant sur différentes hypothèses :

- L'essentiel de l'énergie cinétique k est contenue dans les plus grandes structures de la turbulence, c'est-à-dire les plus grands tourbillons. Ces derniers ne sont pas encore directement influencés par la viscosité du fluide.
- A une échelle donnée, les tourbillons résultent de l'instabilité de tourbillons de tailles plus élevées. Ces derniers sont supposés perdre leur stabilité de structure pour engendrer des tourbillons de taille inférieure à qui ils transmettent leur énergie.
- La dissipation d'énergie est essentiellement due aux plus petites structures de la turbulence qui sont détruites par l'effet des frottements visqueux.

Le spectre d'énergie de la turbulence $E(\kappa)$ est défini par la relation :

$$k = \int_0^{\infty} E(\kappa) d\kappa \quad (4.3)$$

avec k l'énergie cinétique de la turbulence et κ le nombre d'onde associé à un tourbillon de taille l . On relie donc le nombre d'onde à la taille du tourbillon par : $\kappa = 2\pi/l$. Cette formulation de l'énergie cinétique de la turbulence exprime la contribution des nombres d'onde compris entre κ et $\kappa + d\kappa$.

La répartition du spectre d'énergie sur l'ensemble de la gamme de tourbillons est visible en *Figure 4.1*. On remarque aisément que la majeure partie de l'énergie se situe au niveau des plus grands tourbillons (faibles valeurs de κ). De plus, le spectre peut se décrire en trois régions distinctes :

- La partie la plus énergétique dans la région des faibles nombres d'onde κ est appelée « zone de production d'énergie ». La production d'énergie observée dans cette zone s'explique par la présence d'importants gradients de vitesse dans l'écoulement pour ces grandes tailles de tourbillons.
- La seconde partie du spectre est définie comme la « zone inertielle ». C'est dans cette zone que s'effectue le transfert de l'énergie des grandes vers les plus petites structures. Dans la théorie de Kolmogorov, cette partie de la courbe d'énergie spectrale possède une pente de valeur $-5/3$, c'est-à-dire que l'énergie $E(\kappa)$ est proportionnelle à $\kappa^{-5/3}$.

- On nommera enfin « zone dissipative » la troisième et dernière partie du spectre d'énergie. Ici, les plus petits tourbillons du spectre ont une fréquence très élevée de rotation, ce qui provoque une dissipation visqueuse de leur énergie par frottements, qui se transforme alors sous forme de chaleur.

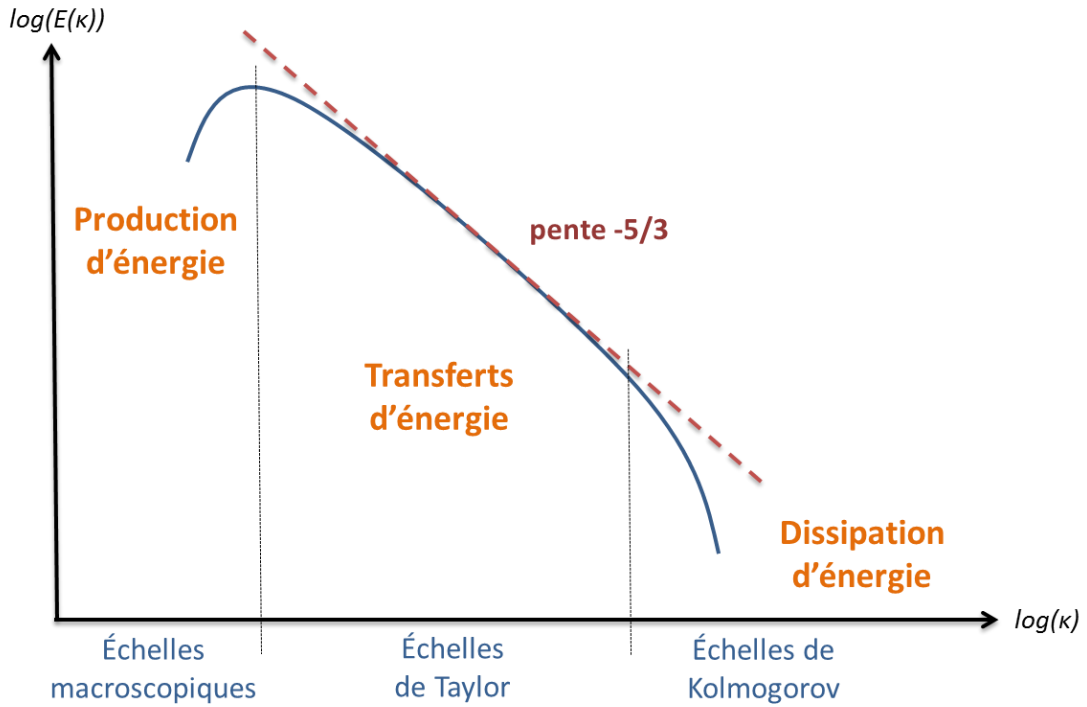


Figure 4.1 : Représentation classique du spectre d'énergie en Turbulence Homogène Isotrope (THI).

Dans le cadre de la THI, l'énergie cinétique turbulente est directement reliée à l'intensité turbulente et peut-être approximée par la relation :

$$k = \frac{3}{2} u'^2 \quad (4.4)$$

Le graphique de la Figure 4.1 met également en évidence trois échelles spatiales caractéristiques d'un écoulement turbulent :

- L'échelle intégrale spatiale L . Elle est définie comme la dimension caractéristique des plus grands tourbillons portant l'essentiel de l'énergie cinétique turbulente du milieu. On peut également définir l'échelle intégrale de temps T_{temps} qui correspond à l'ordre de grandeur de la durée de vie de ces grandes structures spatiales. Dans le cadre de l'hypothèse de Taylor [81], où on suppose que la vitesse de convection des structures turbulentes est égale à la vitesse non nulle de l'écoulement moyen $\bar{U}$, on relie alors les différentes échelles intégrales par la relation :

$$L = \bar{U} * T_{temps} \quad (4.5)$$

En revanche, dans le cas d'un écoulement moyen de valeur nulle, $\bar{U} = 0$, la relation de Taylor (4.5) ne peut pas être appliquée. On utilisera alors la relation proposée par Abdel-Gayed et al. [82] :

$$L = \bar{s} * T \quad \text{avec} \quad \bar{s} = \sqrt{\frac{8}{\pi}} u' \quad (4.6)$$

où $\bar{s}$ est la « vitesse pseudo-convective ». Elle représente la vitesse moyenne associée à une loi de probabilité gaussienne et tridimensionnelle de la vitesse, pour une Turbulence Homogène Isotrope.

L'échelle intégrale L permet également de définir le nombre de Reynolds turbulent Re_L caractéristique de l'écoulement. Ce nombre de Reynolds, basé sur l'échelle intégrale spatiale, caractérise le rapport entre l'intensité de l'agitation turbulente et celle des forces de viscosité :

$$Re_L = \frac{u' L}{\nu} \quad (4.7)$$

- L'échelle de Taylor λ . Elle représente l'échelle caractéristique des tourbillons à partir de laquelle la dissipation visqueuse de l'énergie turbulente devient prédominante. En THI, on peut décrire le taux de dissipation de l'énergie cinétique ε par la relation [83] :

$$\varepsilon = 15\nu \frac{u'^2}{\lambda^2} = C_\varepsilon \frac{u'^3}{L} \quad (4.8)$$

avec ν la viscosité cinématique du fluide en m^2/s et C_ε le taux de dissipation normalisé.

La détermination de ce taux de dissipation ε étant difficile expérimentalement, une valeur d'environ 1 est retenue pour C_ε dans cette étude comme déjà expliqué par Galmiche [7]. Ceci nous amène à une échelle de Taylor λ définie par la relation :

$$\lambda \sim \sqrt{15 \frac{L\nu}{u'}} \quad (4.9)$$

ou bien :

$$\frac{\lambda}{L} \sim \sqrt{\frac{15}{Re_L}} \quad (4.10)$$

- L'échelle de Kolmogorov η . Cette dernière représente la plus petite échelle spatiale rencontrée dans l'écoulement turbulent. Ces tourbillons sont de trop petites tailles pour engendrer d'autres de tailles inférieures comme précédemment. Ces structures spatiales sont ainsi responsables de la dissipation de l'énergie cinétique par frottement et donc sous forme de chaleur dans le fluide. En se plaçant dans les mêmes conditions que pour l'échelle de Taylor, on peut relier l'échelle de Kolmogorov à l'échelle intégrale et le nombre de Reynolds turbulent avec la relation :

$$\frac{\eta}{L} \sim Re_L^{-3/4} \quad (4.11)$$

4.2. Classification des flammes turbulentes

La combustion turbulente diffère de la combustion laminaire par l'ajout d'une dépendance aux conditions aérodynamiques du mélange gazeux en plus des conditions thermodynamiques et chimiques du mélange réactif. Il existe donc une forte influence de la turbulence sur la flamme ainsi qu'une action du front de flamme sur la turbulence qui modifie l'écoulement.

Différents régimes de combustion turbulente sont définis selon les caractéristiques des flammes et de la turbulence qui sont en présence. Les interactions directes entre flamme et turbulence peuvent être décrites par différents nombres adimensionnels.

4.2.1. Nombres adimensionnels

Les deux nombres adimensionnels utilisés pour caractériser les flammes turbulentes en plus du nombre de Reynolds turbulent Re_L vu dans la Section 4.1. sont le nombre de Damköhler et le nombre de Karlovitz.

Le nombre de Damköhler, noté Da , compare les temps caractéristiques de la turbulence τ_L et de la chimie τ_{ch} . Il est défini par la relation :

$$Da = \frac{\tau_L}{\tau_{ch}} = \frac{L/u'}{\delta_L/S_L^0} \quad (4.12)$$

Le temps caractéristique de la turbulence est défini comme le rapport entre l'échelle intégrale et l'intensité turbulente et le temps caractéristique de la chimie comme le rapport entre l'épaisseur de flamme laminaire et la vitesse de flamme laminaire non étirée.

Le nombre de Karlovitz, noté Ka , compare quant à lui le temps caractéristique de la chimie τ_{ch} avec l'échelle temporelle de Kolmogorov τ_η , c'est-à-dire les temps caractéristiques des plus petites échelles de la turbulence. On définit ce nombre par la relation :

$$Ka = \frac{\tau_{ch}}{\tau_\eta} = \frac{\delta_L/S_L^0}{\eta/u_\eta} \sim \frac{(u'/S_L^0)^{3/2}}{(L/\delta_L)^{1/2}} \quad (4.13)$$

$$\tau_\eta = \frac{L}{u'} \sqrt{\frac{1}{Re_L}} \sim \frac{1}{u'} \sqrt{\frac{S_L^0 L \delta_L}{u'}} \quad (4.14)$$

Les relations de proportionnalités précédentes deviennent des égalités en les multipliant par la racine carrée du nombre de Prandtl Pr . Le nombre de Prandtl est un nombre sans dimension comparant la diffusivité de quantité de mouvement et la diffusivité thermique d'un fluide. Ce nombre ne dépend pas de l'écoulement considéré, mais uniquement du fluide en question. Il est défini par la relation :

$$Pr = \frac{\nu}{\lambda_{therm}/\rho c_p} \quad (4.15)$$

avec ν la viscosité cinématique, λ_{therm} la conductivité thermique, ρ la masse volumique et c_p la capacité thermique massique du fluide. Le rapport $\lambda_{therm}/\rho c_p$ représente alors la diffusivité

thermique du fluide. Pour nos mélanges *isooctane/air*, le nombre de Prandtl varie entre 0,72 et 0,75.

4.2.2. Diagramme de Borghi et régimes de flammes turbulentes

Les nombres adimensionnels précédemment définis permettent de classer les flammes turbulentes selon la structure de leur front dans différents régimes de combustion turbulente. Ces régimes sont présentés dans le « diagramme de Borghi » en fonction des variables u'/S_L^0 et L/δ_L comme le montre la Figure 4.2. Ce diagramme de classification fut pour la première fois introduit par Borghi et al.[84] puis complété par Peters [85], Poinso et al. [86] ou plus récemment par Chaudhuri et al.[87]. Certaines hypothèses sont toutefois requises pour l'établissement d'un tel diagramme. La turbulence est supposée homogène et isotrope (THI) dans le milieu de propagation de la flamme. Les effets d'étirement ne sont pas pris en compte et les effets visqueux sont quant à eux négligés. De plus, la classification des flammes turbulentes a été réalisée de manière totalement phénoménologique, en conséquence, les frontières représentées dans le diagramme ne sont pas nécessairement absolues.

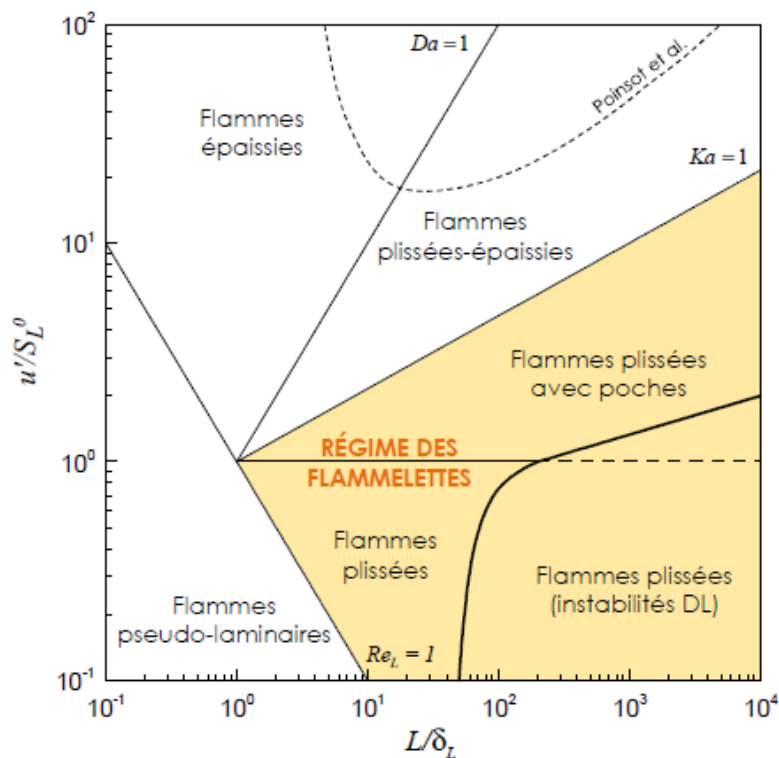


Figure 4.2 : Classification des régimes de combustion turbulente prémélangée (d'après [84] et [87]), [7].

Quatre grandes zones se distinguent dans le diagramme de Borghi : les flammes pseudo-laminaires, le régime des flammelettes, les flammes plissées-épaissies et les flammes épaissies. Chacune de ses zones est définie, phénoménologiquement, par les critères suivants :

- Tout d'abord la zone des flammes pseudo-laminaires est caractérisée par le nombre de Reynolds $Re_L < 1$. Ces flammes peuvent être obtenues par absence pure et simple d'écoulement turbulent dans leur milieu de propagation, ou bien par une viscosité très importante du mélange réactif ($Re_L < 1$). La première option est la plus souvent rencontrée.

- Le régime des flammellettes est défini pour les Reynolds $Re_L > 1$ et pour des nombres de Karlovitz $Ka < 1$. Ce régime se caractérise par des temps caractéristiques de la chimie inférieurs à ceux des échelles de Kolmogorov. Cela implique que la chimie de la flamme est très rapide devant les phénomènes turbulents de l'écoulement. On peut alors observer une déformation de la forme naturelle du front de flamme (sa forme en écoulement laminaire par exemple) par les structures turbulentes de l'écoulement. On considère alors que ces flammes turbulentes possèdent localement toutes les caractéristiques des flammes laminaires ainsi qu'une zone de réaction infiniment mince. Deux cas de figures vont alors être observés dans le cadre du régime des flammellettes :
 - Dans le cas où $u'/S_L^0 < 1$, on parlera de flammes turbulentes « plissées » (Figure 4.3 (a)). Les fluctuations turbulentes u' sont moins rapides que la vitesse de flamme laminaire non étirée qui caractérise le mélange réactif. Par conséquent, le front de flamme turbulent est plissé par l'écoulement sans provoquer d'interactions entre les multitudes de petites flammellettes ainsi créées sur le front de flamme.
 - En revanche, dans le cas où $u'/S_L^0 > 1$, on parlera de flammes turbulentes « plissées avec poches » (Figure 4.3 (b)). Ici, les tourbillons de l'écoulement ont suffisamment de vitesse (et donc d'énergie) pour modifier plus fortement la forme du front de flamme. Des interactions entre fronts de flamme locaux voisins peuvent avoir lieu et engendrer la formation de « poches » de gaz frais ou de gaz brûlés.

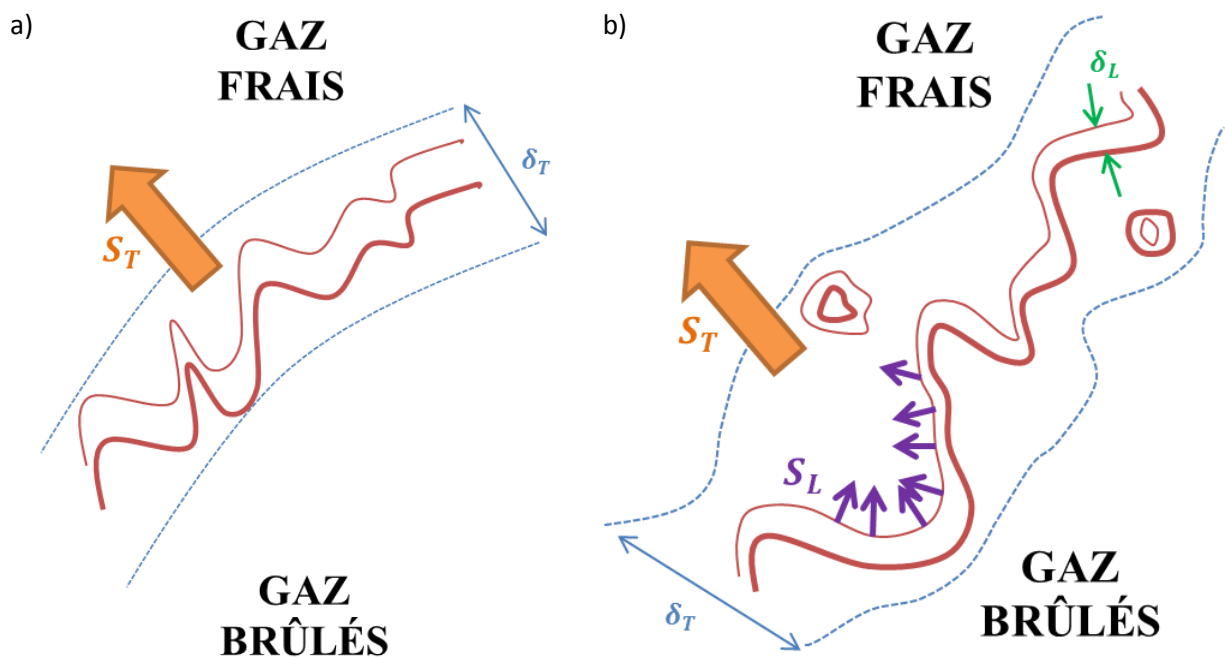


Figure 4.3 : Schéma de flammes turbulentes : (a) type « plissée », (b) type « plissée avec poches ».

Les flammes turbulentes rencontrées dans le régime des flammellettes sont donc un assemblage de plusieurs flammes possédant localement les caractéristiques de flammes laminaires. On considère donc que la turbulence a pour unique effet d'augmenter la surface de flamme dans cette configuration. Le front de flamme étant, quant à lui toujours considéré comme infiniment mince.

Le régime des flammelettes est également affecté par l'instabilité hydrodynamique (ou de Darrieus-Landau) rencontrée en flamme laminaire (*sous-section 1.5.2.*). Un plissement naturel (dû à l'instabilité) de la flamme peut alors s'ajouter à ceux créés par la turbulence. L'impact de ce phénomène a été pris en compte par Chaudhuri et al.[87] et ajouté au diagramme originel de Borghi (*Figure 4.2*).

- Le troisième régime est celui des flammes plissées-épaissies (*Figure 4.4*) qui est défini pour des valeurs de $Ka > 1$ et des nombres de Damköhler $Da \leq 1$. Dans cette situation, les temps caractéristiques de la chimie sont plus grands que ceux de la turbulence. L'ensemble des structures de la turbulence peuvent ici pénétrer à l'intérieur du front de flamme étant donné leur taille inférieure à l'épaisseur de flamme laminaire δ_L , la structure interne de la flamme commence ainsi à être modifiée. De nombreuses interactions entre flammelettes voisines se produisent du fait du rayon de courbure de l'ordre de δ_L . L'épaisseur du front de flamme peut alors augmenter localement [88].

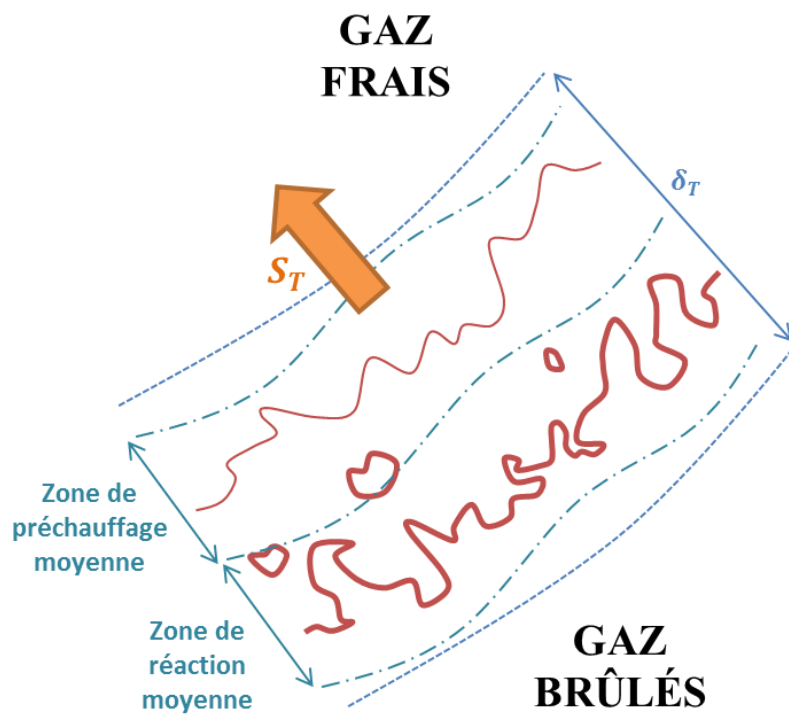


Figure 4.4 : Schéma de flamme turbulente de type « plissée épaissie ».

- Enfin, la zone des flammes épaissies est atteinte pour des valeurs du nombre de Damköhler $Da \geq 1$. Les temps caractéristiques de la chimie sont ici rapides devant ceux des échelles intégrales de la turbulence, mais restent toutefois grands devant les temps caractéristiques des échelles de Kolmogorov ($Ka > 1$). En conséquence le front de flamme est alors légèrement courbé par les grandes échelles de la turbulence, mais toujours fortement attaqué en son sein par les petites échelles turbulentes. Il en résulte un épaississement du front de flamme en général. Il devient alors plus judicieux de parler de zone de réaction. Cette zone, épaisse vis-à-vis des structures turbulentes et chimiques mises en jeu, est constituée de nombreux replis du front de flamme originel.

Cette classification de flammes turbulentes basée sur les nombres adimensionnels caractéristiques des flammes turbulentes peut toutefois être remise en cause par de nombreux développements récents, notamment en ce qui concerne le régime des flammelettes.

En effet, la limite haute du régime de flamme des « flammelettes » reste l'objet de débats et de divergences d'opinions. Le critère de Klimov-Williams [89], délimitant la zone du régime des « flammelettes » jusqu'à $Ka = 1$ est unanimement jugée trop restrictive. Ce critère étant basé uniquement sur une réflexion dimensionnelle dans le diagramme de Borghi, celui-ci ne tient absolument pas compte des importants effets visqueux du fluide au niveau des échelles de Kolmogorov.

On peut alors considérer que le régime des flammelettes ne se limite pas exclusivement au critère de Klimov-Williams ($Ka = 1$) comme le rappelle Driscoll [90] qui estime que le régime peut exister à $Ka = 10$ et plus. Ce qui est le cas pour nombre de flammes de la littérature [91][92][93][94]. Ces dernières présentent des zones de préchauffage d'épaisseur inférieure ou égale à l'épaisseur de flamme laminaire pour de telles valeurs de Karlovitz.

Peters [85], quant à lui, propose d'étendre le régime des flammes plissées-épaissies à des valeurs de Karlovitz pouvant aller jusqu'à $Ka = 100$. Il propose d'ailleurs de définir un autre nombre de Karlovitz basé cette fois sur l'épaisseur de la zone de réaction δ_r :

$$Ka_r = \left(\frac{\delta_r}{\eta} \right)^2 \approx \frac{Ka}{100} \quad (4.16)$$

Dans ce cas ($Ka_r < 1$ ou < 100), les structures turbulentes sont suffisamment petites pour pénétrer dans la zone de préchauffage, mais pas dans la fine zone de réaction. En entrant dans la zone de préchauffage, ces structures vont accentuer le mélange devant la zone de réaction. En revanche, pour $Ka_r > 1$, les échelles spatiales de Kolmogorov deviennent de taille comparable à celle de l'épaisseur de la zone de réaction voire plus petite et peuvent ainsi l'altérer ce qui provoque une forte perturbation de cette dernière.

Poinsot et al. [86] montrent, en utilisant des simulations DNS (*Direct Numerical Simulation*) d'une flamme laminaire plane en interaction avec deux vortex, que les tourbillons de taille η ont un temps de vie trop court pour pouvoir significativement altérer la structure du front de flamme turbulent. Le domaine du régime des flammelettes peut alors s'étendre vers de plus grandes valeurs de Karlovitz et de u'/S_L^0 comme il est visible sur la *Figure 4.2*. Les petites structures de la turbulence peuvent alors entrer en interaction avec la zone de préchauffage du front de flamme, mais on considère qu'elles ne sont pas encore suffisantes pour atteindre la fine zone de réaction de la flamme [85][95][96]. Ces résultats tendent à confirmer que le régime des flammelettes peut être étendu à de plus grandes valeurs de Karlovitz, comme la proposition de Peters ($Ka = 100$).

Par ailleurs, Dinkelacker [88] a montré, par analyse de résultats expérimentaux, que l'étirement du front de flamme restait le facteur dominant en ce qui concerne la structure interne du front. De plus, il affirme que le régime des flammelettes reste valable pour des Reynolds allant jusqu'à $Re_L = 600$.

4.2.3. Régime de combustion turbulente en moteur à allumage commandé

Dans une problématique de moteur à allumage commandé, les flammes de prémélange rencontrées se propagent dans les régimes des flammelettes (plissées avec poches) et des flammes plissées épaissies [97][98][99]. La Figure 4.5 (a) extraite des travaux de Linse et al.[98] présente les zones rencontrées par la flamme durant sa propagation en fonction de divers paramètres comme le régime moteur et la charge. Ces termes spécifiques au moteur peuvent être respectivement mis en lien avec des variations d'intensité turbulente u' et de pression initiale P_i . Une augmentation du régime moteur entraîne une augmentation de l'intensité turbulente u' et donc du rapport u'/S_L^0 . La trajectoire des flammes dans le digramme de Borghi est ainsi déplacée vers le haut. De la même manière, une augmentation de la charge (ou pression) moteur entraîne une réduction de l'épaisseur de flamme et de la vitesse de flamme, c'est-à-dire une augmentation des rapports L/δ_L et u'/S_L^0 . La trajectoire des flammes est alors translatée vers la droite du diagramme de Borghi. La Figure 4.5 (b) extraite des travaux de Mounaïm-Rousselle et al.[99] présente le même diagramme pour une variation du taux de dilution avec EGR. Dans ce cas, l'augmentation du taux d'EGR provoque une réduction de la vitesse de flamme laminaire S_L^0 ainsi qu'une augmentation de l'épaisseur de flamme δ_L , ce qui se traduit par une augmentation du rapport u'/S_L^0 et une réduction du rapport L/δ_L . On observe ainsi un déplacement des trajectoires de flammes vers le haut et vers la gauche du diagramme de Borghi. Or, la plupart des modèles actuels de simulation pour les moteurs à allumage commandé sont basés sur le régime des flammelettes [100][101][102]. Les mélanges fortement dilués peuvent alors remettre en cause les modèles utilisés pour simuler la combustion rencontrée durant un cycle moteur.

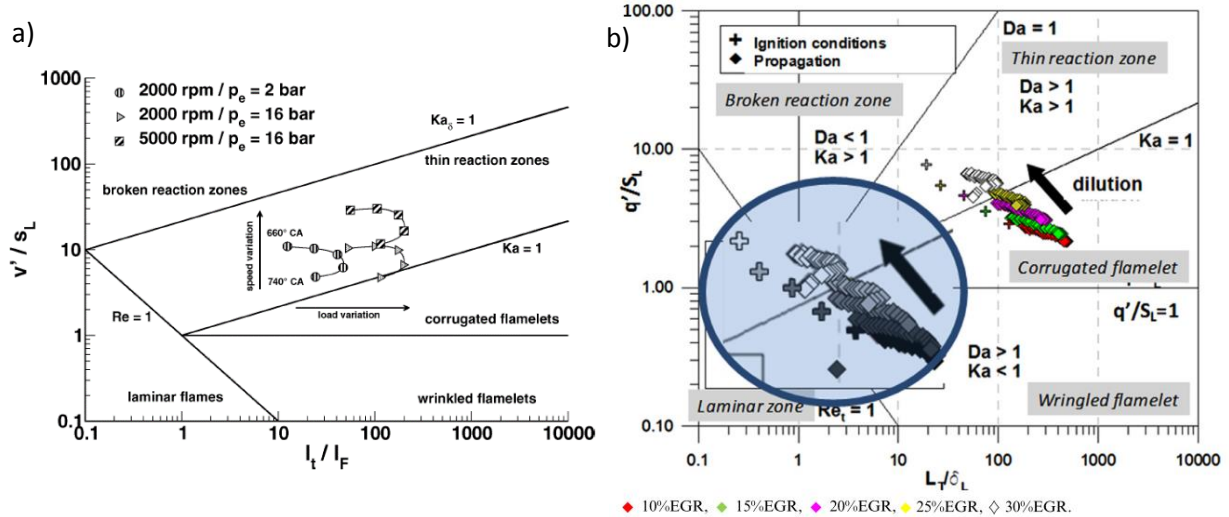


Figure 4.5 : Trajectoires de flammes en propagation moteur dans un diagramme de Borghi : (a) Linse et al. [98], (b) Mounaïm-Rousselle et al. [99].

Comme le montrent les essais réalisés précédemment par Galmiche [7] en *Figure 4.6*, les flammes turbulentes réalisées en enceinte sphérique peuvent se situer dans les zones du régime des flammelettes et celui des flammes plissées-épaissies. De plus, nous avons précédemment vu que le régime des flammelettes ne pouvait être réduit seulement par le critère de Klimov-Williams et que la zone de ce régime peut empiéter très largement sur celle des flammes plissées-épaissies. C'est pourquoi la suite de cette étude se limitera à des flammes se propageant dans le domaine des flammelettes.

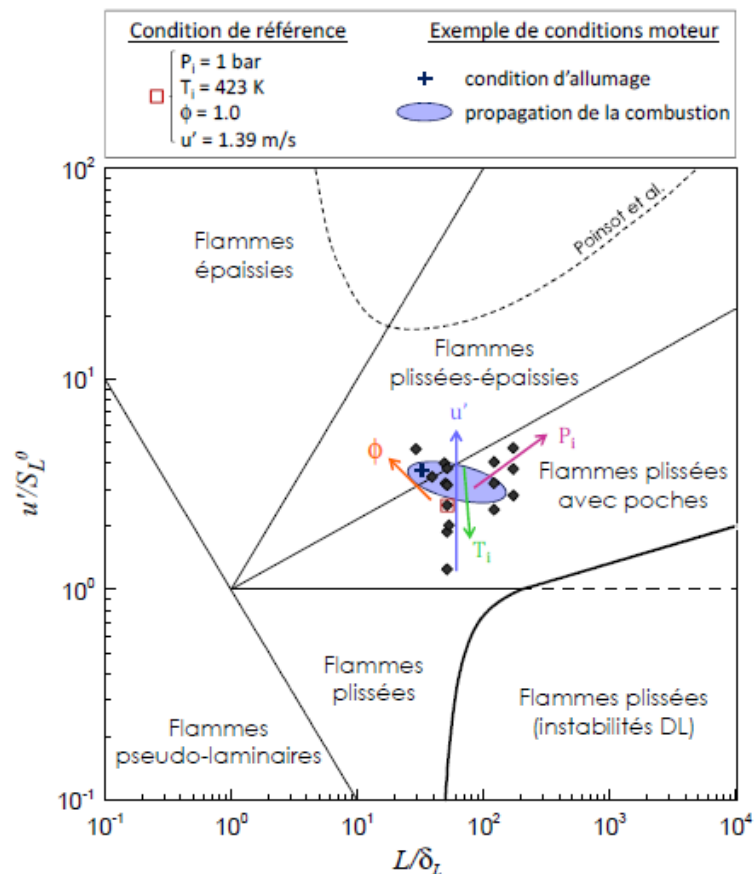


Figure 4.6 : Régimes de combustion turbulente des essais en enceinte sphérique de Galmiche [7].

4.3. Interactions Flamme-Turbulence : régime des flammelettes

Dans le cadre de la combustion d'un mélange réactif dans un cylindre moteur, nous avons précédemment vu que la flamme se propage suivant le régime des flammelettes. Les interactions entre la flamme et la turbulence dans ce régime sont donc discutées ici. Si la turbulence modifie de manière évidente la structure du front de flamme, il ne faut pas négliger l'influence de l'expansion et de la propagation du front de flamme sur l'écoulement, pouvant affecter les gradients de vitesse, les masses volumiques ou encore la viscosité. De manière générale, la turbulence affecte de trois manières la flamme :

- Elle augmente sa vitesse de propagation.
- Elle augmente sa surface qui plisse sous l'action de l'écoulement turbulent.
- Elle augmente les échanges gaz frais/gaz brûlés via l'augmentation de la diffusivité turbulente.

4.3.1. Influence de la turbulence sur la flamme

Le régime des flammelettes se caractérise par une turbulence relativement modérée venant plisser le front de flamme. L'action de la turbulence sur la flamme est donc d'altérer sa structure parfaitement sphérique (flamme laminaire) en venant perturber la propagation du front de flamme. Cette action de la turbulence, provoquant le plissement du front de flamme (caractéristique des flammelettes) va accroître la surface de la flamme. Dans ce cas, la vitesse de flamme turbulente, notée S_T , augmente de même que l'épaisseur de flamme turbulente (ou *flame brush*), notée δ_T . Cette dernière notion est détaillée en Section 4.4. (relation (4.24)) et est schématisée en Figure 4.7. De plus, un accroissement des fluctuations de vitesse u' a pour effet d'augmenter davantage S_T et δ_T .

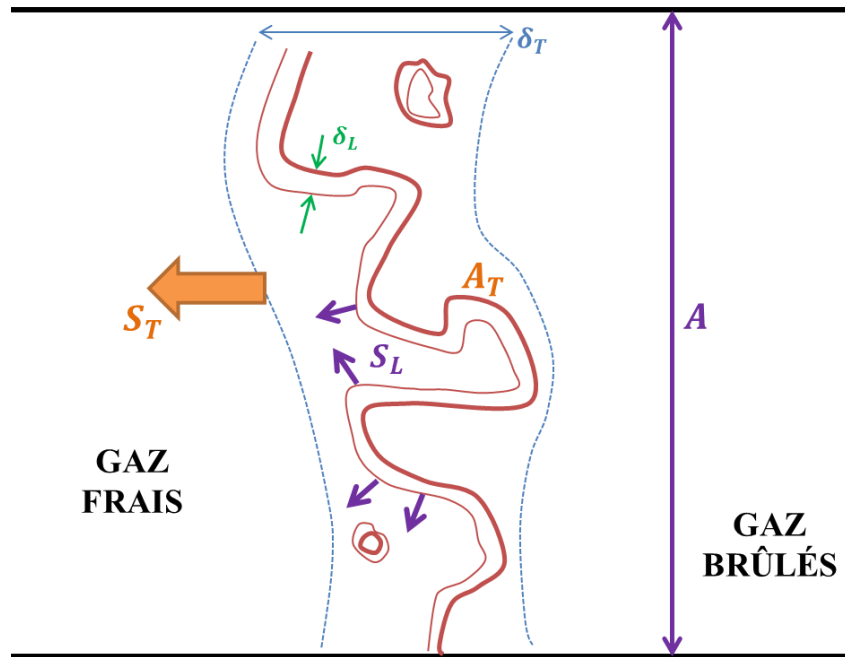


Figure 4.7 : Schéma d'une flamme turbulente : Aire et Vitesse de flamme laminaire et turbulente.

La structure des flammelettes et leur impact sur la vitesse de combustion turbulente sont largement étudiés dans la littérature [90]. En 1940, Damköhler [103] fut le premier à introduire le principe de plissement du front de flamme comme principal mécanisme contrôlant les flammes turbulentes. Il propose alors, dans le cadre du régime des flammelettes, de relier l'augmentation de la vitesse de flamme turbulente S_T , représentant ici la vitesse de déplacement globale d'un front de flamme plissé dans un plan 1D, à celle de l'aire de flamme turbulente A_T via une simple égalité, depuis reprise par Driscoll [90] :

$$\frac{S_T}{S_L} = \frac{A_T}{A_L} \cdot I_0 \quad (4.17)$$

avec I_0 le facteur moyen d'étirement défini par Bray [104]. Si cette relation est encore aujourd'hui souvent utilisée dans les modèles de simulation numérique, le facteur I_0 reste difficile à estimer.

D'autres modèles, le plus souvent empiriques, ont été développés pour exprimer la vitesse de flamme turbulente S_T . Dahoe et al. [105] en ont récemment recensé une quarantaine exprimant le rapport S_T/S_L^0 comme des fonctions $f(u'/S_L^0)$ ou $f(u'/S_L^0, L/\delta_L)$. D'autres modèles plus simples [103][106] par exemple, ont considéré la vitesse S_T directement dépendante des fluctuations de vitesse u' par une relation de la forme :

$$\frac{S_T}{S_L^0} = 1 + A \left(\frac{u'}{S_L^0} \right)^B \quad (4.18)$$

avec A et B des constantes dépendantes du mélange réactif.

Plusieurs auteurs de la littérature, [107][108][109][110][111][112], ont également développé des relations algébriques issues de l'expérience permettant de suivre l'évolution de la vitesse de flamme turbulente de prémélange au cours de la propagation de la flamme. Ces modèles s'avèrent très utiles pour le développement de modèles de sous-maille de simulation LES (Large Eddy Simulation) pour une combustion turbulente de type moteur à allumage commandé notamment.

Certains de ces modèles utilisent le rapport de la dérivée temporelle du rayon de flamme turbulente équivalent (noté R_S) avec la vitesse de propagation de flamme laminaire V_L^0 . Ainsi, Chaudhuri et al. [112] exprime par exemple ce rapport en fonction d'un nombre de Reynolds basé sur une diffusivité associée à la longueur de Markstein $D_M \sim S_L^0 \cdot L_b$:

$$\frac{dR_S/dt}{V_L^0} \propto \sqrt{\frac{u' R_S}{S_L^0 L_b}} \quad (4.19)$$

En effet, le terme $\frac{u' R_S}{S_L^0 L_b}$ peut-être considéré comme un nombre de Reynolds. Il est alors défini par le rayon R_S de flamme comme longueur caractéristique à la place de l'échelle intégrale L , et la diffusivité D_M basée sur la longueur de Markstein remplace l'habituelle viscosité cinématique ν . Bien qu'établie dans des conditions de turbulence non-uniforme et non-constante spatialement, Galmiche et al. [7] ont validé cette expression dans le cadre d'une THI. Cette expression est ainsi vérifiée et semble donc conforme, quelles que soient les conditions de température, pression, intensité turbulente, carburant et richesse [7][113] mais uniquement pour des longueurs de Markstein positives.

Une autre loi, proposée par Chaudhuri et al. [111], est cette fois exprimée comme fonction d'un nombre de Reynolds basé sur la diffusivité thermique $D_{th} \sim S_L^0 \cdot \delta_L$:

$$\frac{dR_S/dt}{V_L^0} \propto \sqrt{\frac{u' R_S}{S_L^0 \delta_L}} \quad (4.20)$$

Néanmoins, les effets de diffusivité massique ne sont cette fois-ci pas pris en compte et cette relation présente des tendances à être dépendante de la composition (richesse) du mélange. Pour y remédier, Galmiche [7] propose une évolution de la relation (4.21) en ajoutant une dépendance au nombre de Lewis effectif défini par Bechtold et Matalon [26] pour éviter une discontinuité dans le nombre de Lewis à la stœchiométrie :

$$\frac{dR_S/dt}{V_L^0} \propto \sqrt{\frac{u' R_S}{S_L^0 \delta_L}} \cdot \frac{1}{Le_{eff}^2} \quad (4.21)$$

Malheureusement, si cette relation est validée pour différentes valeurs de température, pression, intensité turbulente et richesse dans le cadre du carburant isooctane[7], elle n'est valable que pour ce carburant. Les mélanges d'isooctane utilisés possèdent des nombres de Lewis compris entre 1,4 et 2. Si des mélanges de propane/air, à Lewis équivalent, suivent la même tendance que l'*isooctane*, Bréquigny [113] a montré que des mélanges *méthane/air* à nombre de Lewis plus faible (aux alentours de l'unité) possèdent une tendance linéaire différente. Il conclut alors que la *relation (4.21)* est tout de même dépendante de la gamme de Lewis rencontrée et mériterait une étude plus approfondie pour prouver sa pertinence pour des nombres de Lewis inférieurs ou égaux à l'unité et supérieurs à 2.

4.3.2. Effet de « bending »

Contrairement à ce qu'indiquent les relations du paragraphe précédent, il semble que la vitesse de flamme turbulente ne croît pas indéfiniment avec l'intensité turbulente. En effet, il est observé dans la littérature [114][108][85][115][116][90][110], pour des taux de turbulence élevés une stagnation voire une diminution de S_T à partir de certaines valeurs de u' . Dans la littérature, ce phénomène est appelé « bending ».

Ce phénomène est dépendant des conditions extérieures de développement de la flamme et notamment de la richesse de mélange [114], *Figure 4.8* :

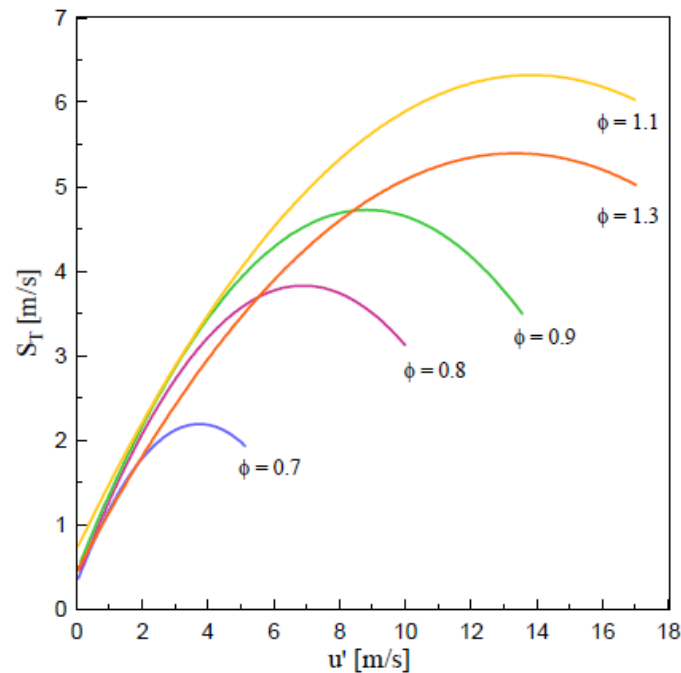


Figure 4.8 : Evolution caractéristique de la vitesse de flamme turbulente S_T en fonction de l'intensité u' pour différentes richesses Φ de mélanges propane/air, graphique tiré des travaux de Galmiche [60] et basé sur des résultats d'Abdel-Gayed et al. [114].

Plusieurs auteurs de la littérature ont donné des explications de l'apparition de ce phénomène. Pour Peters [85], l'apparition du phénomène de « bending » correspond à la transition subie par la flamme

entre le régime des flammelettes et le régime des flammes épaissies. Avec une configuration de flammes de brûleurs, Filatyev et al. [116] a montré que sous l'effet d'un fort plissement, deux zones proches au sein du front de flamme peuvent entrer en contact et ne former à nouveau qu'une seule et même structure de la surface de flamme. Ce type de développement entrave ainsi l'augmentation continue de la surface de flamme avec l'intensité turbulente. Des extinctions locales de la flamme peuvent par ailleurs survenir sous l'effet d'étirements locaux trop importants dus aux plissements de flamme. Ces extinctions apparaissent principalement dans les zones concaves du front de flamme comme le montrent Haq et al. [115] sur des flammes de prémélange *isooctane/air* riches.

Les géométries de flamme peuvent également être à l'origine du phénomène de « bending ». Dans le cas de brûleurs par exemple, la surface de flamme est liée au débit de réactif et ainsi constante quelle que soit la valeur de l'intensité turbulente (en régime des flammelettes). L'accroissement de u' provoque ainsi une augmentation de plissement combinée à une diminution d'hauteur de flamme. Cette impossibilité d'obtenir une plus grande surface de flamme dans un volume limité provoque la saturation en plissement du front de flamme et permet également d'expliquer l'effet de « bending ».

4.3.3. Influence de la flamme sur la turbulence

Même si l'influence de la turbulence sur la flamme est la plus évidente en combustion turbulente, il est important de considérer également l'influence que peut avoir la flamme sur l'écoulement turbulent et ce à la fois dans les gaz frais et les gaz brûlés.

Toutefois, cette modification de la turbulence par la flamme est principalement ressentie dans les gaz brûlés. En effet, l'augmentation de température provoque une augmentation de la viscosité cinématique ν des gaz brûlés (par rapport aux gaz frais), ce qui se traduit par une baisse significative du nombre de Reynolds dans les gaz brûlés comparé aux gaz frais [8]. De la même manière, une production ou destruction de la turbulence peut être amenée par les fluctuations de masse volumique au niveau du front de flamme couplées aux fluctuations de pression et vitesse locales [8]. Le front de flamme a un effet différent selon l'intensité de la turbulence. Il a ainsi été montré par Mueller et al. [117] qu'un vortex de faible intensité traversant le front de flamme induisait une vorticité contrarotative dans les gaz brûlés quand, à l'inverse, les vortex de plus forte intensité ne sont que peu affectés par le front de flamme. On pourrait presque qualifier le front de flamme de « filtre passe-haut » de la turbulence tant les vortex de faible intensité sont atténués en le traversant. Ce résultat est par ailleurs aussi bien observé numériquement par des simulations DNS de flammes turbulentes [118][119][120][121][122] que dans les études expérimentales [116], comme le soulignent Lipatnikov et Chomiak [123]. Ces transformations de la turbulence initiale du milieu au sein des gaz brûlés par l'action de la flamme sont très importantes dans le cadre de l'étude des transferts de chaleur, de la formation de polluants (comme les oxydes d'azote) par des réactions chimiques lentes ou bien encore dans l'étude du brassage de produits de combustion avec l'air ambiant [123].

Le but de ce travail étant l'étude de la vitesse de propagation turbulente de la flamme, il serait utile de connaître l'influence de la flamme non pas sur la turbulence des gaz brûlés, mais sur la turbulence régnant dans les gaz frais et plus particulièrement sur les tourbillons situés à proximité immédiate du front de flamme.

La question de la génération d'une auto-turbulence devant le front de flamme est débattue depuis plus d'un demi-siècle dans la littérature. Williams et al. [124] sont historiquement les premiers à avoir émis l'hypothèse de la création par la flamme d'une turbulence additionnelle dans les gaz frais. Lipatnikov et Chomiak [123] ont rassemblé les résultats de différents travaux de la littérature sur le sujet concernant des mesures de vitesses de flammes turbulentes avec des dispositifs stationnaires : flammes en V [125], flammes stabilisées par écoulement tourbillonnaire [126] ou flammes de brûleurs Bunsen [127]. Il n'a été montré aucune augmentation significative de la fluctuation de vitesse au voisinage du front de flamme dans ces cas de figure. En ce qui concerne les flammes turbulentes en expansion, bien que le front de flamme « pousse » les gaz frais situés à proximité immédiate, la turbulence initiale régnant dans les gaz frais n'est pas modifiée dans la région proche du front de flamme comme l'a montré Bradley et al. [128] avec des mesures LDV (*Laser Doppler Velocimetry*). Il n'y avait aucune modification significative de l'intensité turbulente devant le front de flamme. Ces résultats ont par la suite été également étudiés par Galmiche et al. [7][129] en utilisant la PIV (*Particule Image Velocimetry*) résolue temporellement à proximité directe du front de flamme. Néanmoins, aucune tendance quant à la génération d'une auto-turbulence devant le front de flamme n'a pu être mise en évidence.

Ainsi, l'utilisation d'une intensité turbulente u' déterminée en mélange non réactif est utilisée dans ce travail de thèse.

4.4. Vitesse, épaisseur et étirement de flamme turbulente

Afin de pouvoir caractériser les flammes observées expérimentalement dans ce travail de thèse, nous allons désormais définir plus précisément les termes S_T et δ_T des flammes turbulentes étudiées ainsi qu'introduire l'étirement relatif à une flamme turbulente.

La vitesse de combustion turbulente est définie dans l'ensemble de cette étude comme la vitesse de consommation massique des gaz frais. En gardant une méthodologie laminaire pour le calcul de S_T , il devient nécessaire de définir un certain rayon moyen R_{moy} pour définir la vitesse de combustion turbulente sur une flamme turbulente en expansion dont le front de flamme est plissé :

$$S_T = \frac{\rho_b}{\rho_u} \frac{dR_{moy}}{dt} \quad (4.22)$$

Le choix du rayon R_{moy} devient alors déterminant. Dans une étude de Bradley et al. [128] ainsi que dans les travaux de Haq [130], le rayon R_v s'avère être le plus à même de correspondre au rayon moyen R_{moy} précédemment évoqué. Ce rayon R_v correspond au rayon équivalent de flamme turbulente où le volume de gaz brûlés à l'extérieur de la sphère définie sur ce rayon est égal au volume de gaz frais à l'intérieur de cette même sphère. En considérant une coupe bidimensionnelle d'une flamme turbulente prémélangée (comme en tomographie par exemple, *sous-section 5.2.2.*), *Figure 4.9*, on note R_r le plus grand rayon englobant la position maximale des gaz brûlés et R_t le rayon minimal englobant cette fois tous les gaz brûlés. L'épaisseur de flamme turbulente δ_T s'écrit alors comme la différence entre ces deux rayons :

$$\delta_T = R_t - R_r \quad (4.23)$$

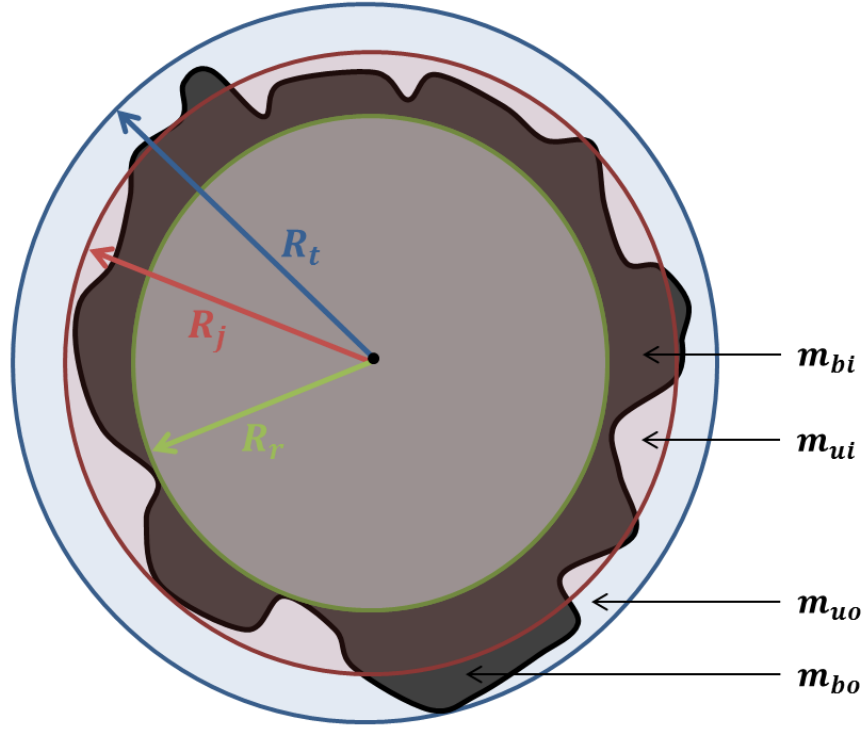


Figure 4.9 : Schéma d'une coupe de flamme turbulente : définition des différents rayons et masses.

Le rayon R_j situé entre les rayons R_r et R_t permet de décrire le front de flamme en exprimant le débit massique de production des gaz brûlés par :

$$\frac{d(m_{bi} + m_{bo})}{dt} = 4\pi R_j^2 \rho_u S_{Tj} \quad (4.24)$$

où S_{Tj} est la vitesse de combustion turbulente associée au rayon R_j . m_{bi} et m_{bo} sont respectivement les masses de gaz brûlés à l'intérieur et à l'extérieur de la sphère de rayon R_j : l'indice « i » pour « in » et « o » pour « out ».

De plus, il est possible d'exprimer la masse m_{bi} de gaz brûlés à l'intérieur de la sphère de rayon R_j en fonction de la masse m_{ui} de gaz frais restant également dans cette même sphère :

$$m_{bi} = \left(\frac{4}{3} \pi R_j^3 - \frac{1}{\rho_u} m_{ui} \right) \rho_b \quad (4.25)$$

En supposant ici que les masses volumiques ρ_u et ρ_b des gaz frais et gaz brûlés respectivement sont constantes au cours du temps via l'hypothèse de combustion isobare (vérifiée durant l'ensemble de nos essais en chambre de combustion, sous-section 2.3.1.), on peut alors écrire d'après l'équation (4.24) :

$$4\pi R_j^2 \rho_u S_{Tj} = \rho_b \left(4\pi R_j^2 \frac{dR_j}{dt} - \frac{1}{\rho_u} \frac{dm_{ui}}{dt} \right) + \frac{dm_{bo}}{dt} \quad (4.26)$$

Par ailleurs, le rayon R_v est défini comme correspondant aux relations suivantes :

$$V_{bo} = V_{ui} \quad \text{ou} \quad \frac{m_{bo}}{\rho_b} = \frac{m_{ui}}{\rho_u} \quad \text{soit} \quad \frac{dm_{bo}}{dt} = \frac{\rho_b}{\rho_u} \frac{dm_{ui}}{dt} \quad (4.27)$$

avec V_{bo} et V_{ui} respectivement les volumes de gaz brûlés à l'extérieur et les volumes de gaz frais à l'intérieur de la sphère de rayon R_v .

Ainsi, en reprenant l'équation (4.26) pour $R_j = R_v$:

$$S_T = \frac{\rho_b}{\rho_u} \frac{dR_v}{dt} \quad (4.28)$$

D'après l'étude de Bradley et al. [128], l'utilisation d'un autre rayon moyen que R_v pour définir la vitesse de combustion turbulente S_T entraîne une surestimation de celle-ci. Il est donc primordial d'utiliser ce rayon de flamme lors de la détermination expérimentale de la vitesse de flamme turbulente.

L'étirement de flamme turbulent est exprimé à partir de l'équation (1.17) développée précédemment dans la partie laminaire de cette étude (Section 1.4.). On rappelle alors que l'étirement de la flamme K vaut :

$$K = S_L^0 \vec{\nabla} \cdot \vec{n} - \vec{n} \vec{n} : \vec{\nabla} \vec{u}_g + \vec{\nabla} \cdot \vec{u}_g \quad (4.29)$$

Avec :

- $K_C = S_L^0 \vec{\nabla} \cdot \vec{n}$: taux d'étirement lié à la courbure pure de la flamme.
- $K_n = -\vec{n} \vec{n} : \vec{\nabla} \vec{u}_g$: taux de cisaillement normal au front de flamme (dû à la courbure de flamme).
- $K_\kappa = K_C + K_n$: taux d'étirement lié à l'ensemble de la courbure de flamme.
- $K_t = \vec{\nabla} \cdot \vec{u}_g$: taux de cisaillement tangentiel au front de flamme.

Ce développement issu des travaux de Candel et Poinso [21] se simplifie dans le cas de flamme en expansion laminaire (*sous-section 1.6.2.*) ou bien de flamme planes à jets opposées. En effet, pour une flamme en expansion le cisaillement tangentiel K_t est quasi inexistant et pour la flamme plane il n'y a pas de courbure par définition ($K_\kappa = 0$).

En revanche, dans le cas d'une flamme turbulente, courbure et cisaillement agissent tous deux sur le front de flamme. Il devient alors beaucoup plus ardu d'extraire un étirement de flamme turbulente avec une expression simple. Renou et al. [131], à l'aide d'une technique PIV dans les gaz frais d'une flamme en expansion turbulente, a montré que pour de faibles intensités turbulentes les flux de gaz frais devant le front de flamme sont normaux à ce dernier à cause de l'expansion de la flamme, impliquant alors un cisaillement très faible. Récemment, Chaudhuri et al. [132] ont montré que les temps caractéristiques du taux d'étirement κ_C étaient au moins deux fois plus importants que ceux du taux de cisaillement κ_t . C'est pourquoi, pour la suite de nos travaux sur les flammes turbulentes, nous utiliserons, comme Bréquigny et al. [133], un étirement global K_{global} basé sur l'étirement K (équation (1.10)) déjà rencontré en régime laminaire. Cet étirement K_{global} sera basé sur l'aire de flamme A_f de la flamme turbulente en expansion :

$$K_{global} = \frac{1}{A_f} \frac{dA_f}{dt} \quad (4.30)$$

4.5. Flammes turbulentes fortement diluées : cas des moteurs à allumage commandé

La dilution est également fortement utilisée dans le cas de flammes turbulentes et en particulier dans les moteurs à allumage commandé. L'effet de la dilution sur les flammes turbulentes sera le même que pour les flammes laminaires, à savoir une réduction de la vitesse de flamme laminaire, une augmentation de la longueur de Markstein et une augmentation de l'épaisseur de flamme. Les conséquences de la dilution sur la structure des flammes turbulentes ont déjà été évoquées dans la sous-section 4.2.3. précédente et se traduisent par une translation vers la zone du régime des flammes épaissies dans le diagramme de combustion (*Figure 4.5*).

Dans le cas du moteur à allumage commandé, la dilution engendre une baisse de la vitesse de flamme laminaire et donc turbulente, mais également une limitation de l'auto inflammation du prémélange *air/carburant* pouvant entraîner une détérioration du moteur (cliquetis, super-knock). La dilution permet de réduire les émissions de NO_x par une réduction de la température de flamme [134][135], mais permet aussi de réduire les pertes par pompage du moteur grâce à une augmentation de la pression collecteur, et donc une augmentation du rendement du moteur [3]. En revanche, une trop forte dilution peut affecter les performances du moteur à allumage commandé. La diminution de la vitesse de combustion doit être compensée par une augmentation de l'avance à l'allumage afin de maintenir constant et optimal le phasage de la combustion, *Figure 4.10*. Or plus l'allumage du mélange réactif intervient tôt dans le cycle, moins les conditions thermodynamiques sont favorables à la combustion d'un mélange réactif fortement dilué : pressions et températures plus faibles (*Section 1.7., sous-section 3.1.2. et 3.2.2.*), aérodynamique de grande échelle plus forte. On assiste alors à une augmentation brusque de l'instabilité cyclique de combustion observée en moteur à allumage commandé lorsque la dilution est très élevée [3][136], *Figure 4.11*. L'action de la dilution sur la vitesse de flamme étant principalement thermique, Francqueville et al. [3] montrent qu'à taux de dilution équivalent, le diluant CO_2 rend la combustion moteur plus rapidement instable que l'*EGR*, une dilution $N_2 + CO_2$ ou que le N_2 . Ce résultat est concordant avec nos résultats de flammes laminaires obtenus précédemment (*sous-section 3.1.2. et 3.2.2.*).

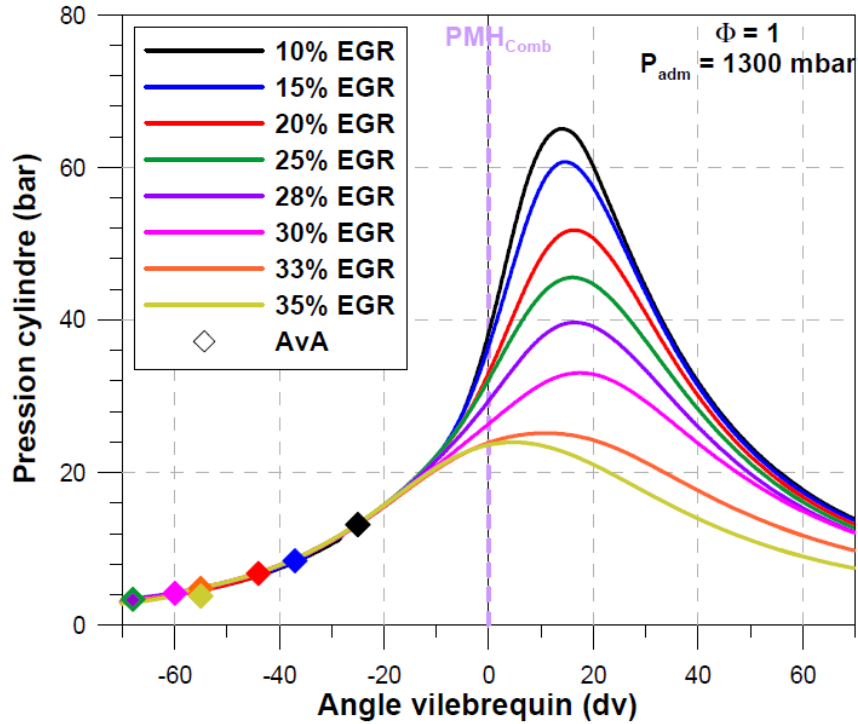


Figure 4.10 : Evolution de la pression cylindre en fonction de l'angle vilebrequin pour différents taux de dilution, extrait de Landry [136].

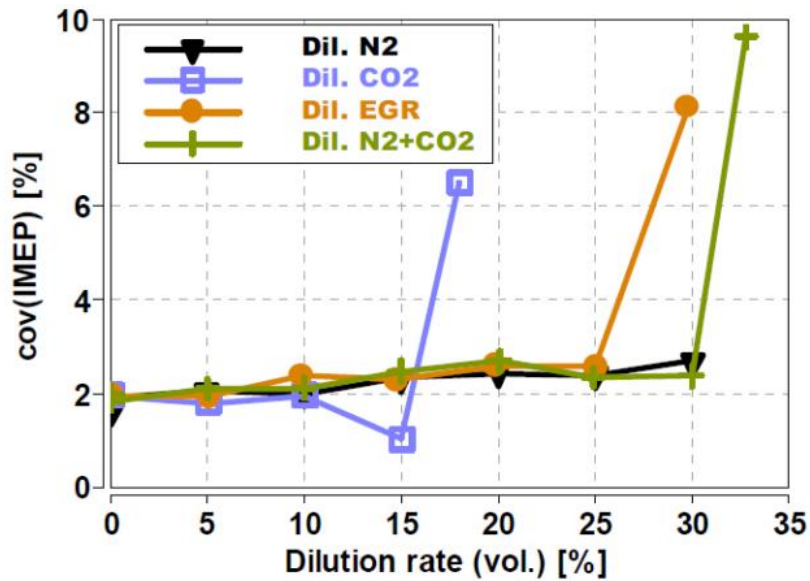


Figure 4.11 : Evolution de la covariance de l'IMEP (Integrated Mean Effective Pressure) en fonction de la nature du diluant et du taux de dilution (T_i 40°C, P_i entre 1,7 et 2,5 bar augmentant avec la dilution), extrait de [3].

Chapitre 5: Dispositifs expérimentaux d'étude turbulente

5.1. Description du dispositif expérimental

L'enceinte utilisée pour l'étude de flammes turbulentes prémélangées est identique à celle utilisée lors des essais laminaires (Section 2.1.). L'unique ventilateur assurant un mélange homogène des réactifs est ici remplacé par six ventilateurs, ces derniers ayant pour fonction de créer un écoulement turbulent à l'intérieur du volume durant la propagation de la flamme. Chaque ventilateur est composé de quatre pales, d'un diamètre de 40 mm et de 35,6 mm de pas, positionné à une distance de 34 mm de la paroi intérieure de la sphère et tournant afin de diriger l'écoulement vers le centre de l'enceinte. L'ensemble des six ventilateurs sont enfin positionnés aux sommets d'un octaèdre à huit triangles, Figure 5.1.

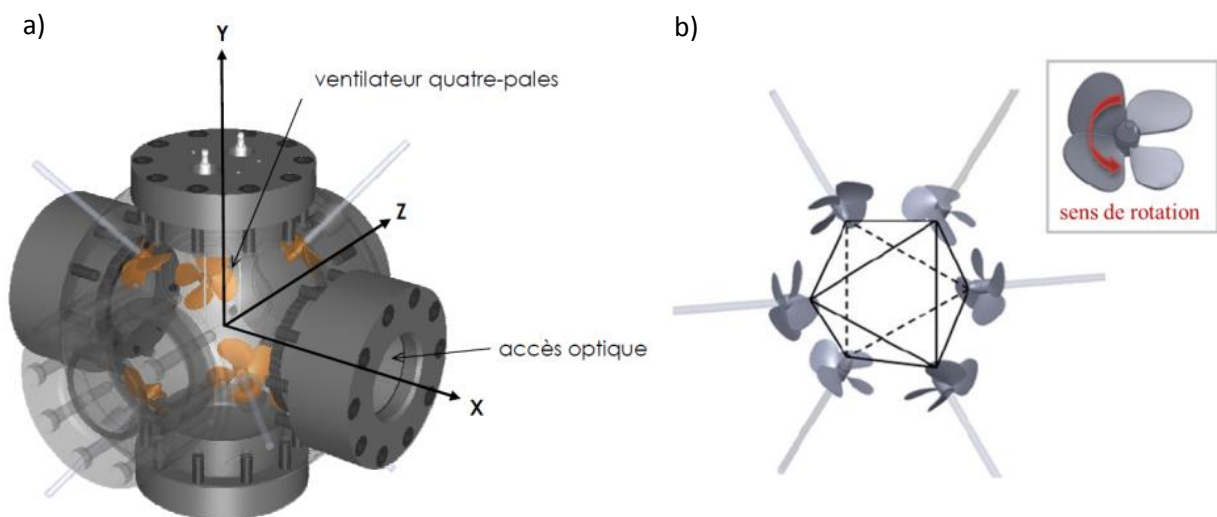


Figure 5.1 : Schéma de l'enceinte turbulente de combustion : (a) vue générale, (b) disposition des ventilateurs et sens de rotation (soufflant).

Chaque ventilateur est couplé à un moteur électrique asservi en vitesse grâce à un variateur permettant de régler le régime de rotation entre 0 et 17000 tr/min .

Une étude complète de la turbulence engendrée par ce dispositif a déjà été réalisée par Galmiche et al.[2][63]. L'ensemble de ces travaux a permis de finement caractériser l'écoulement turbulent à l'intérieur de l'enceinte. Ainsi, il a été montré que la turbulence générée pouvait être considérée comme homogène et isotrope, Figure 5.2, dans une sphère de rayon 20 mm au centre de l'enceinte.

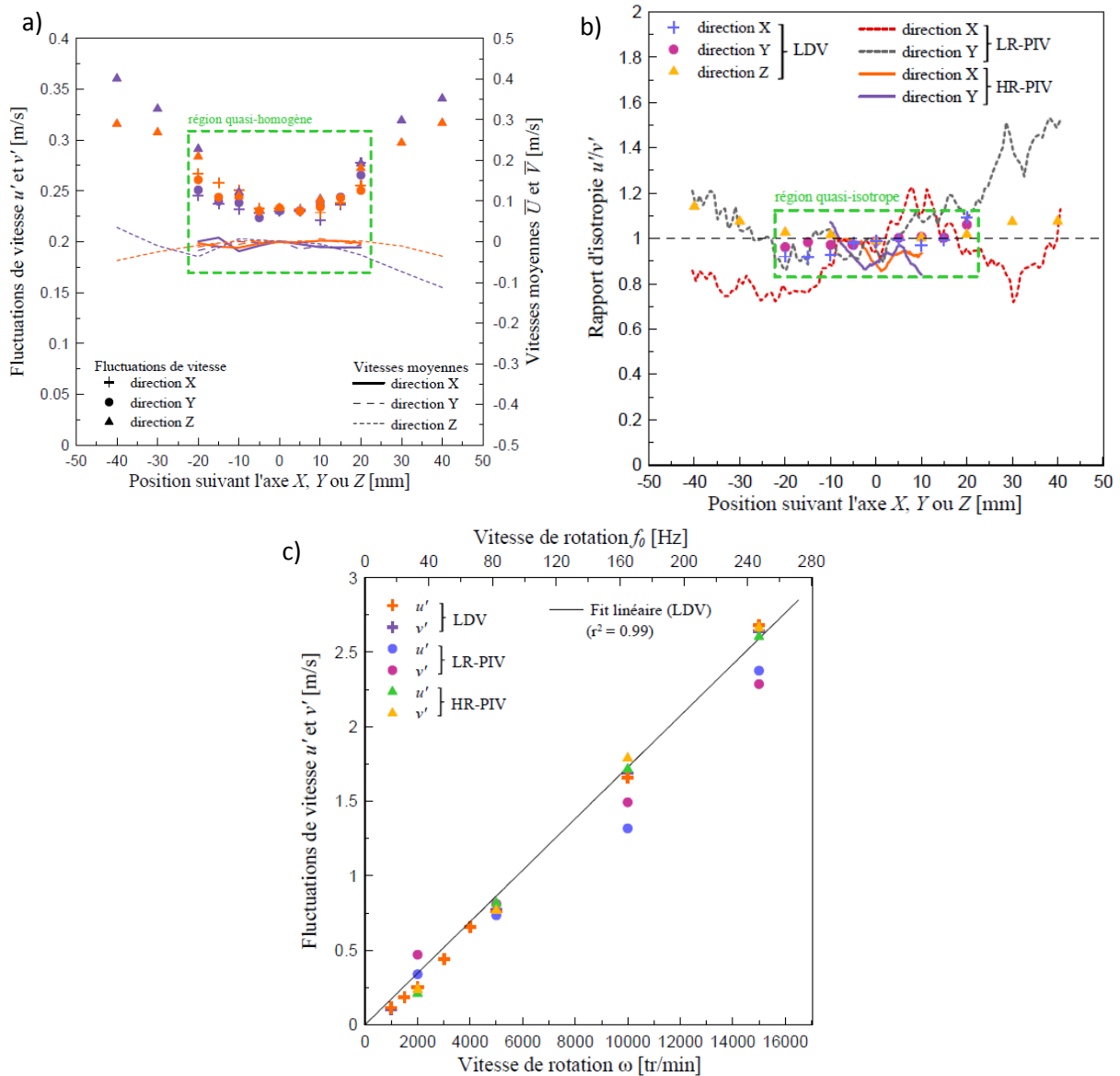


Figure 5.2 : Caractéristiques de la turbulence à l'intérieur de l'enceinte de combustion : (a) Evolution spatiale des vitesses moyennes et des fluctuations de vitesse pour une vitesse de rotation $\omega = 2000 \text{ tr/min}$ ($\bar{U}$ et u' en violet, $\bar{V}$ et v' en orange), (b) Evolution du rapport d'isotropie u'/v' dans les trois directions de l'espace pour $\omega = 2000 \text{ tr/min}$, (c) Evolution des fluctuations de vitesse u' et v' en fonction de la vitesse de rotation des ventilateurs ω . Graphiques tirés des travaux de Galmiche et al. [7][137].

En effet, comme le montre la Figure 5.2 (a), la vitesse moyenne est nulle dans une zone de 20 mm de rayon autour du centre de l'enceinte. Les fluctuations de vitesse turbulente dans les trois directions de l'espace sont par ailleurs égales et quasiment constantes dans cette même zone. Nous pouvons également constater sur la Figure 5.2 (b) que le rapport des fluctuations de vitesse u' et v' , appelé rapport d'isotropie, est égale à l'unité dans la même zone de 20 mm de rayon au centre de l'enceinte, ce qui justifie l'isotropie de la turbulence dans l'enceinte.

L'intensité de la fluctuation de vitesse turbulente est par ailleurs directement fonction de la vitesse de rotation des ventilateurs (Figure 5.2 (c)) et peut être déduite de la relation [137]:

$$u' = (0,0104/60) * \omega \quad (5.1)$$

avec ω , le régime moteur des ventilateurs de l'enceinte en tr/min . Le *Tableau 5.1* donne quelques valeurs de l'intensité turbulente en fonction du régime des ventilateurs de l'enceinte de combustion turbulente.

Intensité turbulente u' en tr/min	2000	4000	6000	8000	10000	12000	14000	16000
Intensité turbulente u' en m/s	0,35	0,69	1,04	1,39	1,73	2,08	2,43	2,77

Tableau 5.1 : Relations entre intensité turbulente en tr/min et m/s .

Le *Tableau 5.2*, extrait des travaux de Galmiche [7], récapitule les principales propriétés de la turbulence à l'intérieur de l'enceinte de combustion :

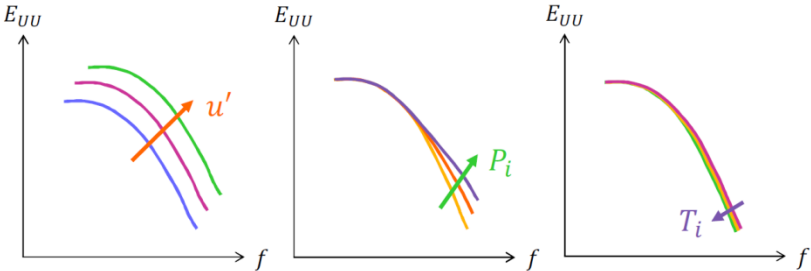
	Détermination	Propriétés
Fluctuations de vitesses	LDV ou TR-PIV	- proportionnelle à la vitesse de rotation des ventilateurs, $u' = 0,0104 f_0$ - considérées constantes avec la pression - considérées constantes avec la température
Echelle intégrale spatiale	A partir des fonctions de corrélation spatiale (TR-PIV)	- indépendante de la vitesse de rotation des ventilateurs - indépendante de la pression - indépendante de la température
Echelles spatiales de Taylor et Kolmogorov	Relations empiriques	- diminuent avec la vitesse de rotation des ventilateurs - diminuent avec la pression - augmentent avec la température
Spectres d'énergie	LDV ou TR-PIV	 les flèches indiquent une augmentation de u', P_i et T_i

Tableau 5.2 : Récapitulatif des caractéristiques principales de la THI de l'enceinte de combustion, tiré des travaux de Galmiche [7].

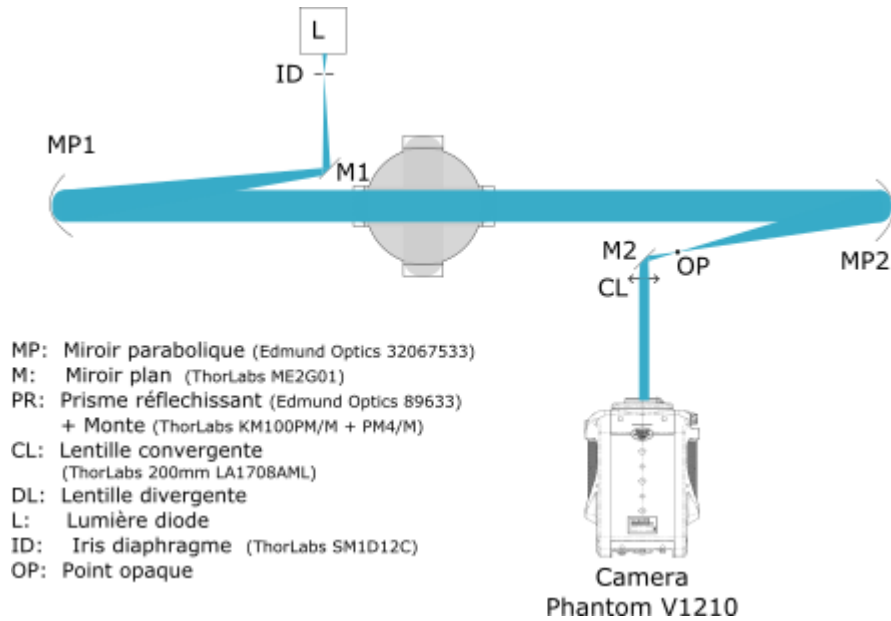
5.2. Techniques optiques expérimentales

Durant cette thèse, deux techniques différentes furent utilisées pour l'étude de flammes turbulentes. Les deux techniques utilisées, Schlieren et tomographie laser, permettent d'accéder à des informations différentes concernant la propagation de flammes et peuvent être mises en œuvre simultanément ou non selon la nature des informations que nous souhaitons mesurer.

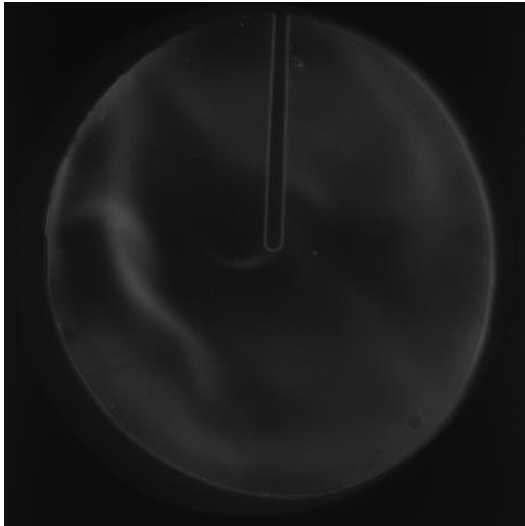
5.2.1. Montage Schlieren

La méthode d'imagerie Schlieren (ou strioscopie) a été utilisée dans le cas de l'étude des flammes turbulentes à l'instar de l'ombroscopie pour les flammes laminaires afin d'améliorer le contraste des images notamment lorsque le taux de dilution est important. Nous utilisons une source lumineuse continue de type LED (lampe LED HARDsoft IL 106G Illuminator) rendue « pseudo-ponctuelle » via un pinhole de diamètre $0,8\text{ mm}$ et un miroir parabolique (diamètre 108 mm , focale $863,6\text{ mm}$) permet d'obtenir un faisceau parallèle traversant de part en part l'enceinte. En ressortant, le faisceau est refocalisé par un second miroir parabolique, identique au premier, où un point noir de $0,5\text{ mm}$ de diamètre est positionné. Cet élément (qui peut-être une lame de couteau ou une pointe) va bloquer les rayons lumineux non déviés par les gradients de densité du milieu traversé généré par les variations de température provoquées par le passage de la flamme. Ces gradients vont correspondre d'un point de vue optique à des gradients d'indice de réfraction de la lumière. Les rayons lumineux déviés sont rendus parallèles par une lentille (diamètre 25 mm , focale 200 mm) et envoyés directement sur les cellules photosensibles (CMOS) d'une caméra rapide (Phantom v1610). Le grandissement ainsi obtenu de $0,1\text{ mm/pixel}$. Un exemple d'image de flamme est présenté sur la *Figure 5.3 (b) et (c)* ainsi qu'un schéma simplifié du montage optique sur la *Figure 5.3 (a)*. L'avantage de la strioscopie est de capter la dérivée première des gradients là où l'ombroscopie capte la dérivée seconde, l'image ainsi obtenue est alors plus contrastée ce qui est particulièrement intéressant pour la visualisation de flammes fortement diluées.

a)



b)



c)

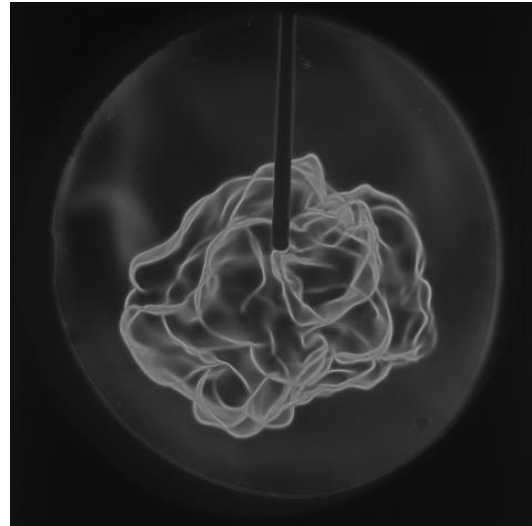


Figure 5.3 : (a) Schéma du montage optique expérimental Schlieren. (b) et (c) : Flamme turbulente en expansion à 1 bar, 423 K, $\Phi = 1,0$ et 8000 tr/min à $t = 0,0$ ms et $t = 8,9$ ms.

5.2.2. Montage Double Schlieren - Tomographie

L'utilisation de la strioscopie (ou Schlieren) pour l'étude des flammes turbulentes en expansion a malheureusement un défaut majeur. Contrairement à une flamme laminaire qui se propage comme une sphère régulière, la flamme turbulente en expansion est plissée, potentiellement convectée et déformée par l'écoulement turbulent. De plus, la projection sur un plan en deux dimensions de l'image de la flamme turbulente augmente artificiellement la surface apparente de la flamme et superpose les plissements de la zone réactive (effet passe-bas sur le nombre et la taille des plissements du front de flamme), Figure 5.4. Le plissement de flamme ne peut donc pas être estimé via l'utilisation de la strioscopie.

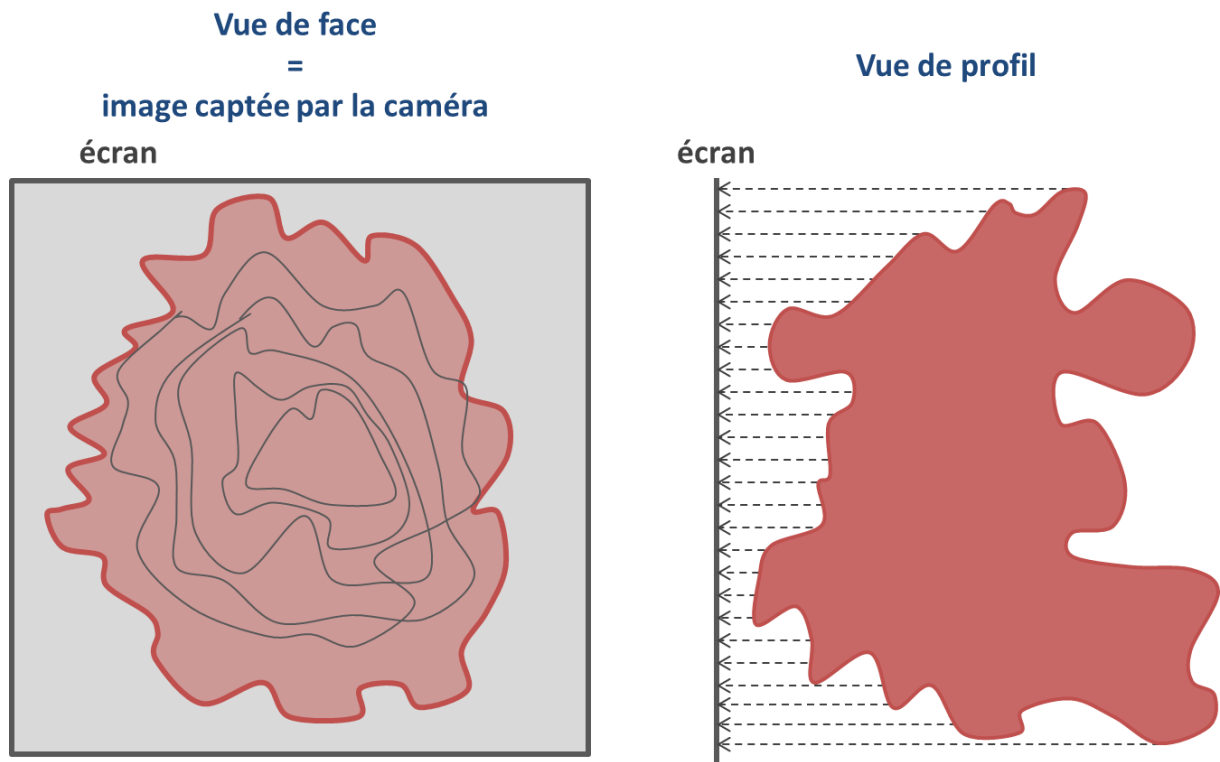


Figure 5.4 : Schéma explicatif du problème de surestimation de contour de flamme turbulente en expansion avec la technique Schlieren.

Afin de prendre en compte la convection et la déformation de la flamme, le montage Schlieren a été doublé en ajoutant un deuxième champ de visualisation perpendiculairement au premier. Cette double-vue permet par ailleurs de reconstruire la flamme en trois dimensions (*sous-section 6.3.1.*). Les images issues des deux chemins optiques sont recombinaées grâce à un jeu de prismes sur le capteur CMOS rectangulaire ($1024 * 800 \text{ pixel}^2$) de la caméra rapide, *Figure 5.5.*

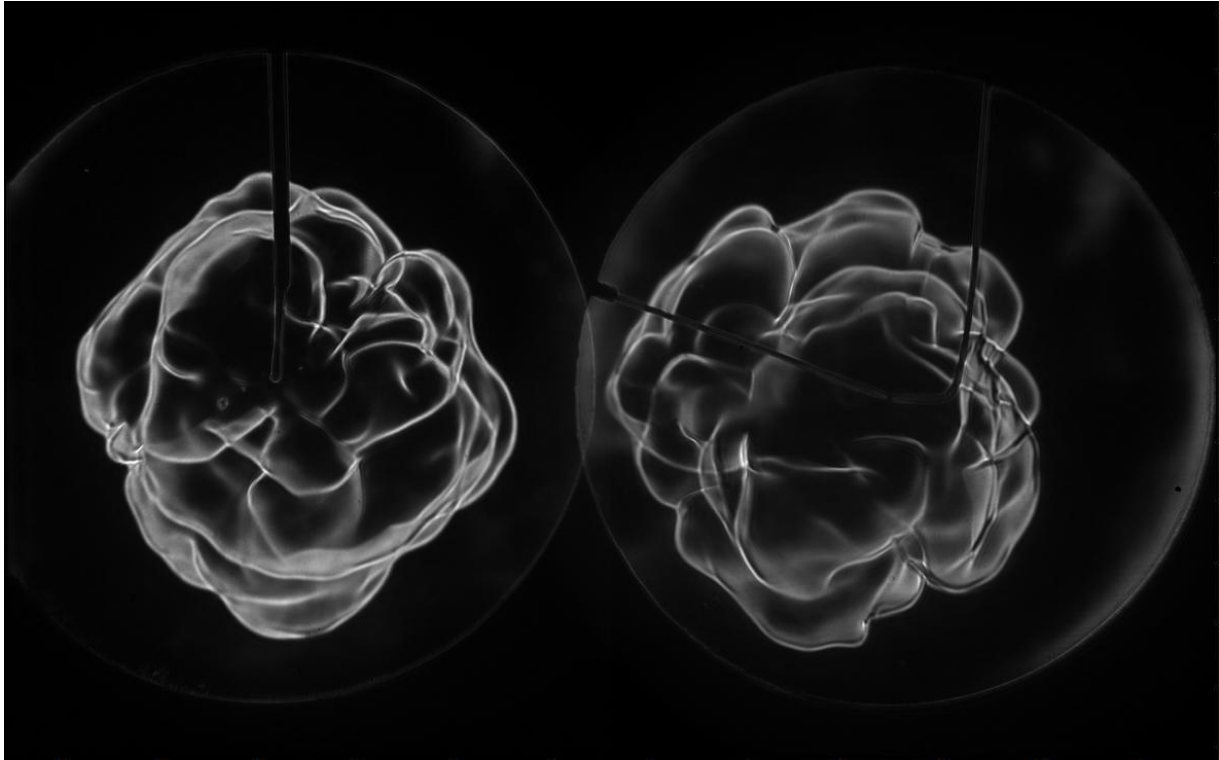


Figure 5.5 : Images Schlieren obtenues avec la combinaison de deux techniques Schlieren à 90 degrés d'écart. Flamme à 1 bar, 423 K, $\Phi = 1,0$ et 6000 tr/min.

Le double Schlieren permettra ainsi d'éliminer les flammes les plus déformées par la turbulence (Section 5.3.), et donc d'améliorer l'estimation de la surface et donc du rayon de flamme. L'estimation du plissement n'est toutefois pas encore accessible et le rayon restera toujours surestimé.

Ainsi, Bradley et al. [128] propose de corriger les rayons estimés, obtenus par technique Schlieren sur des flammes de méthane-air et propane-air, par un coefficient correctif. Cette méthode repose sur l'utilisation jointe du Schlieren et de la tomographie (Chapitre 6).

Les deux axes de visualisation, perpendiculaires aux hublots de l'enceinte, servant aux dispositifs Schlieren, une nappe laser (hauteur 60 mm, largeur 0,5 mm) a été introduite avec un angle de 4° par rapport à l'axe du deuxième montage de strioscopie afin de prévenir toute interaction de lumière entre les deux montages entre les deux électrodes d'allumage. Cette nappe provient d'un laser haute fréquence Nd-YAG (Quantronix dual-Hawk HP, 10 mJ /pulse, 10 kHz). Le temps d'exposition de l'image tomographique a été fixé à 10 μ s, celui de la strioscopie à 80 μ s après l'ouverture de l'obturateur de la caméra permettant d'éviter les réflexions de pulse laser sur les images Schlieren. Le mélange gazeux estensemencé de particules d'huile de silicone via un ensemencement fonctionnant par effet Venturi. Durant les essais, l'ensemencement a été chauffé à une température d'environ 90°C afin de diminuer la viscosité de l'huile de silicone (de température d'évaporation 500 K) et ainsi d'introduire des particules de plus petites tailles et plus nombreuses dans l'enceinte de combustion. Les images de tomographie sont enregistrées par une deuxième caméra rapide (Phantom v1210, Nikon 200 mm macro-lens) avec un grandissement de 0,124 mm/pixel. La caméra est montée sur un dispositif Scheimpflug afin de corriger l'angle de prise de vue. A noter que ce dispositif nous contraint à une fenêtre de visualisation de tomographie plus réduite que celle du Schlieren et donc à

un rayon de flamme observable plus faible. L'ensemble du dispositif est schématisé en *Figure 5.6* et un exemple d'image de tomographie en *Figure 5.7*.

Ainsi, contrairement à l'étude de Bradley et al.[128], nous avons enregistré les images issues des deux types de montage simultanément, permettant ainsi une meilleure estimation du coefficient correcteur du rayon de flamme.

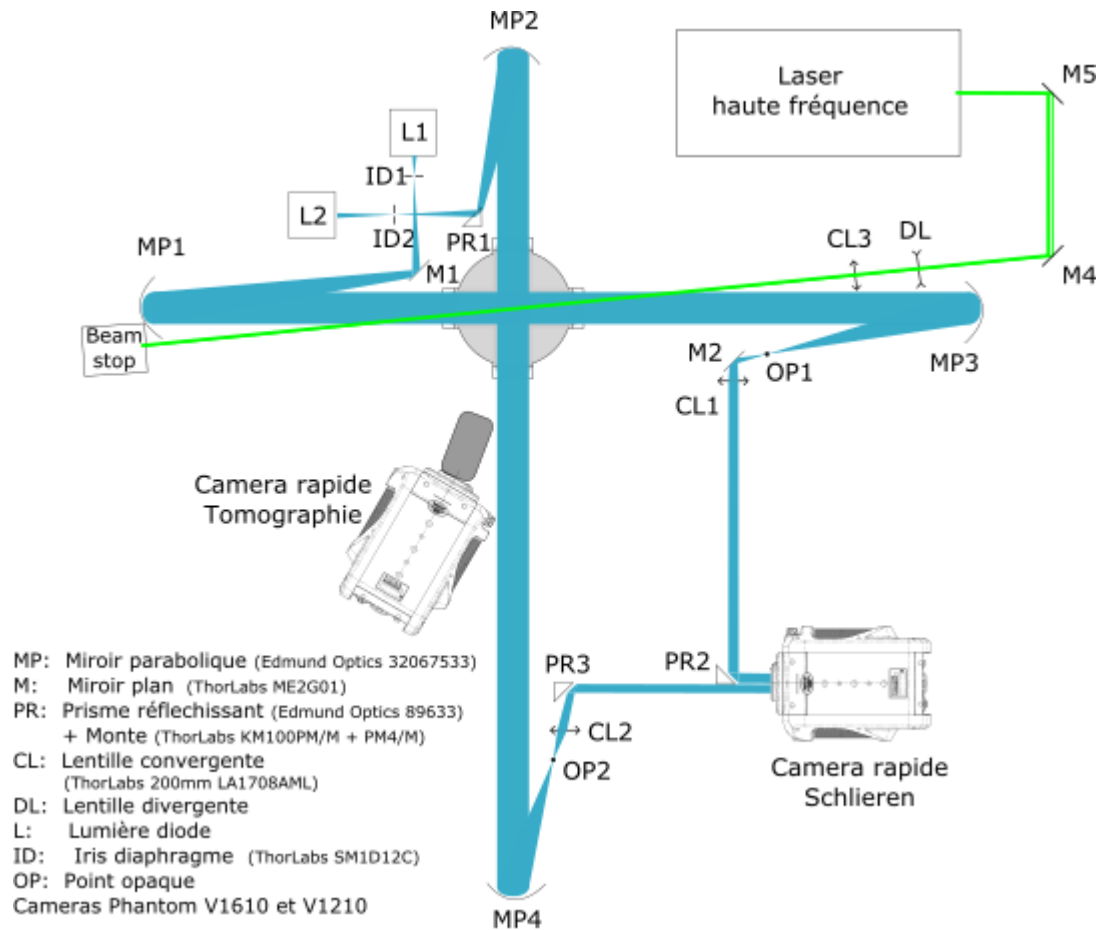


Figure 5.6 : Schéma du montage optique expérimental de tomographie-Double Schlieren.

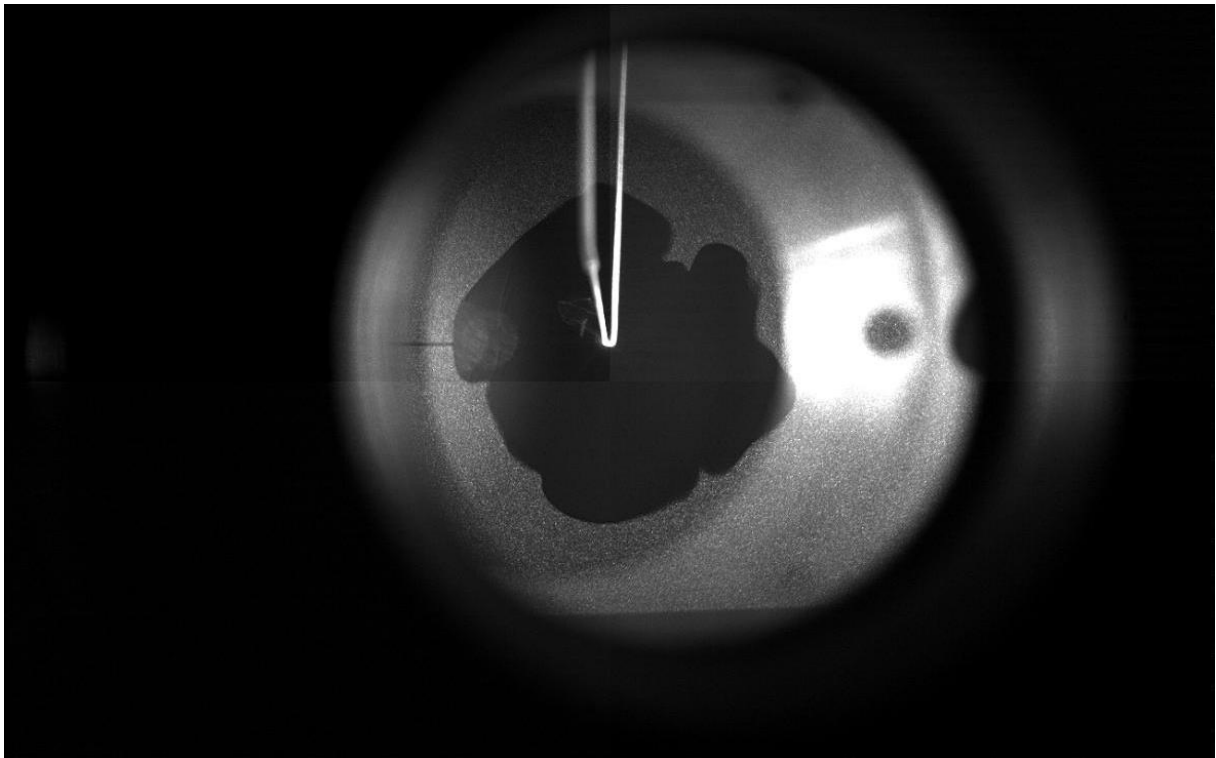


Figure 5.7 : Image de tomographie obtenue avec le montage de tomographie-double Schlieren. Flamme à 1 bar, 423 K, $\Phi = 1,0$ et 6000 tr/min. Image obtenue au même instant que les deux images Schlieren en Figure 5.5.

Comme l'ont montré Galmiche [7] et Bréquigny [113], les gouttelettes d'huile de silicone peuvent absorber en partie l'isooctane vaporisé induisant une baisse artificielle de la richesse du mélange introduit dans l'enceinte. Un décalage vers les richesses plus élevées de la courbe de vitesse de flamme laminaire peut alors être observé, cet effet étant directement lié à la quantité de gouttelettes de silicone introduites. Dans notre dispositif, la densité de gouttelettes de silicone est directement proportionnelle à la fraction d'air injectée par un débitmètre dans l'ensemenceur, le restant d'air étant injectée par un second débitmètre. L'étude paramétrique réalisée par Galmiche [7] nous indique l'évolution du décalage de la courbe de vitesse de flamme laminaire d'*isooctane* en fonction de la fraction d'air passant dans l'ensemenceur, *Figure 5.8*. Durant nos essais avec le montage de tomographie couplé au double Schlieren, nous avons utilisé deux fractions d'air différentes, 30% à 1 bar et 6% à 5 bar. A la vue des résultats de l'étude paramétrique de Galmiche qui ne présente pas de décalage en richesse pour une fraction de 50% d'air ou moins, nous en avons conclu que la quantité d'huile de silicone injectée n'était pas suffisante pour impacter la richesse du mélange.

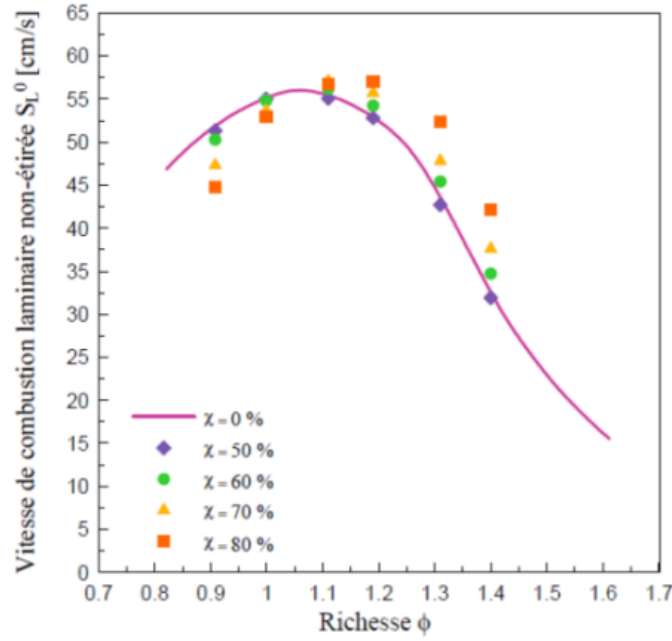


Figure 5.8 : Influence de la fraction d'air χ passant dans l'ensemenceur sur la vitesse de combustion laminaire non étirée S_L^0 de prémélange isooctane/air à 1 bar et 423 K, tiré de Galmiche [7].

Dans la suite de ce manuscrit, nous nommerons le montage optique Schlieren de la sous-section 5.2.1. « montage simple » et le montage double Schlieren- tomographie « montage double ».

5.2.3. Post-Traitement

° Tomographie

Au niveau des images de Tomographie, le contour de flamme est représenté comme la limite entre le domaineensemencé lumineux représentant les gaz frais et la partie sombre de l'image correspondant aux gaz brûlés.

On peut extraire à partir des contours de flamme ainsi détectés, *Figure 5.9 (a)*, deux rayons équivalents différents à savoir $R_{a,t}$ et $R_{p,t}$, correspondant respectivement aux rayons basés sur l'aire de flamme $A_{f,t}$ et le périmètre de flamme $P_{f,t}$:

$$R_{a,t} = \sqrt{\frac{A_{f,t}}{\pi}} \quad \text{et} \quad R_{p,t} = \frac{P_{f,t}}{2\pi} \quad (5.2)$$

Il est alors important de noter qu'une certaine hiérarchie existe entre ces rayons. En effet, nous aurons toujours $R_{p,t} \geq R_{a,t}$. Cette inégalité est due aux plissements de nos flammes turbulentes *Figure 5.9 (b)* et elle devient égalité dans l'unique cas d'une flamme sans plissements, c'est-à-dire en régime laminaire.

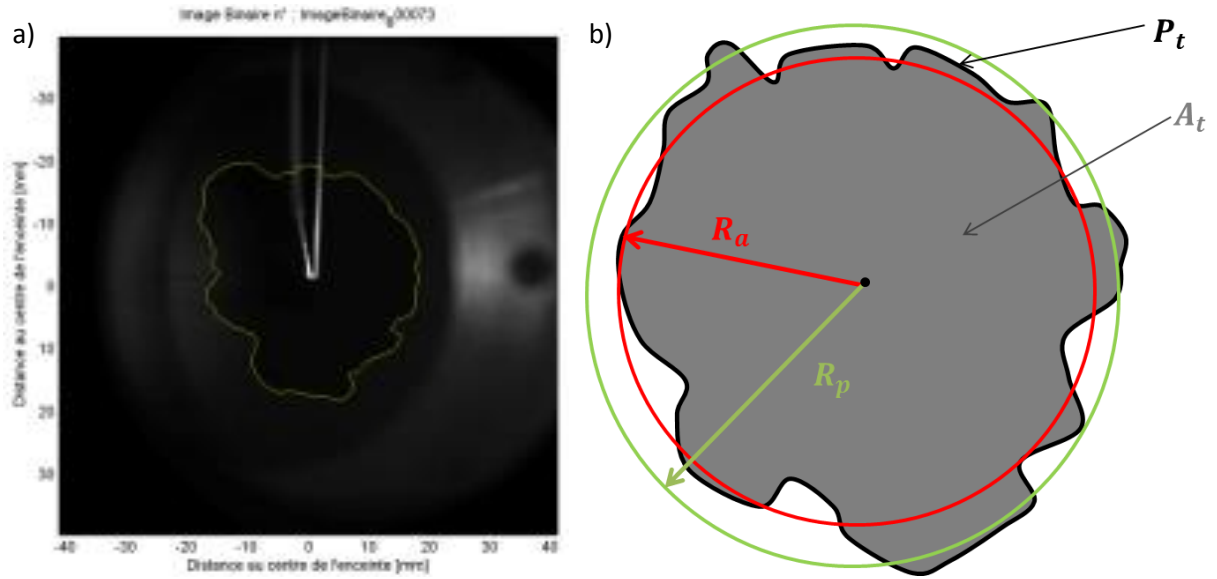


Figure 5.9 : (a) Exemple de contour de flamme obtenu en tomographie à 1 bar, 423 K, $\Phi = 1,0$ et 8000 tr/min. (b) Schéma des rayons R_a et R_p obtenu à partir d'une coupe instantanée de front de flamme.

Par ailleurs, pour quantifier les plissements de ces flammes turbulentes, nous utiliserons le taux de plissement W défini par Renou et al.[138] :

$$W = \frac{R_{p,t}^2}{R_{a,t}^2} \quad (5.3)$$

en utilisant nos rayons $R_{a,t}$ et $R_{p,t}$ obtenus par post-traitement de nos images de tomographie.

° Schlieren

En ce qui concerne le post-traitement des images Schlieren, on se référera à ce qui a déjà été réalisé au niveau du post-traitement des images d'ombroscopie en régime laminaire (Section 2.2.). La différence réside ici dans l'information extraite de la flamme grâce au post-traitement. On extraira ici des images uniquement le rayon $R_{a,s}$ des contours de flamme, Figure 5.10, via la relation :

$$R_{a,s} = \sqrt{\frac{A_{f,s}}{\pi}} \quad (5.4)$$

En effet, la visualisation Schlieren des flammes turbulentes résulte en une projection de l'image de la flamme en trois dimensions sur un plan en deux dimensions. Ainsi, les plissements de l'ensemble de la flamme sont présents sur l'image ce qui diffère de la technique de tomographie qui, avec la visualisation d'une coupe-plan de la flamme, ne visualise que les plissements de cette coupe. En conséquence, les plissements visibles en imagerie Schlieren sont « lissés » et non-représentatif du réel plissement de la flamme. Il n'est donc pas pertinent de déterminer un rayon issu du périmètre du contour de flamme $R_{p,s}$ ainsi qu'un plissement de flamme W à partir de ce contour. Les rayons $R_{a,s}$ obtenus sont donc connus comme surestimant le rayon de flamme turbulente.

On note par ailleurs que l'inégalité $R_{a,s} \geq R_{a,t}$ en ce qui concerne les rayons obtenus par nos deux techniques optiques. A nouveau, l'égalité sera vérifiée uniquement en régime laminaire.

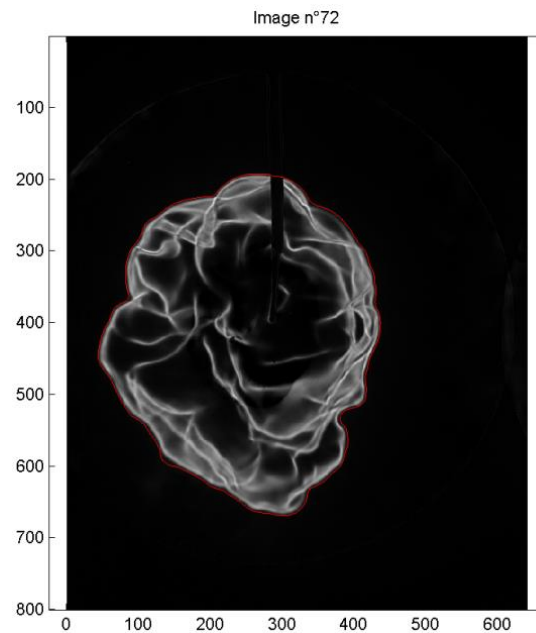


Figure 5.10 : Exemple de contour de flamme obtenu en Schlieren à 1 bar, 423 K, $\Phi = 1,0$ et 8000 tr/min.

° Vitesse et Etirement

La vitesse de flamme turbulente est obtenue par dérivée temporelle du rayon équivalent de flamme basé sur l'aire de flamme turbulente. De la même manière, l'étirement de flamme est obtenu via ce même rayon et la relation (4.31). Les liens entre les différents rayons obtenus, les expressions de la vitesse de flamme turbulente et de l'étirement seront plus amplement développés dans le *Chapitre 6* suivant.

° Erreurs de mesures

En ce qui concerne les possibles erreurs de mesures lors des post-traitements des flammes turbulentes en expansion, nous nous sommes basés sur la détermination du contour du plus petit plissement de flamme détectable numériquement (plus petite structure de flamme détectable).

Nous avons alors estimé un total de 6 *pixels* comme représentant la plus petite structure de flamme détectable, Figure 5.11 (a). La longueur maximum décrivant cette petite structure du contour de flamme est alors de $L_c = 6\sqrt{2}$ *pixels*. On peut alors comparer cette longueur avec celle du plus grand contour possible en forme d'arc de cercle autour de ces 6 *pixels*, c'est-à-dire $L_{max} = 2\pi * 3/2 \text{ pix}$. Ce résultat nous conduit à une erreur relative $E_r = 1 - L_c/L_{max}$ d'environ 10% sur l'ensemble du contour de flamme.

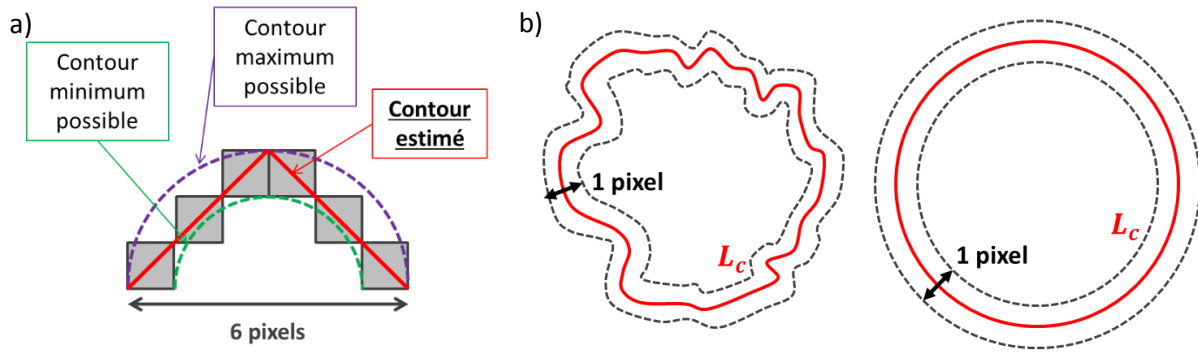


Figure 5.11 : (a) Schéma représentant l'erreur de détection sur le plus petit contour détectable. (b) Schéma représentant l'erreur de détection d'aire de flamme.

Nous avons ensuite étendu cette réflexion sur le calcul de la surface de flamme (pour l'obtention du rayon R_a basé sur l'aire formée par le contour de flamme). Nous prenons ici une surface de flamme S_{err} égale à un déplacement d' $1/2 \text{ pixel}$ depuis le contour L_c de flamme (Figure 5.11 (b)), c'est-à-dire à l'aire d'une bande de 0.5 pixel de largeur autour du contour de flamme détecté. Nous prendrons alors $S_{err} = 0.5 \text{ pix.} * L_c$, avec L_c le contour de notre flamme. De plus, nous prenons comme référence pour le calcul de cette erreur les rayons de flamme les plus petits observés, où l'erreur sera la plus grande. Nous prenons donc un contour de flamme $L_c = 100 \text{ pix.}$ comme plus petit contour observable de flamme (soit un rayon $R_a = 16 \text{ pix.}$). Nous obtenons ainsi une surface d'erreur $S_{err} = 50 \text{ pix.}^2$. L'aire de flamme valant environ 804 pix.^2 , nous trouvons une erreur relative de surface de flamme d'environ 6,2% soit une erreur relative de 12,4% pour la détermination du rayon R_a . A noter bien sûr qu'avec la flamme en expansion, cette erreur devient de plus en plus faible.

5.3. Limites expérimentales

Avec l'initiation de la flamme dans un environnement turbulent, de nouvelles limites expérimentales apparaissent pour l'étude de nos flammes en expansion. Néanmoins, les limites expérimentales rencontrées lors de l'étude laminaire restent toujours valables (Section 2.3.).

L'une des nouvelles limites dues au caractère turbulent de nos flammes réside sur la forme générale de la flamme. En effet, la méthode d'extraction de rayon de flamme par rayon équivalent basé sur l'aire ou le périmètre d'un cercle (Section 4.4.) nous oblige à utiliser des flammes turbulentes de forme globalement sphérique. Une trop grande distorsion de la flamme entraînerait, dès le départ, une erreur globale sur l'estimation de rayon équivalent de la surface de flamme. Ce critère, un temps envisagé d'un point de vue quantitatif, est resté purement subjectif lors de la réalisation des essais de flammes turbulentes. Ainsi, lorsqu'un développement de flamme prend une forme globalement sphérique comme sur la Figure 5.12 (a), cette dernière est conservée pour nos résultats finaux alors que pour un développement de forme similaire à celui de la Figure 5.12 (b), le tir est rejeté.

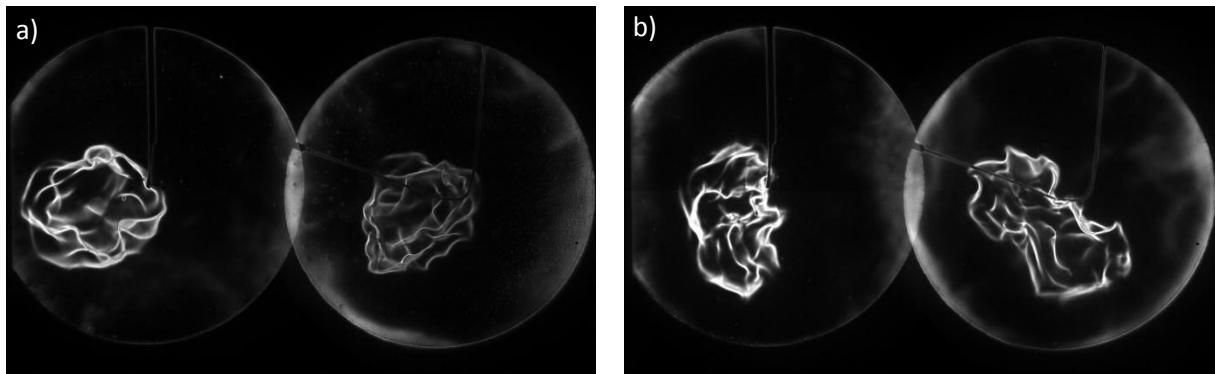


Figure 5.12 : Flammes isooctane/air à 1 bar, 423 K, $\Phi = 1,0$ et 8000 tr/min : (a) propagation globalement sphérique, (b) propagation de forme ovale dans toutes les directions de l'espace.

L'étude de flammes turbulentes fortement diluées a amené également des problèmes dérivés de ceux déjà observés sur les flammes laminaires (*sous-section 2.3.2.*). Ainsi dans le cas des flammes fortement diluées, le développement difficile du noyau de flamme juste après allumage a pour effet une convection du noyau de flamme à une distance plus ou moins importante de l'espace inter-électrode. Une fois les forts étirements du début du développement vaincus, la flamme a un développement similaire à celui d'une flamme plus stable à l'allumage. Cependant, la convection du noyau de flamme réduit la visualisation, car les dispositifs optiques sont centrés sur l'espace inter-électrodes, *Figure 5.13*. D'autre part, une convection initiale trop importante de la flamme l'éloigne du centre de l'enceinte et elle se propage donc dans une zone où la THI n'est plus garantie (*Section 5.1.*).

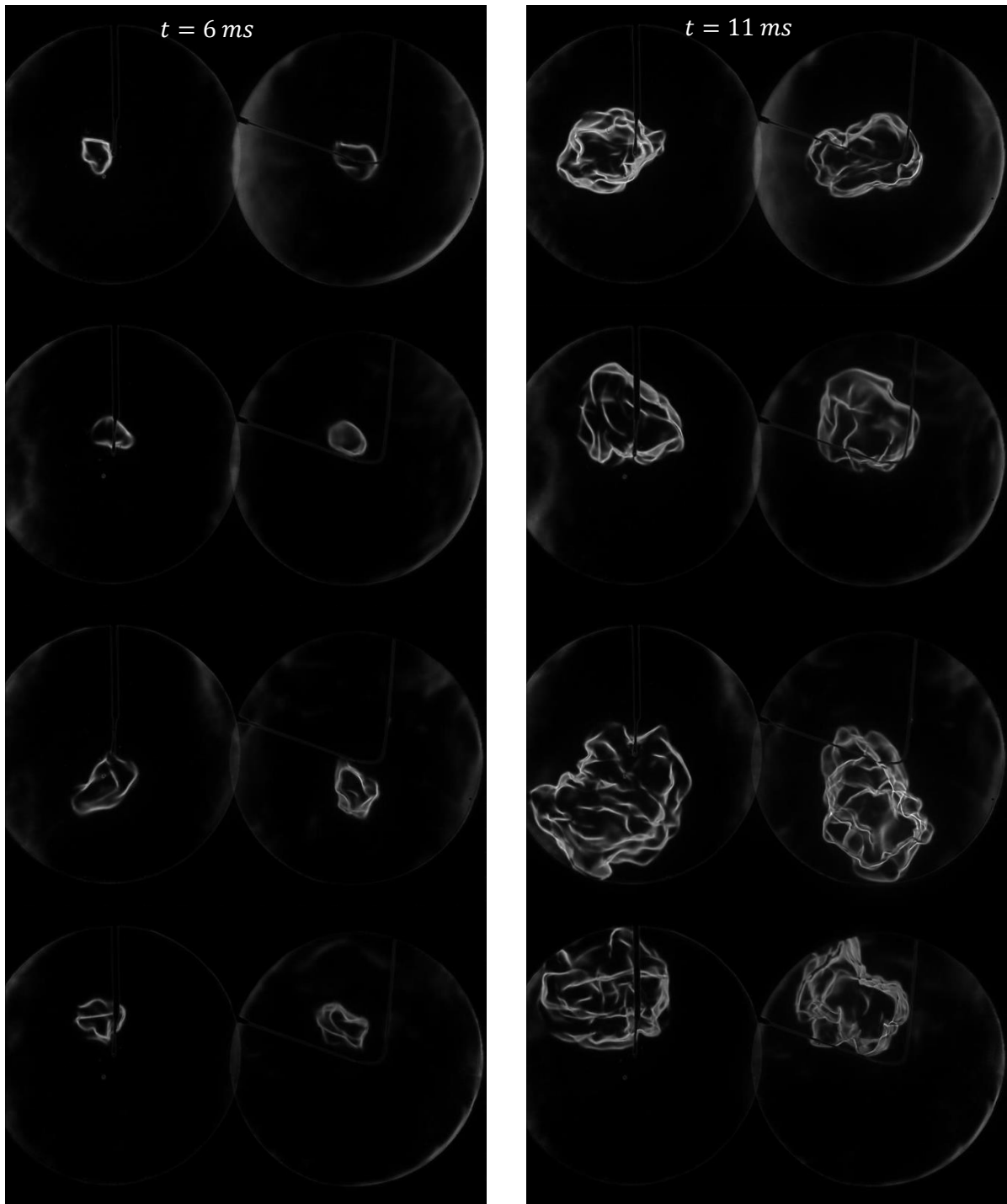


Figure 5.13 : Flammes isooctane/air à 1 bar, 423 K, $\Phi = 1,0$, 10% EGR et 8000 tr/min : déplacement aléatoire du noyau de flamme turbulente avec des mélanges fortement dilués et plissements de flammes de faible intensité.

Cependant le montage double a aussi permis de mieux sélectionner les flammes à la forme générale globalement sphérique. En effet, la double vision Schlieren permet de vérifier par exemple que certaines flammes en apparence sphériques pouvaient être déformées sous un angle de vue différent, *Figure 5.14*.

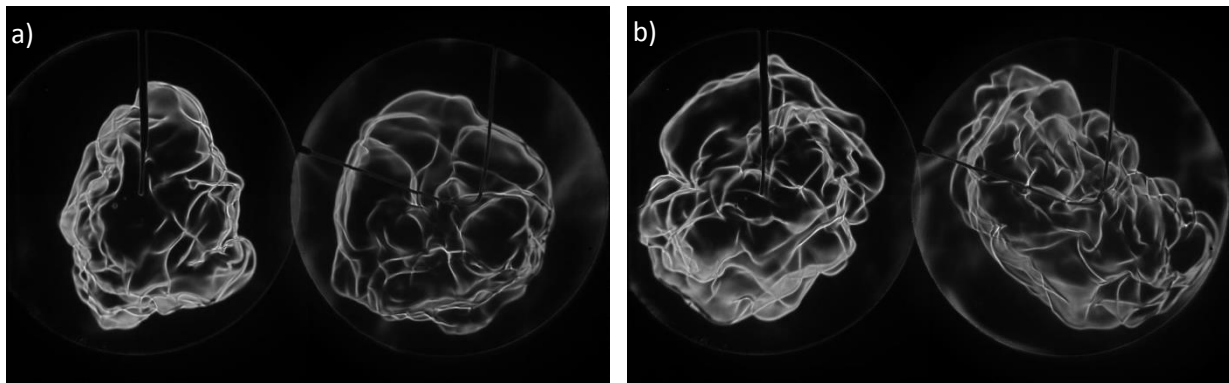


Figure 5.14 : Flammes isooctane/air à 1 bar, 423 K, $\Phi = 1,0$ et 8000 tr/min : (a) et (b), cas de propagation ovale dans une seule direction de l'espace aléatoire (les deux images à $t = 8,2$ ms).

De plus, cette double visualisation de la flamme permet de connaître précisément la position spatiale de la flamme à l'intérieur de l'enceinte de combustion. Cette information est capitale dans la bonne conduite de nos essais avec le montage de tomographie de manière à ce que la coupe réalisée soit globalement au centre de la flamme observée, Figure 5.15. Le manque d'information sur la position spatiale de la flamme a par exemple conduit Galmiche [7] à abandonner cette méthode pour l'étude des flammes turbulentes en expansion.

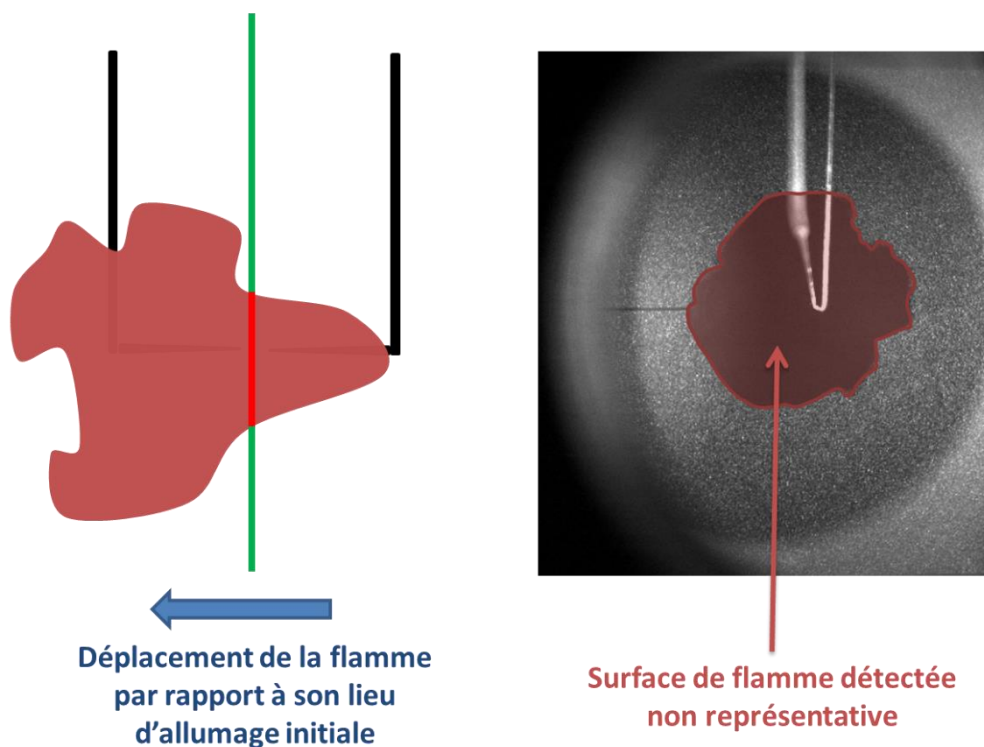


Figure 5.15 : Problème de convection de flamme turbulente en tomographie.

Trois cas généraux peuvent être recensés quant à la difficulté de la prise de vue d'images de tomographie avec les flammes turbulentes en expansion :

- Les cas qualifiés de « satisfaisants » gardant une forme globalement sphérique dans l'espace et suffisamment centrés sur le plan laser, Figure 5.12 (a).

-Les cas qualifiés de « convectés » possédant une géométrie globalement sphérique mais qui sont convectés hors du plan de visualisation laser, *Figure 5.16*.

-Et enfin les cas appelés « tridimensionnels » possédant des plissements très prononcés, de forme globalement sphérique mais dont la tomographie fait apparaître des îlots. Ces flammes apparaissent satisfaisantes du point de vue de la strioscopie étant donné que la projection de la flamme peut masquer cet aspect tridimensionnel mais ne le sont pas sur les images de tomographie, *Figure 5.17*.

Dans le reste de cette étude, seules les flammes de la première catégorie évoquée sont prises en compte pour la présentation des résultats.

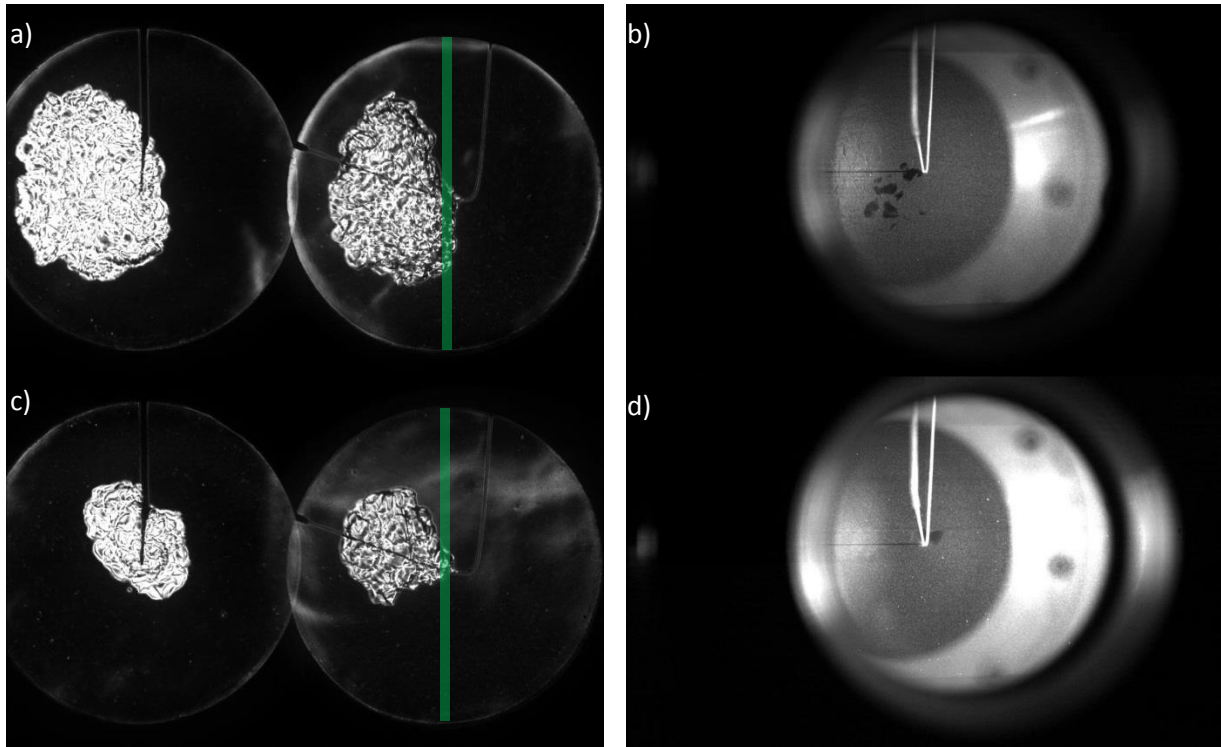


Figure 5.16 : Flammes iso-octane/air « convectées » : (a) double Schlieren et (b) tomographie à 5 bar, 423 K, $\Phi = 1,0$, 5% EGR et 8000 tr/min, (c) double Schlieren et (d) tomographie à 5 bar, 423 K, $\Phi = 1,0$, 10% EGR et 6000 tr/min. Les quatre images sont à $t = 6$ ms.

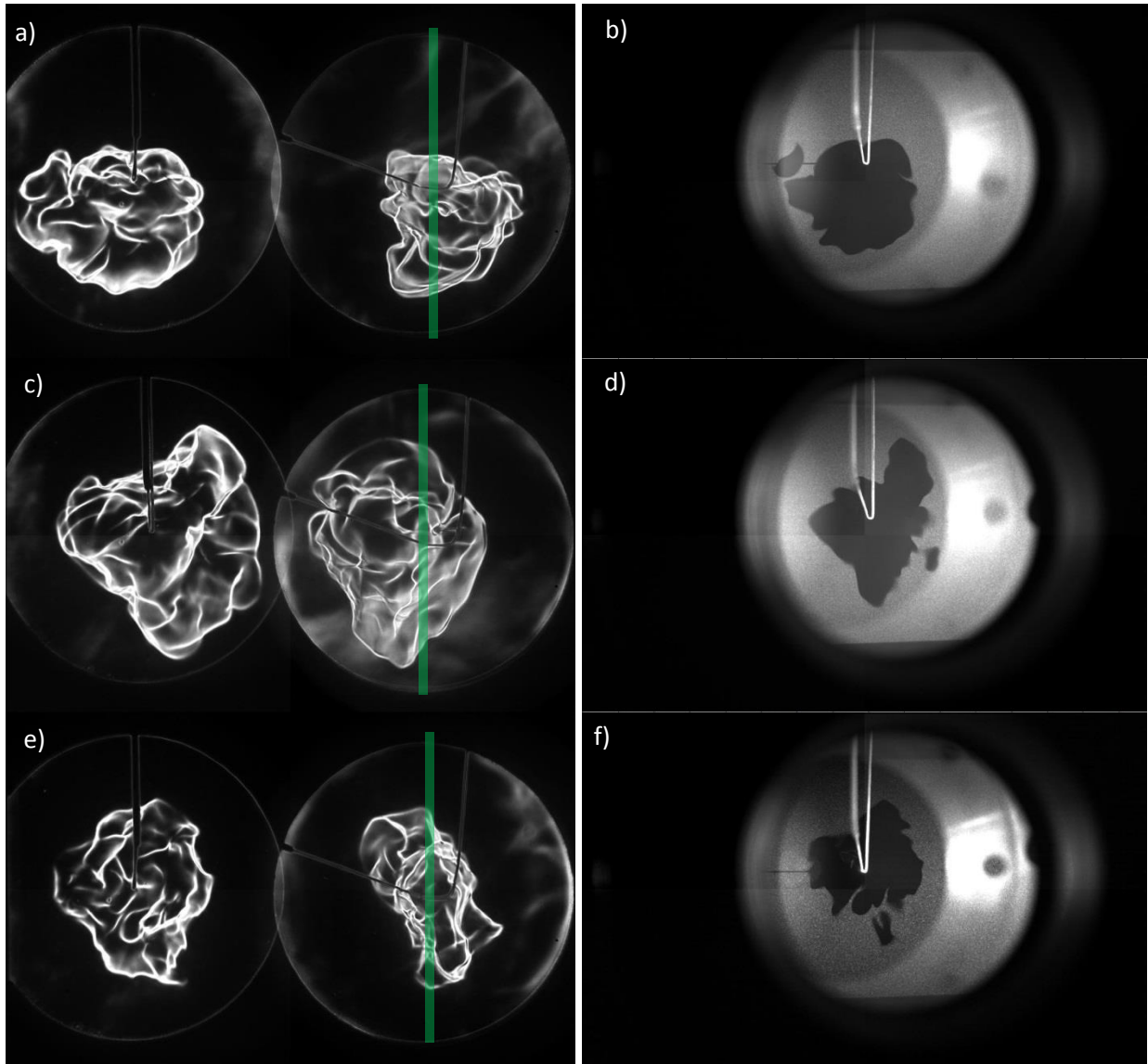


Figure 5.17 : Flammes isooctane/air « tridimensionnelles » : (a) double Schlieren et (b) tomographie à 1 bar, 423 K, $\Phi = 1,0$, 10% EGR et 6000 tr/min, à $t = 12$ ms, (c) double Schlieren et (d) tomographie à 1 bar, 423 K, $\Phi = 0,8$, et 6000 tr/min, à $t = 11$ ms, (e) double Schlieren et (f) tomographie à 1 bar, 423 K, $\Phi = 1,0$, 7,5% EGR et 8000 tr/min, à $t = 9$ ms.

5.4. Conditions expérimentales

Dans un premier temps, deux séries d'essais avec le montage simple ont été réalisées. La première appelée « Balayages autour de la référence » correspond à l'étude de l'effet de chaque paramètre initial (Pression, Température, Richesse, Diluant, Taux de dilution et Intensité turbulente) sur la propagation de la flamme, *Tableau 5.4*. Le point de référence choisi pour ces essais est à la stœchiométrique ($\Phi = 1,0$), sans dilution, à pression initiale de 1 bar, une température initiale de 423 K et pour une intensité turbulente de $u' = 1,39$ m/s. Ce point a été sélectionné pour plusieurs raisons : les conditions thermodynamiques et de mélange sont suffisantes pour assurer la complète vaporisation de l'ensemble du carburant liquide ainsi que le développement stable et suffisamment

rapide de la flamme et l'intensité turbulente correspond à une valeur proche de celle observée dans un moteur automobile downsizé actuel (Mounaïm-Rousselle et Landry [136][99], avec $1,3 \text{ m/s}$).

La seconde série d'essais, appelée « Points Moteur », correspond quant à elle à l'étude de flammes avec des conditions initiales proche de celles rencontrées en moteur, *Tableau 5.5*. Le point de départ de ces essais a été choisi pour se rapprocher des conditions thermodynamiques au moment de l'allumage dans un moteur à allumage commandé comme dans l'exemple du *Tableau 5.3*. C'est pourquoi les conditions prises sont très proches du point de référence de la campagne précédente à l'exception de la température qui a été abaissée à 373 K .

Il a ensuite été entrepris d'utiliser le nouveau montage optique avec la double strioscopie couplé à la prise de vue de tomographie (montage double) pour une 3^{ème} campagne d'essais. Le détail de ces tirs est quant à lui décrit dans le *Tableau 5.6*. Cette dernière campagne d'essais a permis une meilleure compréhension des mécanismes de propagation des flammes turbulentes en expansion. Par ailleurs, l'interprétation des résultats de l'ensemble des campagnes d'essais turbulents a grandement bénéficié des résultats du montage double (application d'une correction). Ainsi, pour une meilleure lecture de ces travaux de thèse, les essais en montage double amenant la prise en compte d'une correction pour le rayon Schlieren sont présentés avant les autres résultats de flammes turbulentes (le *Chapitre 6* pour les résultats concernant l'application d'une correction obtenue avec le montage double et le *Chapitre 7* pour l'ensemble des résultats turbulents).

Taux de compression ϵ	1: 9,5
Régime moteur	1200 <i>tr/min</i>
Avance à l'allumage A_{vA}	-30 <i>dV</i>
Pression à l'allumage	~6 <i>bar</i>
Température à l'allumage	~550 <i>K</i>

Tableau 5.3 : Exemple de conditions thermodynamiques typiques rencontrées à l'allumage dans un moteur à allumage commandé [139].

	Pres. (bar)	Temp. (K)	ϕ	Diluant (%)	u' (m/s)	S_L^0 (cm/s)	Lb (mm)	Le_{eff}	δ_L (μm)	λ $\sim L(15/Re_L)^{1/2}$ (μm)	Nbre De Tirs
REF	1	423	1.0	-	1.39	53,6	0,78	1,98	67,8	0,99	10
u'	1	423	1.0	-	0.69	53,6	0,78	1,98	67,8	1,40	10
	1	423	1.0	-	1.04	53,6	0,78	1,98	67,8	1,15	9
	1	423	1.0	-	1.73	53,6	0,78	1,98	67,8	0,89	11
	1	423	1.0	-	2.08	53,6	0,78	1,98	67,8	0,81	7
	1	423	1.0	-	2.43	53,6	0,78	1,98	67,8	0,75	6
CO ₂	1	423	1.0	5%-CO ₂	1.39	37,0	1,15	1,94	95,9	0,98	7
	1	423	1.0	10%-CO ₂	1.39	26,0	1,73	1,89	133,3	0,96	5
H ₂ O	1	423	1.0	5%-H ₂ O	1.39	44,6	1,05	1,99	82,0	0,99	8
	1	423	1.0	10%-H ₂ O	1.39	37,3	1,43	2,00	98,3	1,00	7
N ₂	1	423	1.0	5%-N ₂	1.39	51,8	0,91	2,00	70,6	0,99	10
	1	423	1.0	10%-N ₂	1.39	45,7	1,07	2,01	80,5	1,00	9
	1	423	1.0	15%-N ₂	1.39	40,5	1,28	2,02	91,3	1,00	8
EGR	1	423	1.0	5%-EGR	1.39	43,5	0,91	1,99	83,7	0,99	10
	1	423	1.0	10%-EGR	1.39	35,7	1,07	1,99	102,4	0,99	8
	1	423	1.0	15%-EGR	1.39	29,5	1,28	1,99	124,0	0,99	7
E.R.	1	423	0.8	-	1.39	39,2	1,07	2,52	95,1	1,00	10
	1	423	0.9	-	1.39	48,2	0,93	2,30	76,4	1,00	10
	1	423	1.1	-	1.39	55,4	0,64	1,71	64,9	0,99	10
	1	423	1.2	-	1.39	53,8	0,49	1,54	66,1	0,99	8
	1	423	1.3	-	1.39	49,4	-0,1**	1,42	71,2	0,98	6
	1	423	1.4	-	1.39	43,2*	-1,0**	1,33	80,5	0,98	10
	1	423	1.5	-	1.39	36,6*	-2,4**	1,27	94,0	0,97	10
	1	423	1.6	-	1.39	31,4*	-4,0**	1,21	108,5	0,97	9
P°	3	423	1.0	-	1.39	42,9	0,36	1,98	28,3	0,57	10
	5	423	1.0	-	1.39	38,7	0,25	1,98	18,8	0,44	10
	10	423	1.0	-	1.39	33,6	0,15*	1,98	10,8	0,31	9+8
T°	1	323	1.0	-	1.39	35,1*	0,92*	2,07	65,7	0,79	10
	1	373	1.0	-	1.39	44,0	0,84	2,02	66,9	0,89	10
	1	473	1.0	-	1.39	63,9*	0,73*	1,95	68,6	1,09	9

(*) Valeurs issues des corrélations, surestimant largement les résultats réels.

(**) Estimations.

Tableau 5.4 : Conditions initiales et paramètres des flammes iso-octane/air turbulentes pour les essais « autour du point de référence ».

Pres. (bar)	Temp. (K)	ϕ	Diluant (%)	u' (m/s)	S_L^0 (cm/s)	Lb (mm)	Le_{eff}	δ_L (μm)	λ $\sim L(15/Re_L)^{1/2}$ (μm)	Nbre De Tirs
1	373	1.0	-	1.39	44,0	0,84	2,02	66,9	0,89	10
1	373	1.0	5%-CO ₂	1.39	30,4	1,24	1,97	94,4	0,88	8
1	373	1.0	10%-CO ₂	1.39	21,3	1,86	1,92	131,1	0,86	7
1	373	1.0	5%-EGR	1.39	35,7	0,98	2,03	82,5	0,89	10
1	373	1.0	10%-EGR	1.39	29,3	1,15	2,03	100,7	0,89	10
1	373	1.0	15%-EGR	1.39	24,2	1,37	2,03	121,9	0,89	10
1.5	412.5	1.0	-	1.39	47,5	0,60	1,99	48,9	0,79	10
1.5	412.5	1.0	5%-CO ₂	1.39	32,8	0,78	1,94	69,2	0,78	10
1.5	412.5	1.0	10%-CO ₂	1.39	23,0	1,04	1,90	96,1	0,77	10
1.5	412.5	1.0	15%-CO ₂	1.39	16,4	1,43	1,85	131,5	0,76	10
1.5	412.5	1.0	5%-EGR	1.39	38,5	0,66	2,00	60,4	0,79	10
1.5	412.5	1.0	10%-EGR	1.39	31,6	0,74	2,00	73,8	0,79	10
1.5	412.5	1.0	15%-EGR	1.39	26,1	0,86	2,00	89,4	0,79	9
1.5	412.5	1.0	20%-EGR	1.39	21,8	1,02	2,00	107,4	0,79	10
2	443	1.0	-	1.39	50,1	0,47	1,97	39,2	0,73	10
2	443	1.0	5%-CO ₂	1.39	34,6	0,57	1,92	55,4	0,72	10
2	443	1.0	10%-CO ₂	1.39	24,3	0,72	1,88	77,1	0,71	10
2	443	1.0	15%-CO ₂	1.39	17,3	0,94	1,83	105,5	0,70	11
2	443	1.0	5%-EGR	1.39	40,7	0,50	1,97	48,4	0,73	10
2	443	1.0	10%-EGR	1.39	33,3	0,56	1,98	59,2	0,73	10
2	443	1.0	15%-EGR	1.39	27,6	0,63	1,98	71,7	0,73	10
2	443	1.0	20%-EGR	1.39	23,0	0,74	1,99	86,2	0,73	11
2.5	468	1.0	-	1.39	52,2	0,39	1,95	33,0	0,68	10
2.5	468	1.0	5%-CO ₂	1.39	36,0	0,45	1,91	46,7	0,68	10
2.5	468	1.0	10%-CO ₂	1.39	25,3	0,55	1,86	65,0	0,67	10
2.5	468	1.0	15%-CO ₂	1.39	18,0	0,70	1,82	89,0	0,66	10
2.5	468	1.0	20%-CO ₂	1.39	13,1	0,93	1,78	120,1	0,65	11
2.5	468	1.0	5%-EGR	1.39	42,4	0,41	1,96	40,8	0,68	10
2.5	468	1.0	10%-EGR	1.39	34,7	0,45	1,96	49,9	0,68	10
2.5	468	1.0	15%-EGR	1.39	28,7	0,51	1,97	60,5	0,68	10
2.5	468	1.0	20%-EGR	1.39	23,9	0,60	1,97	72,7	0,68	10
2.5	468	1.0	25%-EGR	1.39	20,1	0,74	1,98	86,8	0,68	11

Tableau 5.5 : Conditions initiales et paramètres des flammes iso-octane/air turbulentes pour les essais « Points Moteur ».

Pres. (bar)	Temp. (K)	ϕ	Diluant (%)	u' (m/s)	S_L^0 (cm/s)	Lb (mm)	Le_{eff}	δ_L (μm)	λ $\sim L(15/Re_L)^{1/2}$ (μm)	Nbre De Tirs
1	423	0.8	-	0.52	39,2	1,07	2,52	95,0	1,63	9
1	423	1.0	-	0.52	53,6	0,78	1,98	67,8	1,62	10
1	423	1.0	5%-EGR	0.52	43,5	0,91	1,99	83,7	1,62	10
1	423	1.0	7,5%-EGR	0.52	39,4	0,98	1,99	92,6	1,62	10
1	423	1.0	10%-EGR	0.52	35,7	1,07	1,99	102,3	1,62	10
1	423	1.46	-	0.52	39,2	-1,5**	1,29	88,1	1,59	10
1	423	0.8	-	1.04	39,2	1,07	2,52	95,0	1,15	14
1	423	1.0	-	1.04	53,6	0,78	1,98	67,8	1,15	10
1	423	1.0	5%-EGR	1.04	43,5	0,91	1,99	83,7	1,15	10
1	423	1.0	7,5%-EGR	1.04	39,4	0,98	1,99	92,6	1,15	10
1	423	1.0	10%-EGR	1.04	35,7	1,07	1,99	102,3	1,15	11
1	423	1.46	-	1.04	39,2	-1,5**	1,29	88,1	1,12	4
1	423	0.8	-	1.39	39,2	1,07	2,52	95,0	1,00	8
1	423	1.0	-	1.39	53,6	0,78	1,98	67,8	0,99	11
1	423	1.0	5%-EGR	1.39	43,5	0,91	1,99	83,7	0,99	12
1	423	1.0	7,5%-EGR	1.39	39,4	0,98	1,99	92,6	0,99	10
1	423	1.0	10%EGR	1.39	35,7	1,07	1,99	102,3	0,99	4
1	423	1.46	-	1.39	39,2	-1,5**	1,29	88,1	0,97	10
5	423	0.8	-	0.52	28,3	0,34	2,52	26,3	0,73	10
5	423	1.0	-	0.52	38,7	0,25	1,98	18,8	0,72	11
5	423	1.0	5%-EGR	0.52	31,4	0,26	1,99	23,2	0,72	11
5	423	1.0	7,5%-EGR	0.52	28,4	0,27	1,99	25,7	0,72	12
5	423	1.0	10%-EGR	0.52	25,7	0,28	1,99	28,4	0,72	12
5	423	1.46	-	0.52	28,3	?	1,29	24,4	0,71	10
5	423	0.8	-	1.04	28,3	0,34	2,52	26,3	0,52	12
5	423	1.0	-	1.04	38,7	0,25	1,98	18,8	0,51	14
5	423	1.0	5%-EGR	1.04	31,4	0,26	1,99	23,2	0,51	8
5	423	1.0	7,5%-EGR	1.04	28,4	0,27	1,99	25,7	0,51	10
5	423	1.0	10%-EGR	1.04	25,7	0,28	1,99	28,4	0,51	4
5	423	1.46	-	1.04	28,3	?	1,29	24,4	0,50	10
5	423	0.8	-	1.39	28,3	0,34	2,52	26,3	0,45	6
5	423	1.0	-	1.39	38,7	0,25	1,98	18,8	0,44	6
5	423	1.0	5%-EGR	1.39	31,4	0,26	1,99	23,2	0,44	10
5	423	1.46	-	1.39	28,3	?	1,29	24,4	0,44	11

(*) Valeurs issues des corrélations, surestimant largement les résultats réels.

(**)Estimations.

Tableau 5.6 : Conditions initiales et paramètres des flammes isooctane/air turbulentes pour les essais « Montage Double Schlieren et Tomographie ».

L'ensemble des essais ainsi réalisés se situent dans la zone du régime des flammelettes et des flammes plissées-épaissies du diagramme de Borghi, *Figure 5.18*, ce qui correspond bien aux hypothèses de propagation dans le régime des flammelettes.

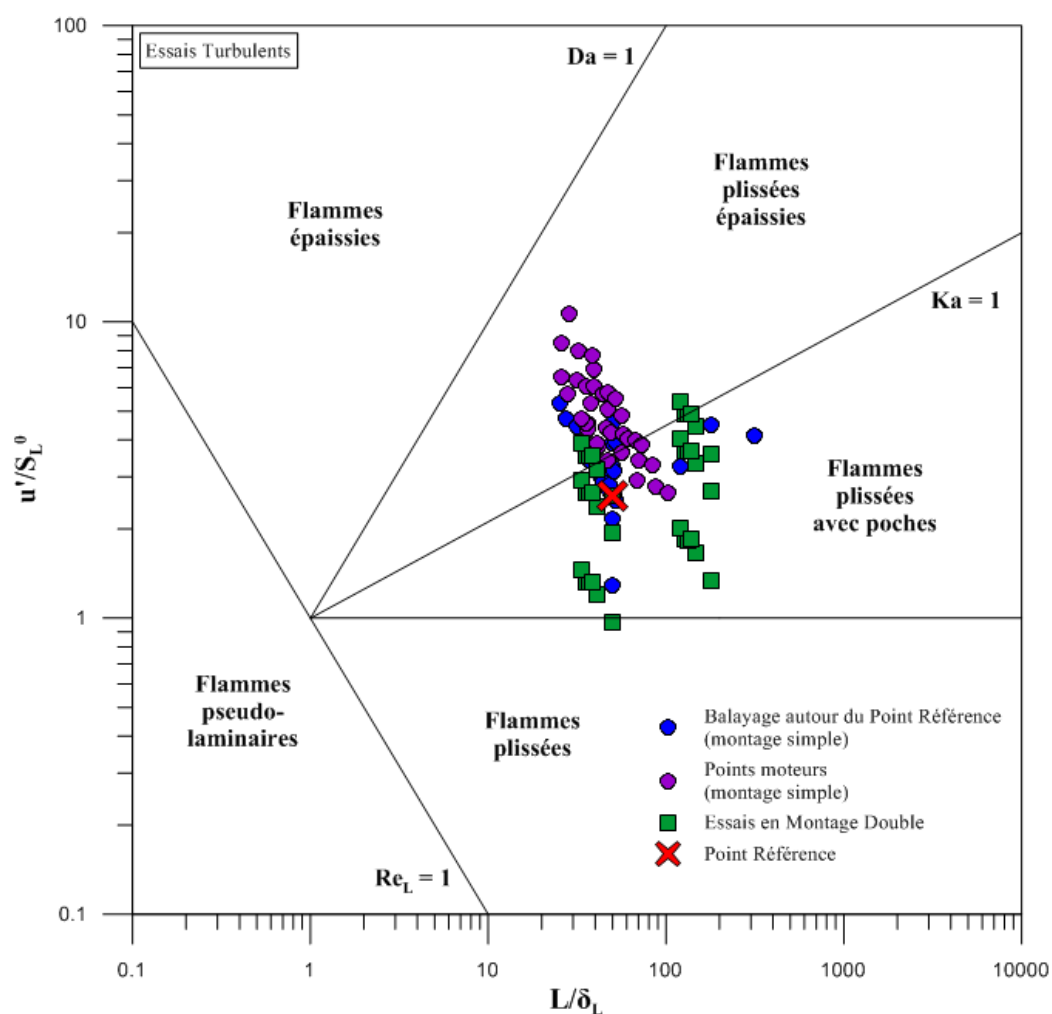


Figure 5.18 : Diagramme de Borghi avec l'ensemble des points turbulents réalisés regroupés dans les Tableau 5.4, Tableau 5.5 et Tableau 5.6.

Chapitre 6: Détermination de coefficient de correction Schlieren

L'objectif de ce chapitre est de présenter la méthode de détermination du coefficient correctif à appliquer aux rayons équivalents de flammes turbulentes obtenus par technique Schlieren afin de supprimer le biais apporté par la technique de mesure optique

6.1. Introduction

Bradley et al.[128] ont proposé de corriger les rayons équivalents de flammes par un coefficient correctif constant obtenu par comparaison des rayons issus d'images Schlieren et de tomographie.

Plusieurs rayons équivalents de flamme peuvent être définis selon le paramètre pris en référence : le rayon R_m est ainsi basé sur la masse de gaz, R_a sur l'aire de flamme et R_v sur le volume de gaz. Ces rayons, basés sur l'analyse d'images de tomographie, possèdent une hiérarchie claire quel que soit le moment de la propagation : $R_r \leq R_m \leq R_a \leq R_v \leq R_t$. Bradley et al. [128] ont décidé de comparer les valeurs de ces rayons à ceux obtenus par une technique Schlieren, R_{Sch} , pour des flammes de méthane/air et propane/air. Par comparaison avec les précédents, ce nouveau rayon R_{Sch} possède des valeurs comprises entre les rayons R_v et R_t , *Figure 6.1*. Or, comme il a déjà été précisé à la *Section 4.4.*, le rayon R_v est le plus représentatif et permet d'extraire la vitesse de flamme turbulente S_T de la flamme. Les rayons obtenus par technique Schlieren surestiment ce rayon R_v .

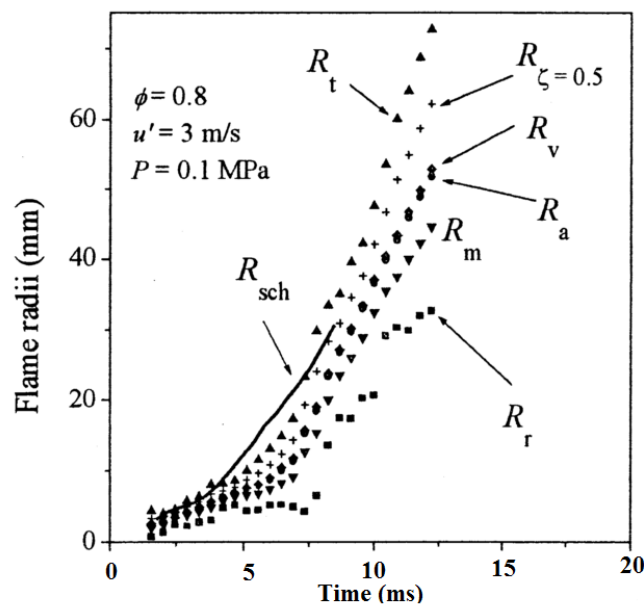


Figure 6.1 : Rayons de flamme en fonction du temps, extrait de Bradley et al. [128].

Afin de corriger le rayon Schlieren, Bradley propose la relation suivante :

$$R_v = \left(\frac{1}{1.11}\right) R_{Sch} - 2,1 \quad \text{pour} \quad 2 \leq R_v \leq 40 \text{ mm} \quad (6.1)$$

Ce qui permet également d'exprimer la vitesse de flamme turbulente par :

$$S_T = \frac{\rho_b}{\rho_u} \frac{dR_v}{dt} = \left(\frac{1}{1.11} \frac{\rho_b}{\rho_u}\right) \frac{dR_{Sch}}{dt} \quad (6.2)$$

Le coefficient de correction constant $\frac{1}{1.11} \approx 0,9$ est déduit du rapport des dérivées temporelles des rayons R_v et R_{Sch} , Figure 6.2, ce coefficient étant unique et constant quel que soit la nature du carburant, les conditions thermodynamiques et l'intensité turbulente. Néanmoins, le choix de ce coefficient constant pour les cas étudiés est discutable à la vue de la dispersion des résultats.

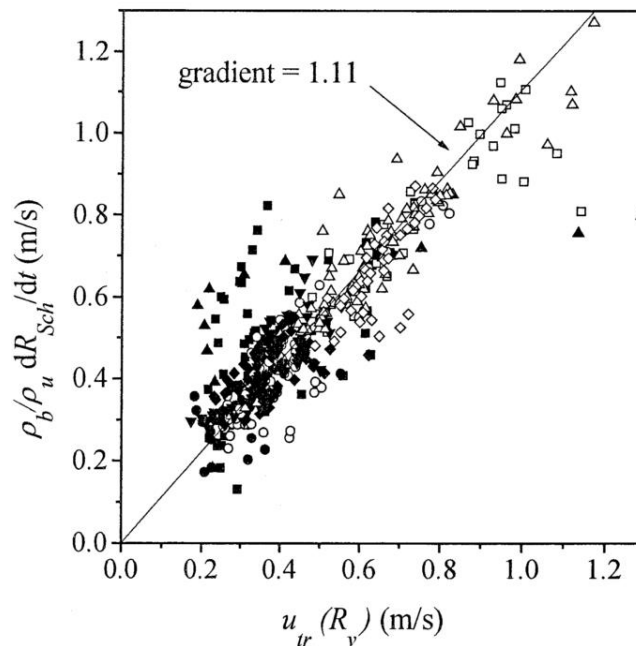


Figure 6.2 : Relation entre la vitesse de flamme turbulente $S_T [= u_{tr}(R_v)]$ et la vitesse extraite des rayons équivalents de flamme Schlieren R_{Sch} , extrait des travaux de Bradley et al. [128].

6.2. Détermination de rayons et vitesses de propagation

6.2.1. Mise en relation des rayons issus des deux diagnostics optiques

L'étude des flammes turbulentes implique le suivi d'un « front de flamme moyen ». Ce dernier s'apparente, à l'instar des cas laminaires, à l'interface entre les gaz frais et gaz brûlés autour duquel une certaine épaisseur de flamme turbulente se développe. Usuellement, ce front de flamme se détermine comme une moyenne statistique de flammes stationnaires ou de flammes instationnaires dans des conditions géométriques identiques (volume) [140], grâce à laquelle est déterminée une variable de progrès $\langle c \rangle$ correspondant à l'état d'avancement de la combustion ($\langle c \rangle = 0$ dans les gaz frais et $\langle c \rangle = 1$ dans les gaz brûlés). On définit alors la position du front de flamme moyen, servant à

la définition du rayon équivalent de flamme turbulente au niveau de $\langle c \rangle = 0,5$, l'épaisseur de flamme turbulente δ_T est définie comme l'écart entre $\langle c \rangle = 0,1$ et $\langle c \rangle = 0,9$ et est liée à l'échelle intégrale du milieu turbulent.

Dans le cas des flammes stationnaires turbulentes en expansion, cette méthodologie ne peut donc pas s'appliquer car les flammes sont ici suivies individuellement. Bradley et al. [141] ont souligné les difficultés liées à la définition du front de flamme moyen pour ces flammes, la valeur de la variable $\langle c \rangle = 0,5$ devant être extraite d'un contour de flamme instantanée, pour lequel il y a autant de gaz brûlés à l'extérieur que de gaz frais à l'intérieur de chaque côté de cette interface. Ainsi, dans le cas des flammes turbulentes en expansion, cela correspond à la définition des rayons équivalents de flamme définis en Section 4.4., Figure 6.3.

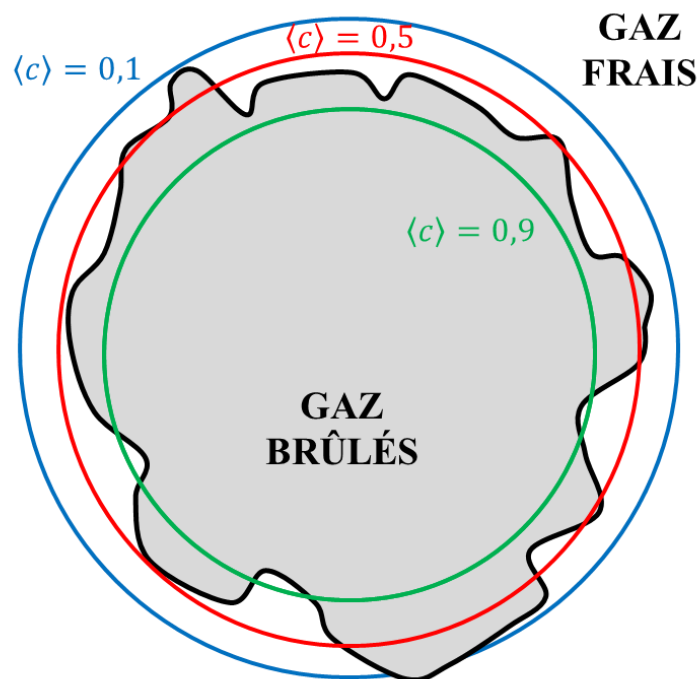


Figure 6.3 : Variable de progrès moyenne $\langle c \rangle$ pour une flamme turbulente en expansion.

L'extraction des rayons équivalents de flamme est ainsi primordiale dans l'obtention du front de flamme moyen défini par $\langle c \rangle = 0,5$. D'après la Section 4.4., le rayon R_v , estimé à partir des volumes de gaz, est le plus approprié à la définition d'un rayon équivalent de flamme turbulente. L'épaisseur de flamme turbulente δ_T a par ailleurs tendance à augmenter durant la propagation des flammes turbulentes en expansion.

La technique Schlieren permet de détecter l'emplacement du maximum du gradient de température du front de flamme. Le contour de flamme obtenu correspond donc par définition à la variable de progrès $\langle c \rangle = 0,5$ ($c = (T - T_u)/(T_b - T_u)$ [8]). Néanmoins, comme vu à la sous-section 5.2.3., la visualisation Schlieren d'une flamme turbulente est une projection sur un plan deux dimensions de l'image d'une flamme en trois dimensions. Cette projection de l'image de flamme est alors constituée d'une superposition infinie de contours de flamme qui surestime la surface de flamme turbulente. En conséquence, le rayon $R_{a,s}$ (« a » pour aire de flamme, « s » pour Schlieren), correspondant au rayon R_{Sch} chez Bradley et al. [128], déduit de l'aire de flamme $A_{f,s}$ (sous-section

5.2.3.) surestime le rayon équivalent de flamme turbulente idéal R_v . Bradley et al. [142] ont mesuré expérimentalement le rayon $R_{a,s}$ (ou R_{Sch}) comme correspondant à la variable de progrès moyenne $\langle c \rangle = 0,5$ au début de la création du noyau de flamme. Cependant, $\langle c \rangle$ tend rapidement vers de plus faibles valeurs avec la propagation de la flamme pour atteindre en moyenne une valeur de $\langle c \rangle = 0,1$. Cette diminution artificielle de la variable de progrès est due à la superposition de contours de flamme en visualisation Schlieren. Le rayon $R_{a,s}$ croît plus rapidement que le rayon R_v lors du développement de la flamme en expansion turbulente (Figure 6.1). L'écart entre les deux rayons grandit lors de la propagation de la flamme, ce qui amène à une diminution de $\langle c \rangle$.

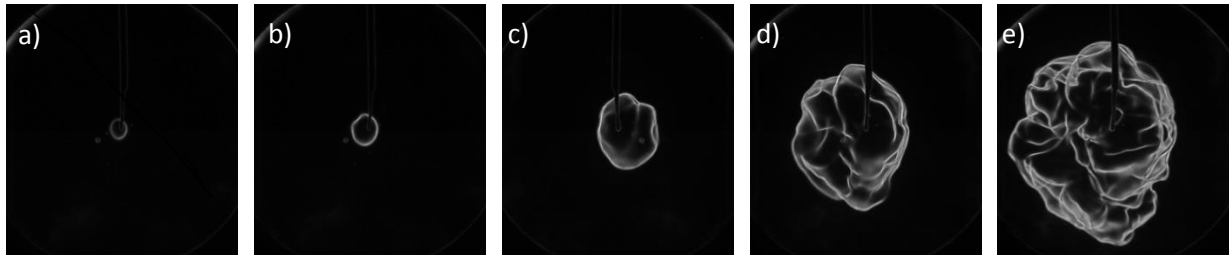


Figure 6.4 : Propagation d'une flamme turbulente en expansion (1 bar, 423 K, $\phi = 1,0$, 8000 tr/min), transition laminaire-turbulente en Schlieren. (a) 1,0 ms, (b) 2,0 ms, (c) 4,0 ms, (d) 6,0 ms et (e) 7,5 ms.

La technique de tomographie, quant à elle, nous permet d'accéder à deux rayons équivalents différents via le même contour de flamme : $R_{a,t}$ et $R_{p,t}$ (« a » pour aire de flamme, « p » pour périmètre de flamme, « t » pour tomographie) déduite respectivement de l'aire de flamme $A_{f,t}$ et du périmètre de flamme $P_{f,t}$ (sous-section 5.2.3.). En effet, en configuration de tomographie, le contour de flamme observé correspond à une coupe de la flamme (dans le plan laser). Il n'y a donc pas de superposition avec l'infinité des plissements issus des autres plans de la flamme turbulente comme en configuration Schlieren. Bradley et al. [128] ont montré expérimentalement que le rayon R_v et le rayon $R_{a,t}$ sont proches. De plus, Bradley et al. [142] indiquent que les rayons R_a et R_v , obtenus expérimentalement avec l'aire et le volume de gaz brûlés (Section 6.1.), correspondent respectivement aux contours moyens dont la variable de progrès moyenne $\langle c \rangle$ vaut environ 0,45 et 0,35.

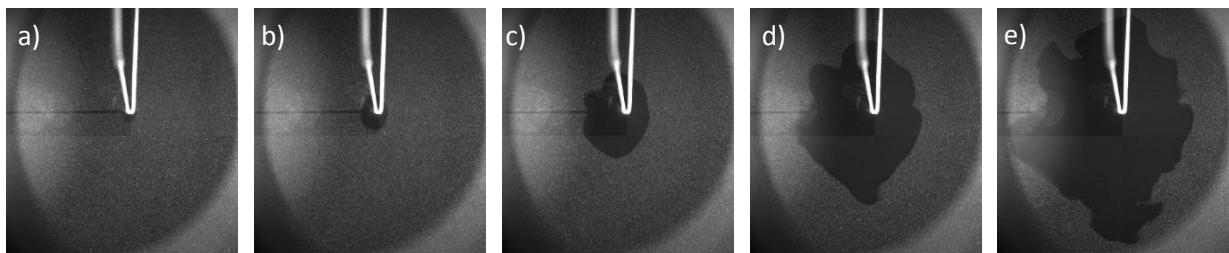


Figure 6.5 : Propagation d'une flamme turbulente en expansion (1 bar, 423 K, $\phi = 1,0$, 8000 tr/min), transition laminaire-turbulente en tomographie. (a) 1,0 ms, (b) 2,0 ms, (c) 4,0 ms, (d) 6,0 ms et (e) 7,5 ms.

Par conséquent, la tomographie est la technique permettant de déterminer le plus fidèlement les rayons équivalents de flammes turbulentes en expansion. Dans les cas où la flamme reste dans le champ du plan laser (pas de convection) et pour des déformations raisonnables (pas d'îlots, forme globalement sphérique), le rayon $R_{a,t}$ obtenu par l'aire du contour de flamme des images de

tomographie est celui qui possède une valeur de variable de progrès moyenne $\langle c \rangle$ la plus proche de 0,5 [142]. Ainsi, les rayons $R_{a,s}$, issu du post-traitement des images Schlieren, et $R_{a,t}$, issu du post-traitement des images de tomographie, obtenus simultanément peuvent être comparés afin de connaître le degré de surestimation de rayon induite par la technique Schlieren.

Pour compenser cette surestimation, les rayons $R_{a,s}$ seront corrigés via un coefficient de correction C_{corr} obtenu à partir du gradient des rayons $R_{a,t}$ par rapport aux rayons $R_{a,s}$ ($dR_{a,t}/dR_{a,s}$) au cours de la propagation de flamme. Le nouveau rayon $R_{a,s-corr}$, défini par la *relation* (6.3), représente le rayon de flamme obtenu à partir de l'aire de flamme sur les images Schlieren après correction par le coefficient C_{corr} . Ce nouveau rayon équivalent de notre flamme turbulente devient alors aussi représentatif que le rayon $R_{a,t}$. [128], *équation* (6.4).

$$R_{a,s-corr} = C_{corr} * R_{a,s} \quad (6.3)$$

$$R_{a,s-corr} \approx R_{a,t} \approx R_v \quad (6.4)$$

En écho aux travaux de Bradley et al. [128], nous utiliserons un coefficient de correction C_{corr} constant tout au long de la propagation de la flamme, décision prise autant à la vue des résultats que de la simplicité d'utilisation qu'un coefficient constant engendre. C_{corr} est alors calculé pour chaque cas de ce chapitre comme une moyenne temporelle, sur la durée de propagation de flamme, du gradient des rayons moyens issu de la tomographie par rapport à ceux issus du Schlieren :

$$C_{corr} = \left\langle \frac{d\langle R_{a,t} \rangle}{d\langle R_{a,s} \rangle} \right\rangle_{\text{temps}} \quad (6.5)$$

avec $\langle R_{a,t} \rangle$ et $\langle R_{a,s} \rangle$ les rayons moyens sur l'ensemble des tirs à un instant donné.

La légitimité du caractère constant du coefficient C_{corr} sera discutée dans la suite de ce chapitre (*sous-section 6.3.2.*).

6.2.2. Vitesse de propagation, étirement et plissement de flamme turbulente

En ce qui concerne le calcul de la vitesse de flamme turbulente S_T (*équation* (4.29)), nous avons précédemment vu que le rayon équivalent idéal était R_v (*Section 4.4.*). Grâce au développement précédent sur les rayons équivalents pour les flammes étudiées ici avec le montage double (*relation* (6.4)), nous pouvons utiliser les rayons $R_{a,t}$ issus de la tomographie et $R_{a,s-corr}$ issus de l'imagerie Schlieren ($R_{a,s}$ après correction par C_{corr}) afin de calculer la vitesse de flamme turbulente S_T . Toutefois, nous préférons utiliser la vitesse de propagation de flamme turbulente V_T dans la suite de ces travaux. Ce choix est motivé par la manière dont nous présenterons nos résultats dans les sections suivantes (graphique $V_T(K)$) et permet de s'affranchir de l'hypothèse d'équilibre dans les gaz brûlés pour le calcul de ρ_b^{eq} . (*sous-section 1.6.1.*) :

$$V_{T,t} = \frac{dR_{a,t}}{dt} \quad (6.6)$$

$$V_{T,s-corr} = \frac{dR_{a,s-corr}}{dt} \quad (6.7)$$

A noter qu'avec un coefficient C_{corr} défini comme constant avec le temps, la vitesse de propagation de flamme $V_{T,s-corr}$ peut également être déduite directement de la vitesse $V_{T,s}$ avec :

$$V_{T,s} = \frac{dR_{a,s}}{dt} \quad (6.8)$$

$$V_{T,s-corr} = \frac{d(C_{corr} * R_{a,s})}{dt} = C_{corr} * V_{T,s} \quad (6.9)$$

Le montage double permet ainsi d'obtenir deux mesures de la vitesse de propagation de flamme turbulente différentes avec nos deux techniques de tomographie et Schlieren associées sur ce montage. Si la mesure avec la tomographie est la plus précise en termes de rayon obtenu, elle n'est malheureusement pas la technique la plus simple à mettre en place [133] et est inexploitable lorsque la flamme est convectée hors du plan laser. C'est pourquoi, malgré la surestimation des rayons engendrée, la technique Schlieren est la plus utilisée expérimentalement [24][142][112][143][144][145][146][74]. L'assurance d'une tomographie non soumise aux mouvements d'ensemble de l'écoulement avec le montage double (*sous-section 5.2.2.*) pourrait nous convaincre de n'utiliser que la visualisation de tomographie pour la détermination de nos vitesses de flamme. Néanmoins, la disposition particulièrement étriquée du plan laser (*Figure 5.6*) rend les rayons observables en tomographie plus faibles qu'en Schlieren (environ 20 mm en tomographie contre environ 30 mm en Schlieren). C'est pourquoi les rayons $R_{a,s-corr}$ et les vitesses $V_{T,s-corr}$ seront principalement utilisés dans la suite de l'étude.

Pour l'étirement K_T de la flamme turbulente, nous utilisons la *relation (4.31)* de l'étirement global de flamme K_{global} basé sur l'aire de flamme A_f . Nous prenons ici un développement de A_f avec le rayon R_a ($A_f = 4\pi R_a^2$) comme chez Aleiferis et al. [147] :

$$K_{T,t} = \frac{1}{A_{f,t}} \frac{dA_{f,t}}{dt} = \frac{2}{R_{a,t}} \frac{dR_{a,t}}{dt} \quad (6.10)$$

$$K_{T,s-corr} = \frac{1}{A_{f,s-corr}} \frac{dA_{f,s-corr}}{dt} = \frac{2}{R_{a,s-corr}} \frac{dR_{a,s-corr}}{dt} \quad (6.11)$$

De nouveau le coefficient C_{corr} défini comme constant fonction du temps nous permet de déduire que l'étirement $K_{T,s-corr}$ est équivalent à l'étirement $K_{T,s}$ calculé directement avec le rayon $R_{a,s}$ sans aucune correction :

$$K_{T,s} = \frac{1}{A_{f,s}} \frac{dA_{f,s}}{dt} = \frac{2}{R_{a,s}} \frac{dR_{a,s}}{dt} \quad (6.12)$$

$$K_{T,s-corr} = \frac{2}{(C_{corr} * R_{a,s})} \frac{d(C_{corr} * R_{a,s})}{dt} = K_{T,s} \quad (6.13)$$

Le plissement de flamme W est quant à lui calculé uniquement à partir des images de tomographie avec la *relation (5.3)*.

6.3. Coefficient de correction et applications : résultats généraux, variation de paramètres

Nous présentons ici les différents résultats obtenus lors des essais de flammes turbulentes avec le montage double. Comme vu sur la *Figure 5.18*, l'ensemble des essais réalisés ici est dans le domaine « étendu » des flammelettes du diagramme de Borghi.

Nous verrons dans un premier temps l'application des relations entre les différents rayons équivalents de flamme vus précédemment. Puis, deux sous-sections seront consacrées aux coefficients de correction eux-mêmes. Nous verrons leurs principaux facteurs de variation et la construction d'une corrélation les concernant.

6.3.1. Rayons de flamme et correction

Le montage optique utilisé durant ces essais fournissant une double vue Schlieren à 90° de notre flamme (Figure 5.5), une rapide reconstruction en trois dimensions de la flamme à partir de ces deux images a tout d'abord été entreprise, Figure 6.6 (a), (b) et (d). Les deux contours de flamme ont été reliés en créant des ellipses à partir de quatre points (deux par contour) dans un plan (x,y). L'ensemble des surfaces de ces ellipses est ensuite intégré selon la troisième direction de l'espace z.

Le graphique en Figure 6.6 (e) montre ainsi la comparaison entre 3 rayons équivalents extraits du post-traitement de la flamme turbulente : $R_{a,t}$, $R_{a,s}$ ainsi que $R_{v,s}$ donc, qui correspond au rayon volumique de flamme obtenu par reconstruction à partir de la double image Schlieren. Une excellente concordance est constatée entre le rayon volumique et le rayon basé sur l'aire de flamme obtenu par technique Schlieren. Ce résultat appuie encore une fois la quasi-équivalence existante entre les rayons basés sur l'aire de flamme et ceux basés sur le volume de flamme [142], cela valide par ailleurs la sélection de flammes aux formes géométriques globalement sphériques. De plus, l'écart entre les rayons $R_{a,t}$ et $R_{a,s}$ est ici bien marqué une fois les premiers temps de flamme dépassés (sous-section 5.2.3.). En effet, une fois les rayons plus grands que l'échelle intégrale de notre milieu turbulent ($L = 3,4 \text{ mm}$), c'est-à-dire à partir des premiers plissements de flamme, il est important de constater que l'écart entre les rayons obtenus par tomographie et par technique Schlieren ne cesse de grandir. Connaissant le problème de visualisation lié à la technique Schlieren ainsi que la plus grande précision des rayons obtenus par tomographie, il devient nécessaire d'appliquer une certaine correction aux rayons Schlieren pour revenir à l'équivalence de rayons de la relation (6.4).

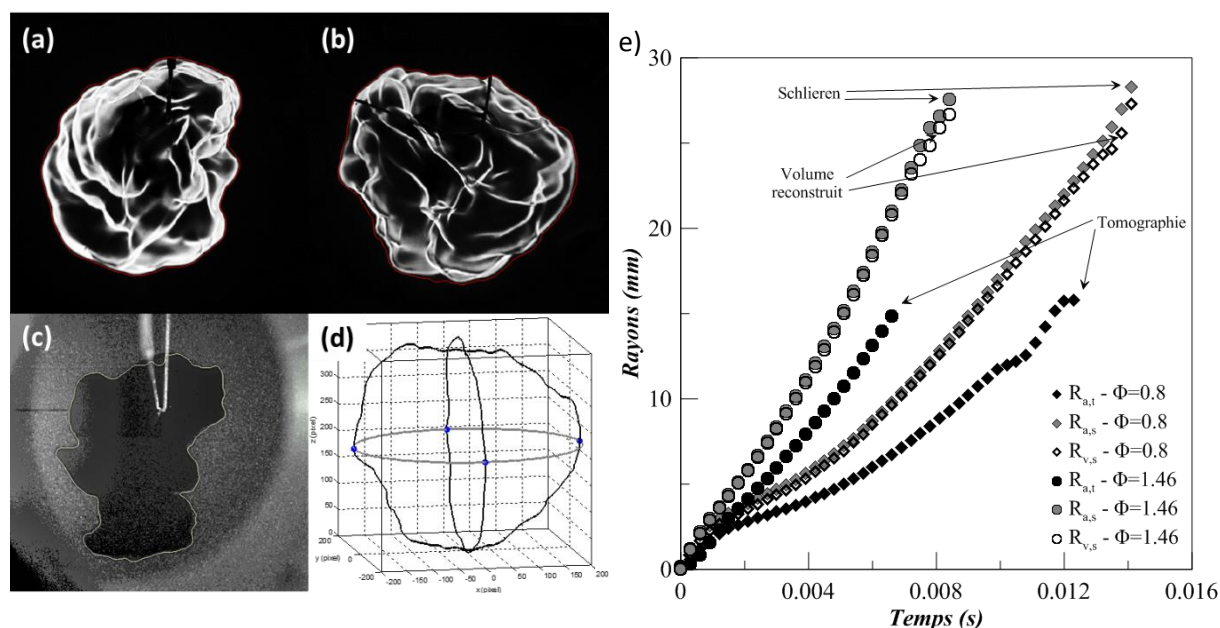


Figure 6.6 : (a) et (b) : vues Schlieren de la flamme. (c) : vue de tomographie de flamme. (d) : reconstruction volumique de la flamme turbulente en expansion à partir des deux images Schlieren.

(e) : Comparaison des différents rayons obtenus par le montage double et par reconstruction à $P_i = 1 \text{ bar}$, $T_i = 423 \text{ K}$ et 6000 tr/min .

C'est pourquoi, comme détaillé précédemment (*sous-section 6.2.1.*), pour chaque condition initiale (turbulence, pression, chimie...) des essais de ce chapitre, un coefficient de correction propre a été attribué. Ainsi, une fois cette correction appliquée aux rayons obtenus par technique Schlieren, un très bon accord est observable entre les rayons $R_{a,t}$ et $R_{a,s-corr}$ et les vitesses $V_{T,t}$ et $V_{T,s-corr}$, *Figure 6.7*. Néanmoins, du fait du caractère constant du coefficient, les premiers rayons de l'ordre de grandeur de l'échelle intégrale sont inutilement réduits par la correction puisque dans ces premiers temps de propagation, la flamme peut encore être considérée comme laminaire, *Figure 6.4* et *Figure 6.5*. Toutefois, ces rayons se situant dans la zone d'influence de l'allumage, *sous-section 2.3.1.*, la correction pour ces premiers rayons est finalement peu contraignante. Par conséquent, il ne sera présenté dans la suite de cette étude uniquement des graphiques représentant des rayons détectés tels que $R \geq L = 3,4 \text{ mm}$ et correspondant aux premiers rayons affectés par les plissements.

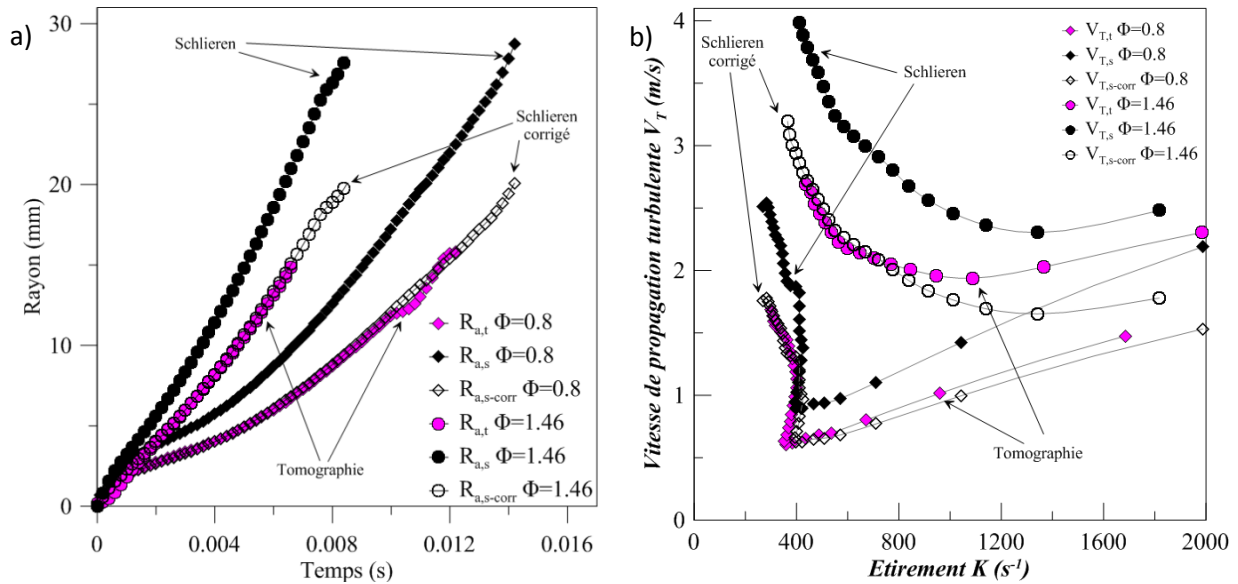


Figure 6.7 : Comparaisons entre les résultats des techniques de tomographie, Schlieren et Schlieren corrigé : (a) Rayons en fonction du temps, (b) Vitesse de propagation turbulente en fonction de l'étirement. $P_i = 1 \text{ bar}$, $T_i = 423 \text{ K}$ et 6000 tr/min .

6.3.2. Variations avec le temps et les conditions initiales du coefficient de correction Schlieren

Il a été décidé dans cette étude de considérer les coefficients de correction C_{corr} constants durant la propagation de la flamme, c'est-à-dire fonction du temps et du rayon de flamme, *sous-section 6.2.1. (relation (6.5))*. Dans un premier temps, cette hypothèse est retenue autant pour des raisons pratiques que pour rester un minimum fidèle aux travaux précédents de Bradley et al. [128]. Le caractère constant des coefficients C_{corr} permet en effet d'intégrer facilement ces derniers aux relations entre rayons, vitesses de flamme et étirement (*relations (6.9) et (6.13)*).

Dans un second temps, les résultats peuvent appuyer cette hypothèse. Bien que le gradient entre les rayons $R_{a,t}$ et $R_{a,s}$ doive sans cesse diminuer à cause de l'écart grandissant entre ces deux rayons au cours de la propagation de flamme, *Figure 6.6 (e)* et *Figure 6.7 (a)*, cette diminution reste faible. Les

graphiques de la *Figure 6.8* illustrent bien ce caractère quasi-constant du coefficient de correction pour nos résultats expérimentaux. De plus, cette diminution reste contenue pour des cas relativement critiques (environ 7% pour le cas à 5 bar, 3000 tr/min, $\Phi = 1,46$) dans notre gamme de rayons observables. L'hypothèse de coefficient de correction constant est ainsi pleinement justifiable sur la gamme de rayons de flamme étudiée ($L \leq R \leq \sim 25$ mm). On rappelle que ce coefficient C_{corr} est calculé comme la moyenne du gradient de rayons issu des deux techniques (relation (6.5)).

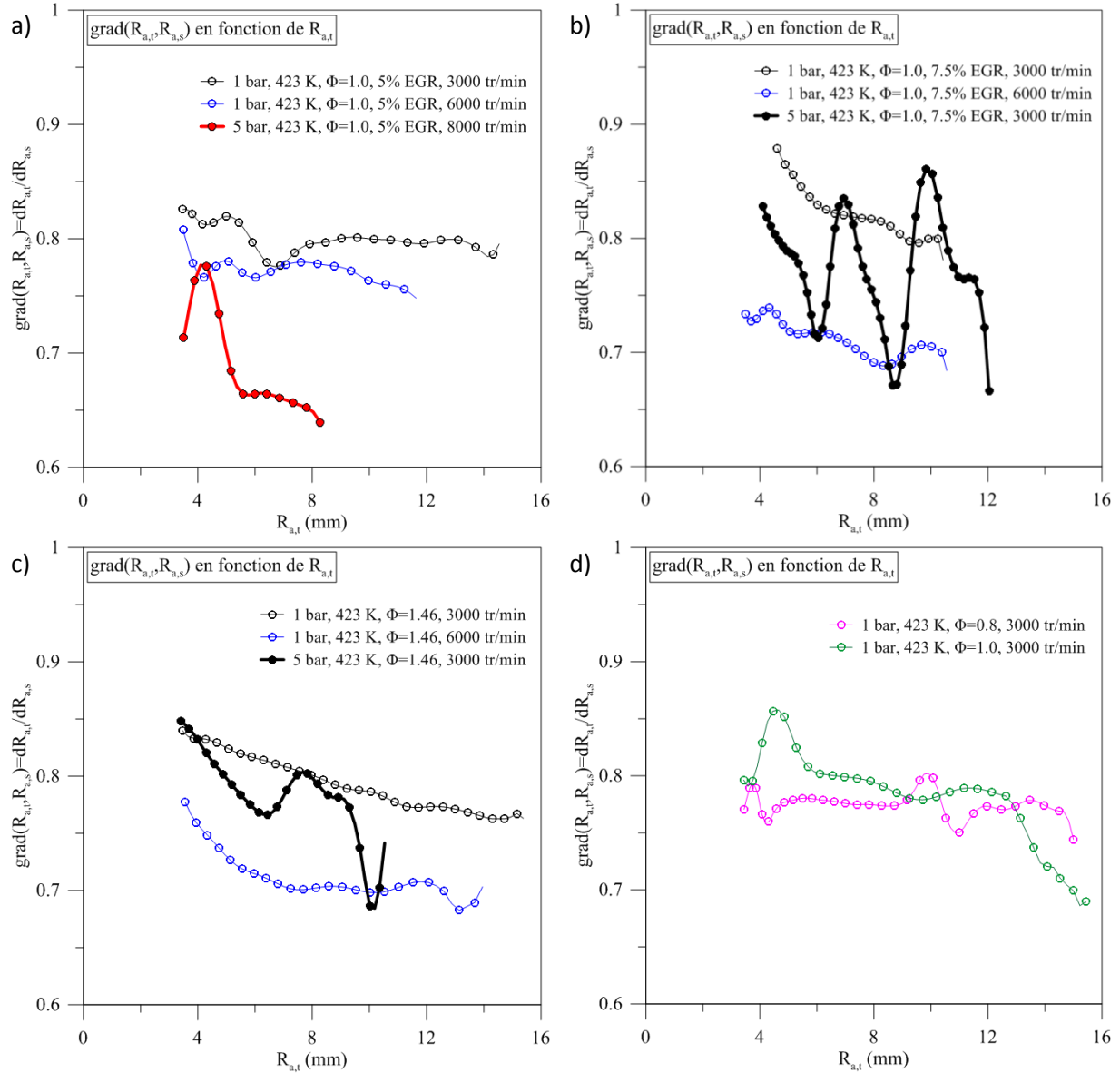


Figure 6.8 : Dépendance du rayon (du temps) du coefficient de correction C_{corr} : gradients $dR_{a,t}/dR_{a,s}$ en fonction de $R_{a,t}$ pour (a) $\Phi = 1,0$ et 5% EGR, (b) $\Phi = 1,0$ et 7.5% EGR, (c) $\Phi = 1,46$, (d) $\Phi = 0,8$ et $\Phi = 1,0$.

L'ensemble des coefficients C_{corr} déterminés dans ce travail sont rassemblés dans le *Tableau 6.1*. Bien que chaque coefficient soit ici propre au cas considéré, certaines similitudes sur ces coefficients sont décelables entre les différents cas de flammes.

Il est important de remarquer en premier lieu que la moyenne générale de tous les coefficients déterminés ici est d'environ 0,75 (*Tableau 6.2*), ce qui est assez éloigné de la valeur 0,9 déterminée par Bradley et al. [128]. Ce premier résultat est sujet à discussion. En effet, Brequigny et al. [133] ou encore Renou et al. [138] ont montré que le taux de plissement W de mélanges isooctane/air était inférieur à ceux obtenus avec des mélanges méthane/air ou propane/air. Ce résultat a été observé pour des mélanges à iso-valeur de vitesse de flamme laminaire et dans les mêmes conditions thermodynamiques. En accord avec cette observation, nous aurions alors pu nous attendre à des coefficients de correction plus élevés que celui obtenu par Bradley avec des flammes de propane/air, puisque les mélanges isooctane/air sont moins sujets au plissement. Toutefois, un manque d'information concernant la nature de la turbulence utilisée par Bradley et al. [128] (échelles de Kolmogorov η , de Taylor λ et intégrale L), ne permet pas de conclure sur l'écart observé entre les coefficients de correction de Bradley et les nôtres.

Deux paramètres sont prépondérants sur la valeur du coefficient de correction déterminé : l'intensité turbulente u' et la pression initiale P_i (*Tableau 6.2*). C_{corr} a en effet tendance à diminuer avec l'augmentation de l'intensité turbulente ainsi qu'avec l'augmentation de la pression initiale puisque ces deux paramètres ont tendance à augmenter le plissement [138][128][133]. En revanche, la sensibilité de la méthode ne permet pas de déterminer une évolution du coefficient en fonction la richesse et le taux de dilution.

En revanche, à la vue des résultats obtenus, il nous semble difficile de conclure sur une quelconque évolution du coefficient en fonction de la richesse ou du taux de dilution. Nous aurions pu nous attendre à ce que ce coefficient diminue avec la richesse du fait de l'augmentation du plissement de flamme combiné avec la diminution du nombre de Lewis et de la longueur de Markstein [133][138]. Toutefois, si ces augmentations du taux de plissement ne sont pas décelables dans nos résultats de coefficients de correction C_{corr} , ils sont bien observés expérimentalement avec la tomographie (*sous-sections 7.1.4. et 7.1.5.*). Ceci nous amène à nous interroger sur les échelles de plissement détectables par la visualisation Schlieren. Il semble que l'augmentation de plissements provoquée par une baisse du nombre de Lewis et de la longueur de Markstein n'est pas captée par la visualisation Schlieren, car sinon le coefficient C_{corr} aurait diminué ou autrement dit l'écart entre le rayon $R_{a,t}$ et $R_{a,s}$ aurait augmenté. En effet, sur les graphiques en *Figure 6.9* exposant les rayons $R_{a,t}$ et $R_{a,s}$ en fonction du temps, on peut remarquer que dans le cas d'une augmentation de l'intensité turbulente u' (*Figure 6.9 (a)*), le rayon $R_{a,s}$ augmente sensiblement avec u' quand le rayon $R_{a,t}$ augmente peu avec la turbulence. L'écart entre les deux rayons est ainsi grandissant en fonction du temps et de l'intensité turbulente u' , ce qui explique la baisse de C_{corr} en fonction de u' . En revanche, dans le cas d'une variation de la richesse (*Figure 6.9 (b)*), l'écart entre les rayons $R_{a,t}$ et $R_{a,s}$ issus des différentes richesses reste stable, ce qui explique l'invariance constatée du coefficient C_{corr} avec la richesse Φ .

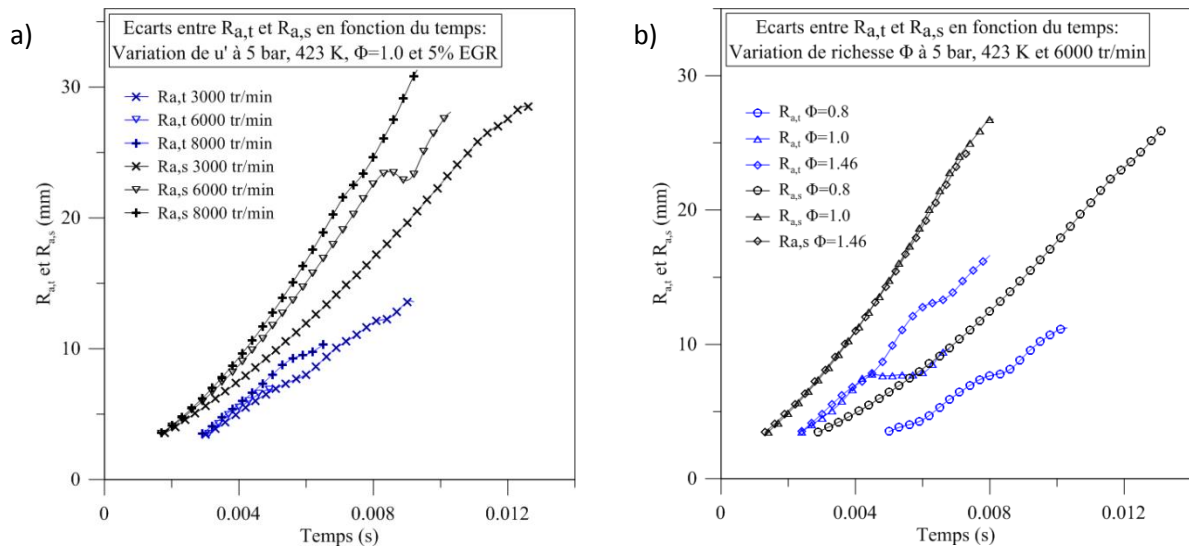


Figure 6.9 : Evolution de l'écart entre les rayons $R_{a,t}$ et $R_{a,s}$ au cours de la propagation de la flamme : (a) effet de l'intensité turbulente u' , (b) effet de la richesse Φ .

P_i	E.R.	% EGR	3000 tr/min	6000 tr/min	8000 tr/min
1	0,8	0	0,765	0,700	0,825
1	1,0	0	0,798	0,744	0,712
1	1,0	5%	0,812	0,763	0,682
1	1,0	7,5%	0,824	0,722	0,690
1	1,0	10%	0,794	0,774	0,772
1	1,46	0	0,766	0,717	0,749
5	0,8	0	0,767	0,647	0,631
5	1,0	0	0,818	0,699	0,777
5	1,0	5%	0,794	0,745	0,712
5	1,0	7,5%	0,778	0,669	X
5	1,0	10%	0,774	0,760	X
5	1,46	0	0,798	0,757	0,615

Tableau 6.1 : Tableau récapitulatif des coefficients de correction C_{corr} propres déterminés avec le montage double.

P_i	E.R.	% EGR	Moyenne ($\forall u'$) de chaque cas
1	0,8	0	0,763
1	1,0	0	0,751
1	1,0	5%	0,752
1	1,0	7,5%	0,745
1	1,0	10%	0,780
1	1,46	0	0,744
5	0,8	0	0,682
5	1,0	0	0,764
5	1,0	5%	0,750
5	1,0	7,5%	0,724
5	1,0	10%	0,767
5	1,46	0	0,723

Moyenne ($\forall$ les cas) à 3000 tr/min	Moyenne ($\forall$ les cas) à 6000 tr/min	Moyenne ($\forall$ les cas) à 8000 tr/min	Moyenne ($\forall u'$ et $\forall$ les cas) à 1 bar	Moyenne ($\forall u'$ et $\forall$ les cas) à 5 bars	Moyenne Générale
0,791	0,725	0,716	0,756	0,734	0,746

Tableau 6.2 : Tableau récapitulatif de moyennes de coefficients C_{corr} selon différents critères.

A la vue de nos résultats concernant le coefficient de correction C_{corr} pour les visualisations Schlieren, il apparaît nécessaire de développer une corrélation qui serait fonction de l'intensité turbulente et de la pression initiale pour ce coefficient.

6.3.3. Corrélation de coefficient de correction

Afin de pouvoir appliquer une correction des rayons mesurés uniquement à partir du Schlieren, il a été entrepris de définir, contrairement à Bradley et al. , une corrélation pour le coefficient de correction C_{corr} en fonction des deux paramètres principalement responsables d'une variation de ce coefficient, à savoir l'intensité turbulente et la pression initiale.

Cette corrélation est égale au produit de deux coefficients $C_{u'}$ et C_{p^0} représentant respectivement les effets de l'intensité turbulente et de la pression initiale. $C_{u'}$ est défini par :

$$C_{u'} = q_1 u' + q_2 \quad (6.14)$$

avec : u' intensité turbulente en m/s , $q_1 = -0,091673$ et $q_2 = 0,8415$ valable uniquement pour des rayons équivalents de flamme supérieurs à environ une ou deux fois l'échelle intégrale L et pour des intensités turbulentes $u' > 1 m/s$.

Le second coefficient C_{p^0} , témoignant de l'effet de la pression initiale, est défini par :

$$C_{p^0} = p_1 P_i + p_2 \quad (6.15)$$

avec : P_i pression initiale en bar , $p_1 = -0,008289$ et $p_2 = 1,01$. C_{p^0} possède un effet plus limité que le premier coefficient.

L'expression complète du coefficient C_{corr} de correction des rayons obtenus par imagerie Schlieren est alors :

$$C_{corr} = C_{u'} * C_{p^0} \quad (6.16)$$

La *Figure 6.10* montre la bonne concordance entre l'évolution du coefficient C_{corr} avec notre corrélation et les résultats expérimentaux obtenus avec le montage double. Néanmoins les résultats sur lesquels est basée la corrélation possèdent des écarts types (barres d'erreurs) non négligeables qui augmentent avec l'intensité turbulente et la pression initiale.

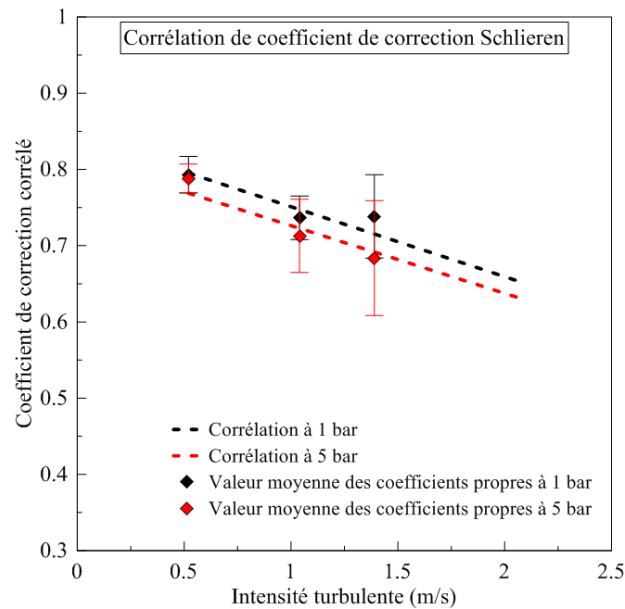


Figure 6.10 : Comparaison des moyennes des coefficients propres obtenus avec le montage double et de la corrélation de coefficients de correction Schlieren.

Ce coefficient, dépendant uniquement de l'intensité turbulente et de la pression initiale sera donc utilisé pour des images provenant du montage Schlieren simple vue dont l'analyse est présentée dans le chapitre suivant. Une présentation des résultats issus des essais avec le montage double de ce chapitre sera également conduite. La validité de la corrélation sera plus amplement discutée dans le chapitre de résultats (*Chapitre 7*).

Chapitre 7: Résultats de l'étude turbulente

Ce chapitre est entièrement consacré à la présentation des résultats turbulents obtenus via les montages Schlieren simple (montage simple) et de tomographie-double Schlieren (montage double). Ces résultats s'organisent en deux sections :

- La première discute des effets des conditions initiales ($u', P_i, T_i, \Phi, dilution$) sur la propagation de la flamme turbulente. Un balayage de ces différentes variables initiales a ainsi été effectué autour d'un point de référence préalablement choisi. L'influence de chacun des paramètres sur la propagation d'une flamme turbulente a ainsi pu être identifiée.
- La seconde partie présente des essais réalisés dans une perspective de fonctionnement en conditions moteur à allumage commandé. Ces derniers ont en effet été réalisés avec une évolution des conditions thermodynamiques initiales identique à celles rencontrées durant une compression isentropique d'un moteur à allumage commandé.

L'ensemble de ces résultats étant issu d'une technique d'image Schlieren, tous sont présentés après correction par notre corrélation de coefficient C_{corr} , à l'exception des essais issus du montage optique du chapitre précédent puisque, ces derniers possèdent des coefficients de correction qui leurs sont propres (*Tableau 6.1*). Ces deux cas de figure seront par ailleurs intéressants à comparer pour émettre une critique sur la corrélation du coefficient de correction présentée ici.

Toutes les courbes présentées dans ce chapitre sont le résultat d'une moyenne sur une dizaine de tirs identiques (seulement six tirs pour les cas les plus critiques).

7.1. Balayage de paramètres autour d'un point de référence

Cette première section a pour objectif d'identifier l'influence de chacun des paramètres initiaux (pression, température, intensité turbulente, richesse, diluant et taux de dilution) sur la propagation de la flamme turbulente dans l'enceinte sphérique. Evidemment, les résultats sont discutés par rapport au choix du point de référence utilisé pour les comparaisons : $P_i = 1 \text{ bar}$, $T_i = 423 \text{ K}$, $\Phi = 1,0$, $0\% \text{ dilution}$, $u' = 1,39 \text{ m/s}$ (8000 tr/min) à partir duquel, l'effet de chaque condition initiale prise individuellement est étudié. Comme exprimé en *Section 5.4.*, ce point de référence est choisi pour ses conditions initiales relativement proches de celles rencontrées dans un moteur à allumage commandé en particulier en termes de mélange, température et turbulence.

7.1.1. Influence de la variation d'intensité turbulente

L'intensité turbulente régnant dans le mélange de gaz frais est un des, si ce n'est le principal, paramètres permettant l'augmentation de la vitesse de propagation de flamme. Les déformations du front de flamme, appelées plissements, sont formées par une large gamme d'échelles spatiales de la

turbulence, allant de l'échelle de Gibson jusqu'à l'échelle intégrale, ayant une taille inférieure au diamètre de la flamme observé [142]. Il est alors important de noter que les petites échelles de la turbulence (Taylor, Gibson et Kolmogorov) vont fortement décroître avec l'augmentation du régime turbulent, *Figure 7.1*, ce qui affecte fortement les structures de plissement du front de flamme. Toutefois, les échelles présentées ici ont été calculées via des relations basées sur le nombre de Reynolds turbulent Re_L (*sous-section 4.1.2.*).

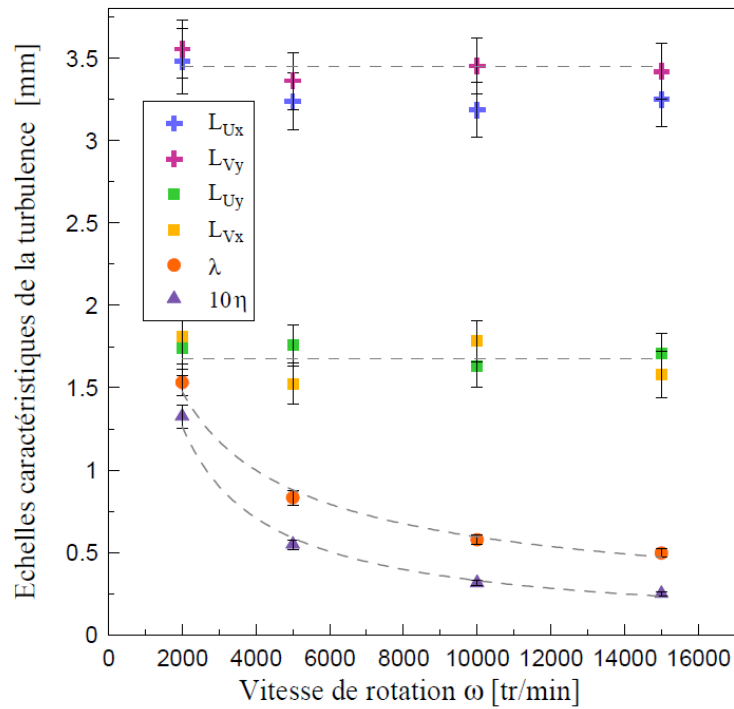


Figure 7.1 : Evolution des échelles spatiales de la turbulence en fonction de l'intensité turbulente à 1 bar et 300 K, extrait des travaux de Galmiche et al. [7][137].

Le graphique en *Figure 7.2* présente la vitesse de propagation de la flamme $V_{T,s-corr}$ en fonction du rayon de flamme $R_{a,s-corr}$. L'augmentation de la vitesse de propagation de flamme avec l'intensité turbulente u' est alors évidente comme déjà observée dans les travaux de Kobayashi et al. [148][149], Bradley et al. [142], Galmiche [7] ou encore comme le suggèrent les travaux de Damköhler [103], Gülder [106] et la *relation (4.18)* présentée en *sous-section 4.3.1.* Toutefois, l'augmentation de la vitesse de propagation turbulente (à rayon de flamme constant) avec l'intensité turbulente semble stagner vers des régimes de 12000 *tr/min* et 14000 *tr/min*. Ceci peut s'expliquer par le fait que la diminution des petites échelles de la turbulence avec le régime de rotation des ventilateurs semble atteindre un plateau vers 12000 *tr/min*, *Figure 7.1*. Il semble que le régime turbulent atteint ici la valeur asymptotique de ces échelles turbulentes. Un début d'effet « bending » est donc observé ici, *sous-section 4.3.2.* en *Figure 4.8*.

Par ailleurs, il est toujours observé une augmentation continue de la vitesse de flamme turbulente avec le rayon et cela quel que soit le régime de turbulence. Aucune asymptote de la vitesse de propagation turbulente fonction du rayon de flamme n'est atteinte et cela malgré que la flamme se propageant dans un milieu turbulent en THI. A priori nous aurions pu nous attendre à atteindre une

vitesse de propagation turbulente constante avec le rayon de flamme comme observé numériquement par Han et Huh [150]. Plusieurs explications peuvent être apportées sur ce point.

Bradley et al. [142] estiment que toutes échelles de turbulence inférieures ou égales au diamètre de la flamme peuvent participer au plissement du front de flamme, ce qui dans notre cas est rapidement atteint puisque l'échelle intégrale L de la THI régnant dans l'enceinte vaut $3,4\text{ mm}$, toutes les échelles de la turbulence participent donc au plissement du front de flamme à partir du rayon $R = L/2 = 1,7\text{ mm}$. Bradley et al. proposent que l'intensité turbulente affectant le front de flamme ne soit pas toujours égale à l'intensité turbulente u' déterminée sans combustion. Ils estiment alors une intensité turbulente effective u'_k affectant réellement le front de flamme qui croît durant la propagation de la flamme jusqu'à atteindre une valeur maximale égale à l'intensité turbulente estimée sans combustion u' . Cette valeur est atteinte une fois que la flamme a un diamètre d'environ seize fois l'échelle intégrale L . Or, l'enceinte de combustion de combustion turbulente utilisée ne nous permet pas d'obtenir des rayons de flamme suffisamment grands pour satisfaire une condition de $2R > 16L$. Dans les essais présentés ici, le front de flamme rencontre donc au cours de sa propagation, selon cette proposition, des intensités turbulentes u'_k de plus en plus grandes, ce qui pourrait expliquer l'accroissement continu de la vitesse de propagation turbulente.

Par ailleurs, il ne faut pas oublier que l'interaction entre la flamme et la turbulence n'est pas instantanée. En effet, pour une intensité turbulente $u' = 1,39\text{ m/s}$, le temps de retournement des plus grands tourbillons de la taille de l'échelle intégrale L est d'environ $\tau_L = L/u' \approx 2,45\text{ ms}$. Or, pendant cette période, le rayon de la flamme peut augmenter de plusieurs millimètres. Il existe donc un temps de réponse de la flamme aux effets de la turbulence non négligeable devant l'échelle du temps d'observation. Il existe alors un déséquilibre entre la turbulence et le plissement du front de flamme qui peut à nouveau expliquer l'augmentation continue de V_T .

Enfin, il est également possible d'évoquer la longueur de Markstein positive du mélange utilisé. En effet, un $L_b > 0$ implique un effet négatif de l'étirement K sur la flamme durant sa propagation. Or, cet étirement, très important pour de faibles rayons, ne fait que diminuer durant la propagation de la flamme, ce qui en favorise son développement et donc l'augmentation de sa vitesse de propagation.

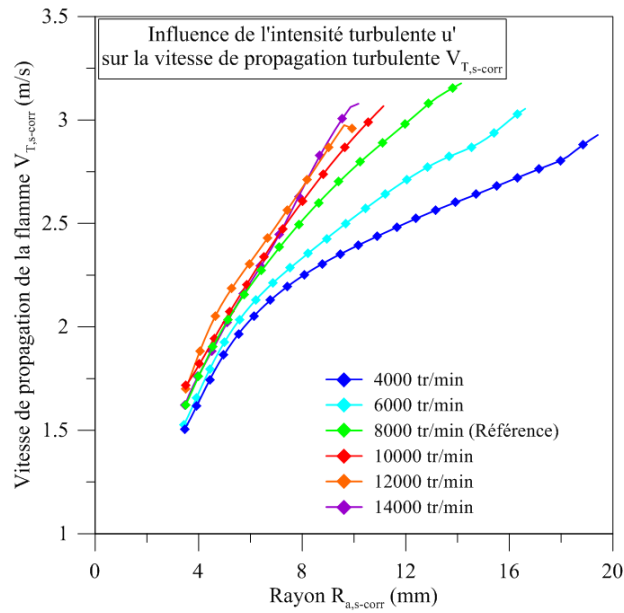


Figure 7.2 : Influence de l'intensité turbulente sur la vitesse de propagation turbulente $V_{T,s-corr}$ (1 bar, 423 K et $\Phi = 1,0$).

Il est important de rappeler que le coefficient de correction appliqué sur les rayons pourrait éventuellement modifier ces observations. Pour prouver l'intérêt et visualiser les limites d'application de notre coefficient, nous pouvons observer les résultats obtenus lors des essais avec le montage double. Ces derniers, visibles en Figure 7.3, montrent la vitesse de propagation de flamme en fonction de l'étirement global de la flamme. Malgré l'augmentation de l'intensité turbulente, les cas *a*) et *b*) ont une tendance à converger autour de la trajectoire du modèle non linéaire laminaire observé pour les mêmes conditions thermodynamiques et de mélange initiales. La gamme de rayons visualisée ne permet pas d'observer les flammes poursuivant leur propagation hors de cette « trajectoire », à des vitesses de propagation plus élevées. En revanche, le cas *c*) à richesse $\Phi = 1,46$ ne suit pas cette observation puisqu'il montre une plus forte augmentation de V_T avec u' que pour les cas *a*) et *b*). Il semble donc qu'en plus de l'intensité turbulente ; le nombre de Lewis, la longueur de Markstein et l'étirement sont des paramètres fondamentaux de la propagation de flamme turbulente. Ce cas particulier (à faible nombre de Lewis) sera néanmoins traité plus loin dans ce chapitre. Ce premier résultat nous renseigne donc sur la trajectoire des flammes turbulentes dans un graphique reliant la vitesse de flamme à l'étirement.

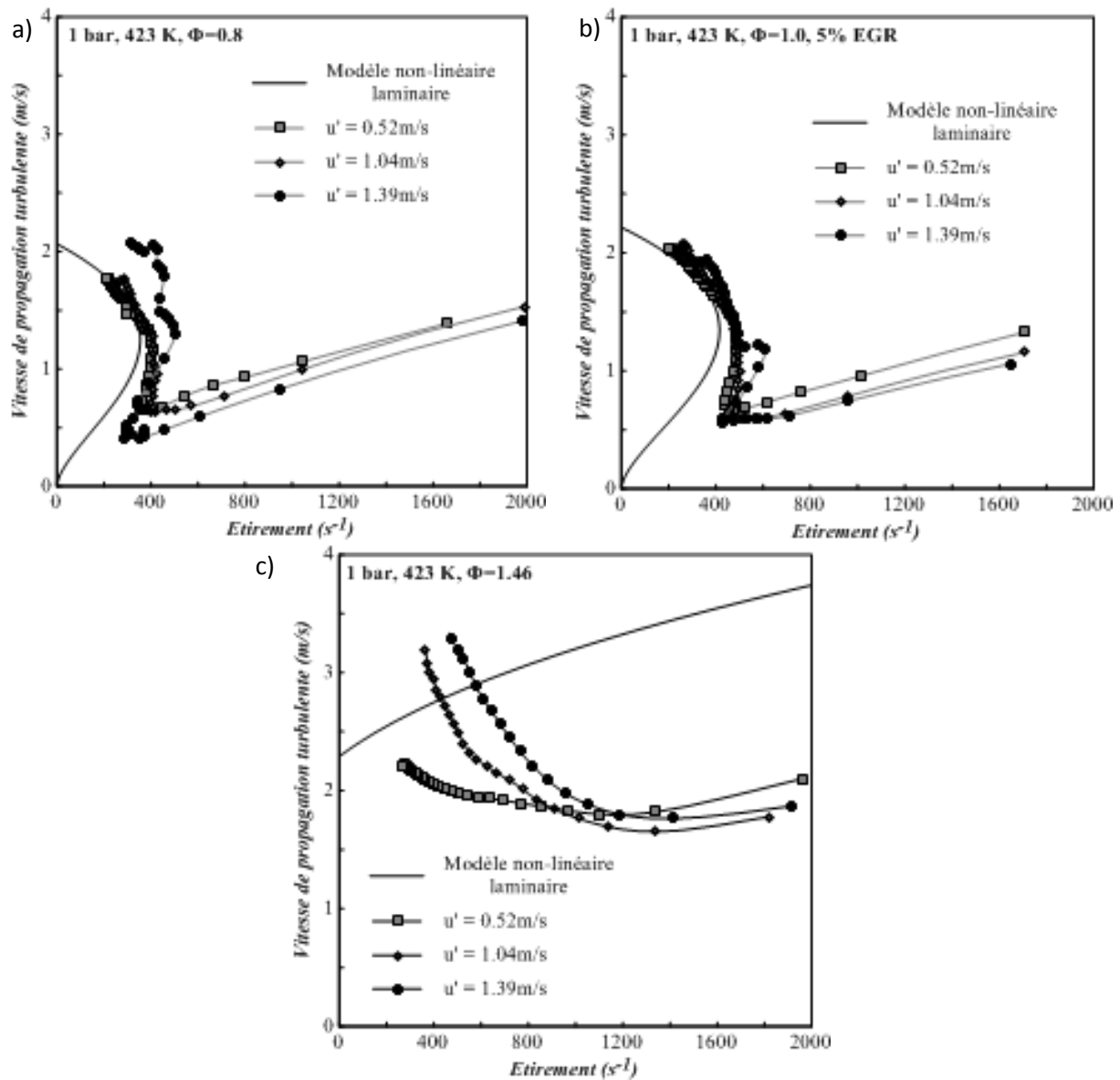


Figure 7.3 : Influence de l'intensité turbulente sur la vitesse de propagation turbulente dans trois cas réalisés avec le montage double à 1 bar et 423 K : (a) $\Phi = 0.8$, (b) $\Phi = 1.0$ et 5% EGR, (c) $\Phi = 1.46$ ($L_b < 0$).

Les images de tomographie rapide permettant d'observer les effets de l'intensité turbulente sur le plissement de flamme, nous avons tracé l'évolution du taux de plissement de flamme W en fonction du rayon $R_{a,t}$ à différents régimes de turbulence et ce pour tous les cas réalisés sur les graphiques en Figure 7.4. L'augmentation du taux de plissement fonction de l'intensité turbulente et pour 1 bar est ici flagrante et est en accord avec ceux de la littérature [151][146][133][7][138], mais devient discutable à plus haute pression Figure 7.4 (b), ce point sera débattu ultérieurement.

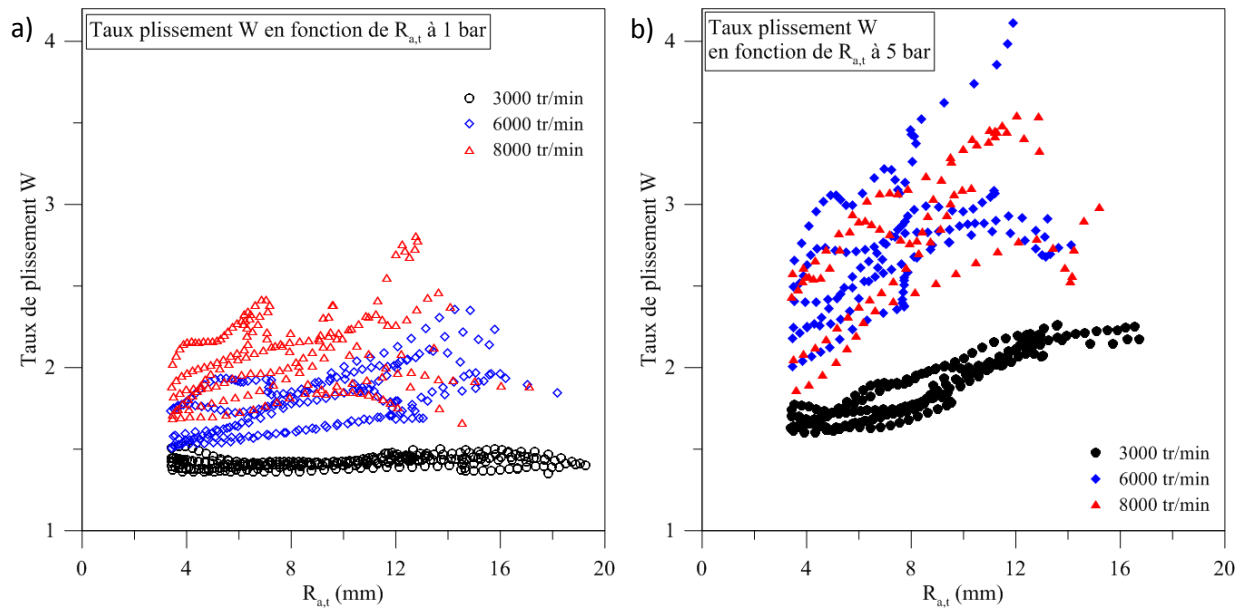


Figure 7.4 : Variation du taux de plissement W avec le rayon de flamme $R_{a,t}$ en fonction de l'intensité turbulente u' : (a) 1 bar, (b) 5 bar.

Il est également possible d'analyser l'effet bénéfique de notre corrélation de coefficient de correction sur les résultats. Les graphiques de la Figure 7.5 montrent cette fois les essais réalisés en balayage de la turbulence. Le premier graphique (Figure 7.5 (a)) permet d'apprécier l'influence du coefficient de correction égal et constant de 0.75 sur la vitesse de propagation de la flamme : sans aucune correction, tous les cas de turbulence se placent au-dessus du modèle non linéaire laminaire (traits continus fins), ce qui paraît par ailleurs logique au premier abord si nous oublions l'effet de superposition de plissements de flamme causés par la technique d'imagerie Schlieren. Un facteur correctif de 0.75 permet de rassembler toutes les trajectoires aux alentours du modèle laminaire (traits pointillés). Avec le second graphique (Figure 7.5 (b)), nous confrontons la correction à coefficient constant avec celle utilisant un coefficient corrélé C_{corr} via les relations précédentes ((6.14) à (6.16)). La correction, cette fois-ci issue de la corrélation fonction de l'intensité de la turbulence, permet de recentrer les trajectoires autour du modèle laminaire (notamment pour les cas à 8000 tr/min et plus) pour atteindre un résultat proche de celui obtenu avec le montage double. Néanmoins, la corrélation de coefficient de correction montre ici le défaut principal d'être trop sévère pour les cas de faible intensité turbulente, les coefficients obtenus pour les régimes inférieurs à 8000 tr/min (courbes bleu et bleu ciel) mériteraient d'être supérieurs.

L'atout de la correction avec la corrélation de coefficient C_{corr} est ici flagrant. Il est possible de retrouver un résultat obtenu avec des images de tomographie, à savoir un passage des trajectoires de flammes dans un graphique $V_T(K)$ par le modèle non-linéaire laminaire (Figure 7.3 (b)) avec la correction de rayons obtenus uniquement avec une technique Schlieren (Figure 7.5 (b)). Cette méthode se révèle ainsi très utile dans des cas où l'utilisation d'une technique de tomographie est impossible.

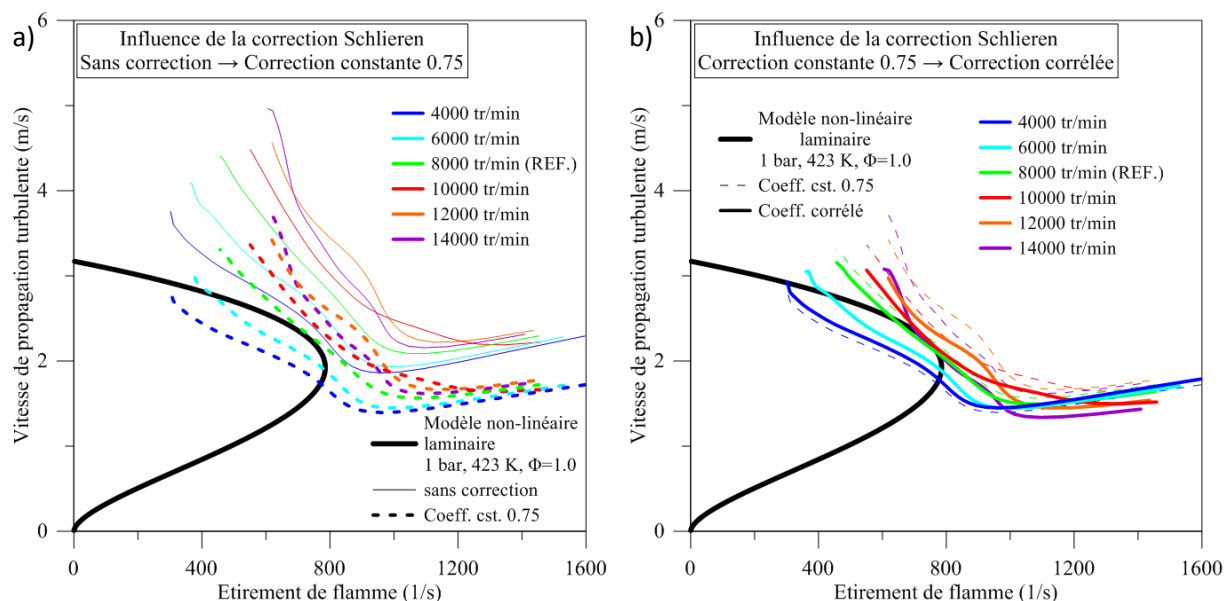


Figure 7.5 : Influence de la correction Schlieren sur la vitesse de propagation turbulente V_T , variation de l'intensité turbulente u' : (a) Passage de courbes sans correction à une correction avec un coefficient constant (0,75), (b) Passage d'une correction à coefficient constant (0,75) à une correction à coefficients issus de la corrélation en équation (6.14).

7.1.2. Influence de la variation de pression initiale

La pression initiale du mélange gazeux est un paramètre important dans la propagation d'une flamme turbulente en expansion. En effet, tout comme l'intensité turbulente, l'augmentation de la pression initiale du mélange a pour effet de fortement réduire la taille des échelles de Taylor et de Kolmogorov de la turbulence, Figure 7.6. Nous sommes alors en droit d'attendre une réponse de la flamme semblable à celle observée précédemment avec l'augmentation de u' . Toutefois, contrairement au paragraphe précédent, la chimie de la flamme sera ici grandement affectée. En effet, l'augmentation de pression initiale a pour effet de diminuer fortement la vitesse de flamme laminaire (sous-section 3.1.1.) et donc la vitesse de la flamme turbulente au cours de sa propagation. L'augmentation de la pression initiale provoque également une réduction de la longueur de Markstein L_b , induisant une réduction des effets d'étirement sur la flamme et permettant donc une augmentation de la vitesse de celle-ci plus facile durant la propagation. Enfin, l'épaisseur de flamme laminaire est fortement affectée, cette dernière est réduite en fonction de l'augmentation de pression initiale. Chaudhuri et al. [111] ont ainsi suggéré qu'en régime des flammelettes les fines structures du front de flamme sont dues à la réduction de l'épaisseur de flamme laminaire δ_L avec la pression, Tableau 5.4. Il est donc courant de considérer δ_L comme une longueur d'onde de coupure sur le spectre de la turbulence, Figure 7.7. La réduction de l'épaisseur de flamme laminaire et des plus petites échelles de la turbulence élargit alors le spectre des échelles capables de plisser le front de flamme et permet d'augmenter par conséquent sa vitesse de propagation.

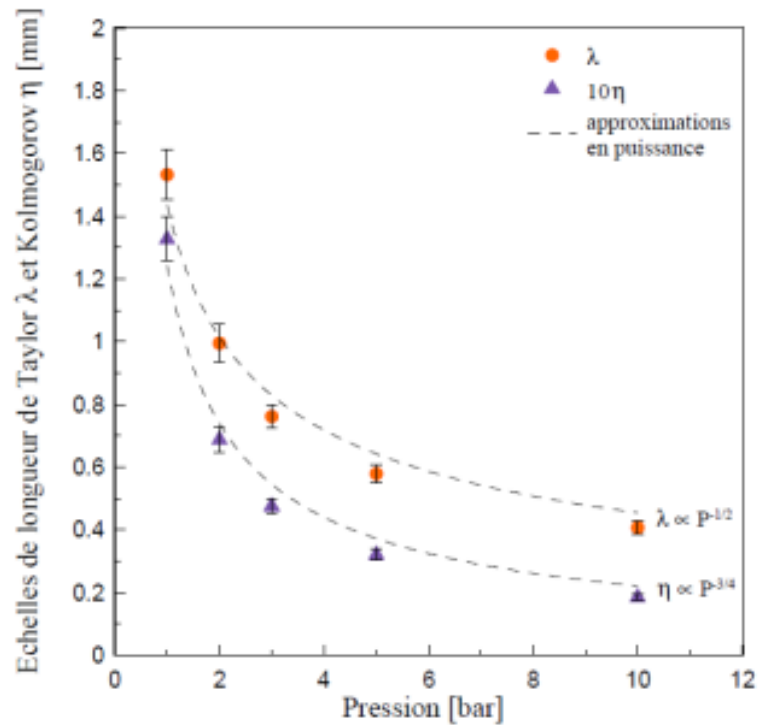


Figure 7.6 : Evolution des échelles spatiales de la turbulence en fonction de la pression à 2000 tr/min et 300 K, extrait des travaux de Galmiche et al. [7][137].

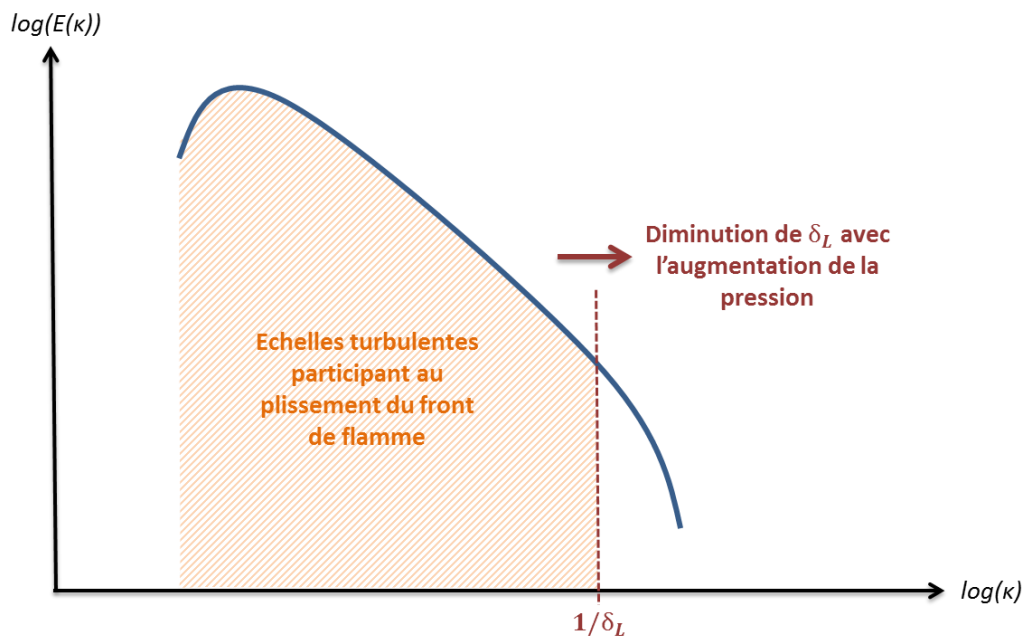


Figure 7.7 : Schématisation de l'effet de la diminution de l'épaisseur de flamme laminaire δ_L (avec l'augmentation de pression) sur le spectre d'énergie de la turbulence.

Les graphiques en Figure 7.8 représentent respectivement l'évolution des rayons corrigés de flammes en fonction du temps et les vitesses de propagation de flamme en fonction du rayon. Malgré la dépendance à la pression de la vitesse de flamme laminaire tendant à réduire cette dernière, la vitesse de propagation turbulente augmente fortement de 1 bar à 3 bar puis stagne.

Ainsi la pression a un effet manifeste sur la propagation de la flamme turbulente et si celle-ci est adimensionnée par la vitesse de flamme laminaire (qui diminue, *sous-section 3.1.1.*) à iso étirement (Galmiche [7], *Figure 7.9*), le bénéfice de la pression est grandissant de 1 à 10 bars.

L'augmentation de vitesse dans ce cas est donc clairement due à la baisse d'épaisseur de flamme laminaire liée à la baisse de la taille des échelles de la turbulence, résultat notamment partagé par Kobayashi et al. [149][152]. Cet effet lié à l'augmentation de pression initiale est toutefois rapidement compensé par la réduction de vitesse de flamme laminaire associée, *Figure 7.8*.

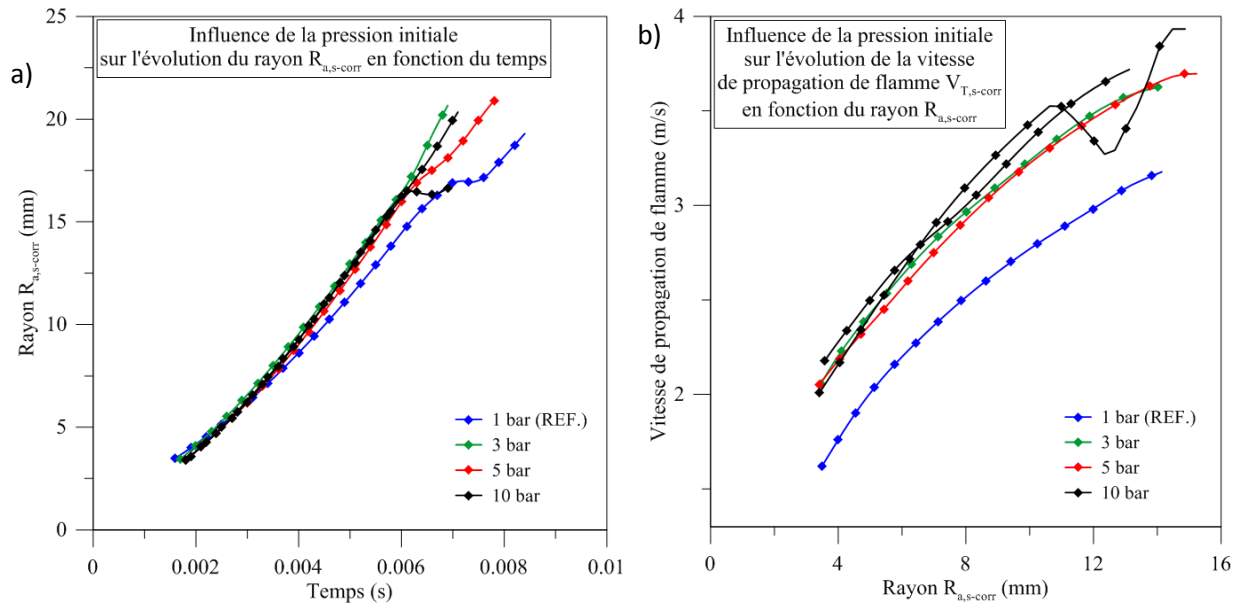


Figure 7.8 : Influence de la pression initiale sur la propagation de flamme turbulente en expansion (423 K , $\Phi = 1,0$ et $u' = 8000\text{ tr/min}$) : (a) Variation du rayon $R_{a,s-corr}$ en fonction du temps, (b) Variation de la vitesse de propagation turbulente $V_{T,s-corr}$ en fonction du rayon $R_{a,s-corr}$.

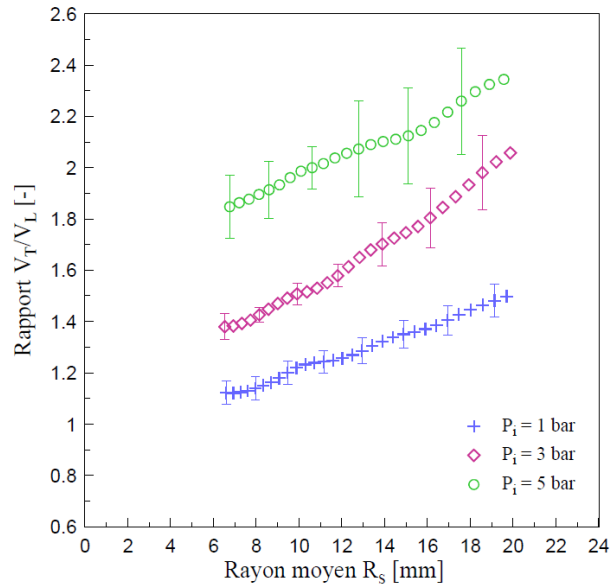


Figure 7.9 : Evolution du rapport V_T/V_L en fonction du rayon R_s de flamme pour différentes pressions initiales à 423 K, $\Phi = 1,0$ et $u' = 8000$ tr/min. Extrait des travaux de Galmiche [7].

En se plaçant cette fois dans un graphique exposant V_T en fonction de l'étirement, Figure 7.10, il est important de souligner qu'avec la pression initiale croissante, les trajectoires de flamme s'éloignent beaucoup plus nettement et rapidement de celles des modèles de flamme laminaire. Ce résultat peut s'expliquer par la franche augmentation de plissements provoquée par l'augmentation de pression initiale visible sur la Figure 7.12, [7][146][153]. Par ailleurs, la réduction de la longueur de Markstein L_b associé à l'augmentation de pression initiale diminue la résistance à l'étirement de la flamme, ce qui facilite encore une fois son plissement. Cet effet est d'ailleurs caractérisé par le déplacement du point de rebroussement des trajectoires de flammes turbulentes dans le graphique, Figure 7.12, vers des zones de plus fortes valeurs de l'étirement qui correspondent à des rayons équivalents de flamme plus petits. On peut par ailleurs rapprocher cette dynamique de propagation de flamme avec celle de la propagation laminaire passant par des « puits de vitesse », Figure 3.9 en sous-section 3.1.3.

L'influence des instabilités hydrodynamiques, observées en régime laminaire (sous-section 1.5.2.), comme acteur de l'augmentation de V_T peut être mentionnée. Il a en effet été observé que l'apparition de cette instabilité, matérialisée par l'apparition de cellularités sur le front de flamme, augmente brusquement la vitesse de propagation de flamme laminaire [24]. Toutefois, les cas d'étude de cette section ne présentent aucune prédisposition à l'apparition de l'instabilité de Darrieus-Landau comme en témoignent les essais laminaires effectués dans les mêmes conditions initiales de pression, Figure 7.11. Il faut être conscient qu'avec la propagation des flammes turbulentes en expansion, l'instabilité hydrodynamique est toujours présente à cause des fines structures de front de flamme engendrées, néanmoins, elles ne sont en aucun cas les principales responsables de l'augmentation de vitesse de propagation V_T de ces cas expérimentaux.

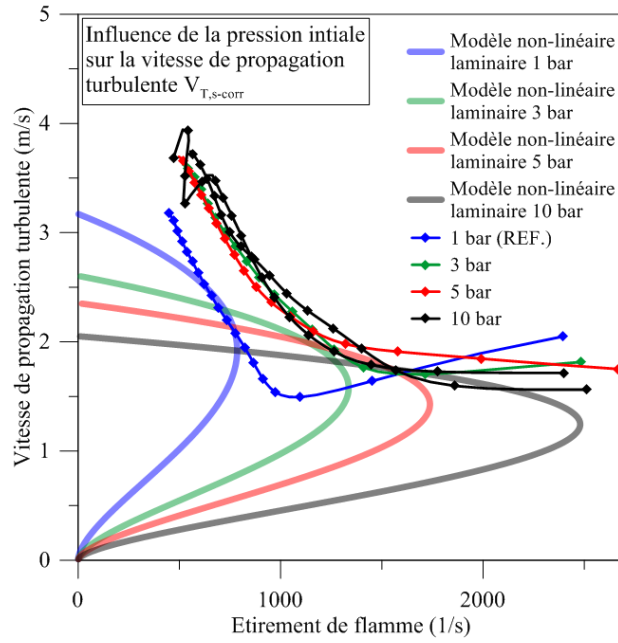


Figure 7.10 : Variation de la vitesse de propagation turbulente $V_{T,s-corr}$ (423 K, $\Phi = 1,0$ et $u' = 8000$ tr/min) en fonction de l'étirement pour différentes pressions initiales.

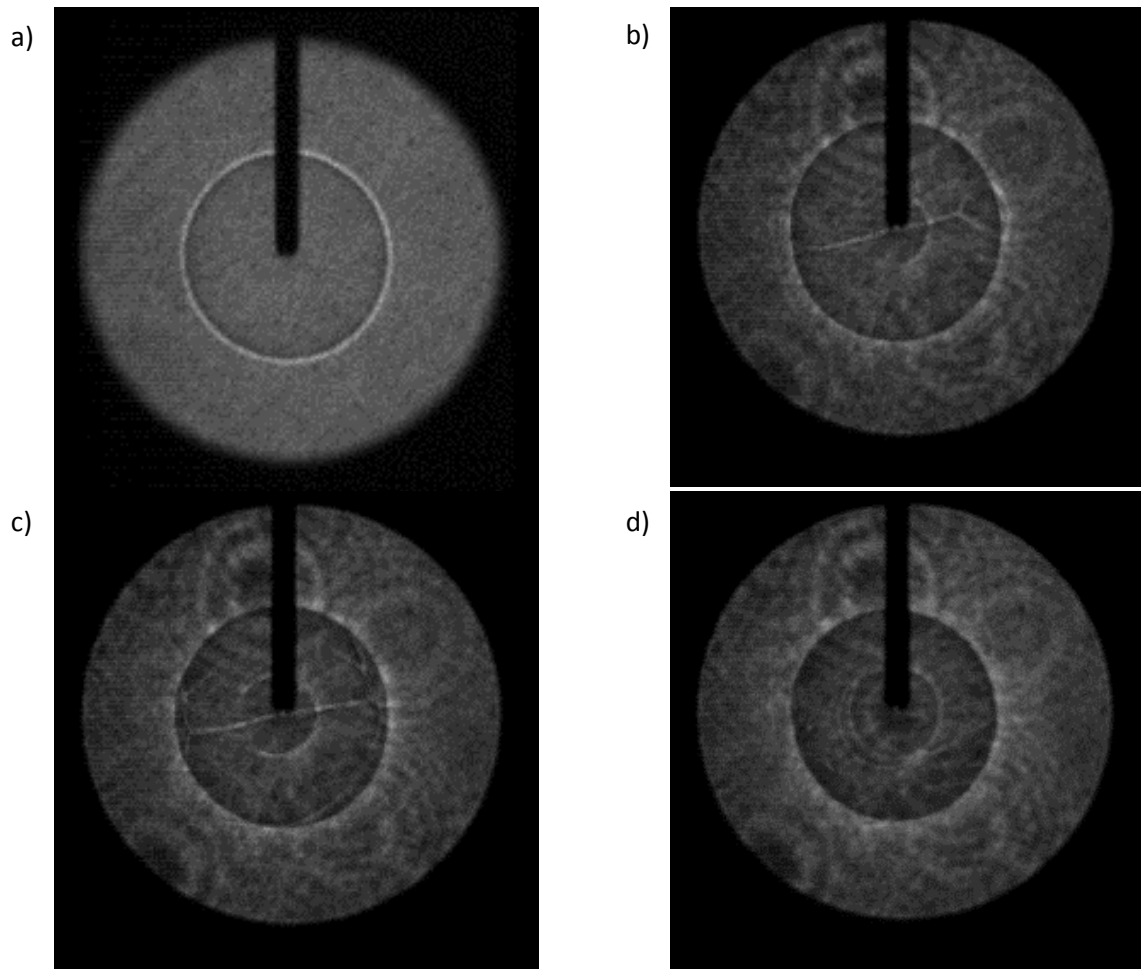


Figure 7.11 : Images de flamme laminaire (ombroscopie) en expansion pour un rayon d'environ 13 mm à 423 K, $\Phi = 1,1$: (a) 1 bar, (b) 3 bar, (c) 5 bar, (d) 10 bar.

Comme précédemment évoqué, l'augmentation de pression initiale augmente le taux de plissement de flamme W présenté en fonction du rayon dans la *Figure 7.12*. Ce résultat appuie à nouveau l'interprétation des courbes précédentes. W augmente avec la pression initiale et ce pour les trois intensités turbulentes présentées. On note néanmoins un arrêt de l'accroissement du taux de plissement entre 6000 et 8000 tr/min et 5 bars. Les causes de cet arrêt de croissance de W seront débattues dans la sous-section 7.1.4..

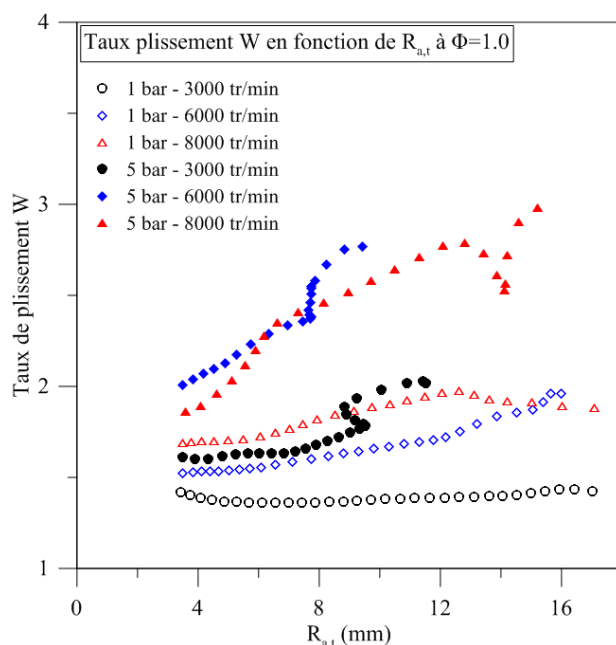


Figure 7.12 : Variation du taux de plissement W en fonction du rayon $R_{a,t}$ à 423 K, $\Phi = 1,0$ pour différentes pressions initiales et intensités turbulentes.

Pour justifier l'influence de la pression initiale dans la corrélation des coefficients C_{corr} appliqués aux rayons Schlieren, des courbes de vitesse de propagation turbulente en fonction de l'étirement sont à nouveau présentées en *Figure 7.13*. Le premier graphique (*Figure 7.13 (a)*) montre l'application du coefficient de correction constant égal à 0,75, ce qui recentre comme précédemment les trajectoires de flamme en direction de leur modèle laminaire non linéaire associé. L'écart avec ces derniers est néanmoins croissant avec l'augmentation de la pression. Le second graphique, *Figure 7.13 (b)*, compare ensuite l'application du coefficient constant à celle du coefficient issu de la corrélation. Cette légère correction supplémentaire remet alors en connexion plus franche les trajectoires de flamme avec leur modèle laminaire.

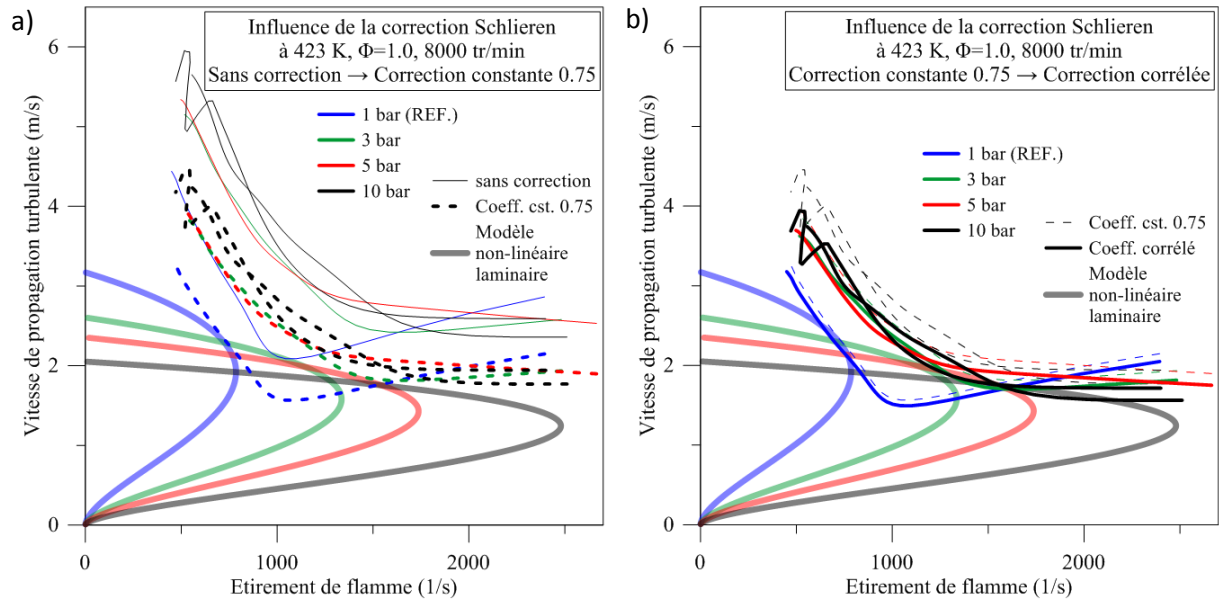


Figure 7.13 : Influence de la correction Schlieren sur la vitesse de propagation turbulente V_T , variation de la pression initiale P_i : (a) Passage de courbes sans correction à une correction avec un coefficient constant (0,75), (b) Passage d'une correction à coefficient constant (0,75) à une correction à coefficients issus de la corrélation en équation (6.14).

7.1.3. Influence de la variation de température initiale

L'influence de la température initiale sur la propagation de la flamme turbulente a également été étudiée. Là encore, la température initiale ne se limite pas à simplement augmenter la vitesse de flamme laminaire du mélange gazeux, *sous-section 3.1.1*. En effet, la température initiale du mélange a pour effet de modifier les petites échelles de la turbulence du milieu. La Figure 7.14, issu de l'étude aérodynamique de Galmiche [137][7] montre qu'augmenter la température initiale augmente également la taille des échelles de Taylor et de Kolmogorov du milieu turbulent. Un effet inverse à la pression et à l'intensité turbulente pourrait donc être attendu ici. A noter tout de même que la taille des échelles augmente linéairement sur notre plage d'étude, là où l'évolution de ces échelles avec la pression et l'intensité turbulente semblait atteindre une certaine limite asymptotique basse, Figure 7.1 et Figure 7.6.

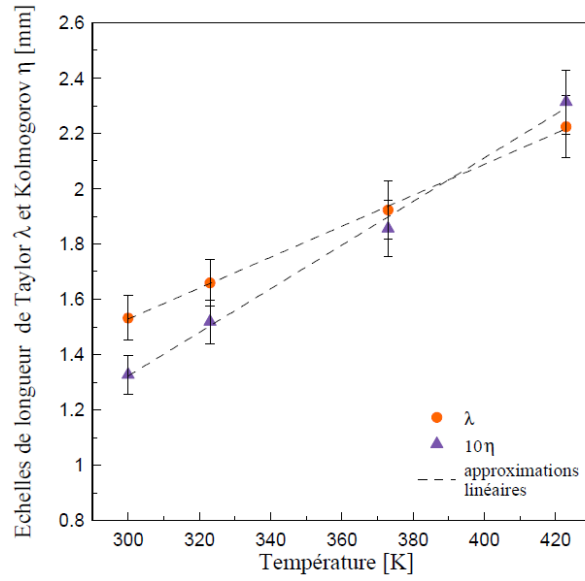


Figure 7.14 : Evolution des échelles spatiales de la turbulence en fonction de la pression à 2000 tr/min et 1 bar, extrait des travaux de Galmiche et al. [7][137].

Les résultats de Galmiche [7] exposés en Figure 7.15 démontrent qu'une modification de la température initiale du mélange réactif n'influence pas l'effet de la turbulence sur la propagation de la flamme. En effet, les rapports V_T/V_L à étirements constants se superposent pour les quatre températures initiales utilisées. La hiérarchisation des courbes $V_T(R_{a,s-corr})$ exposées sur le graphique de la Figure 7.16 est donc uniquement due à l'augmentation de vitesse de flamme laminaire générée par l'augmentation de la température initiale du mélange gazeux.

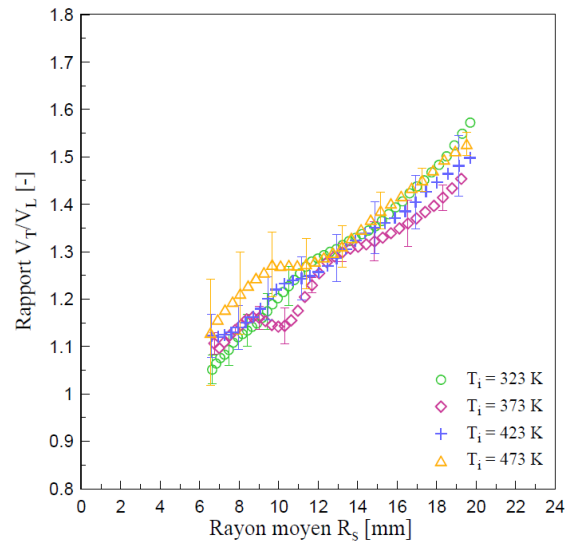


Figure 7.15 : Evolution du rapport V_T/V_L en fonction du rayon R_S de flamme pour différentes pressions initiales à 1 bar, $\Phi = 1,0$ et $u' = 8000$ tr/min. Extrait des travaux de Galmiche [7].

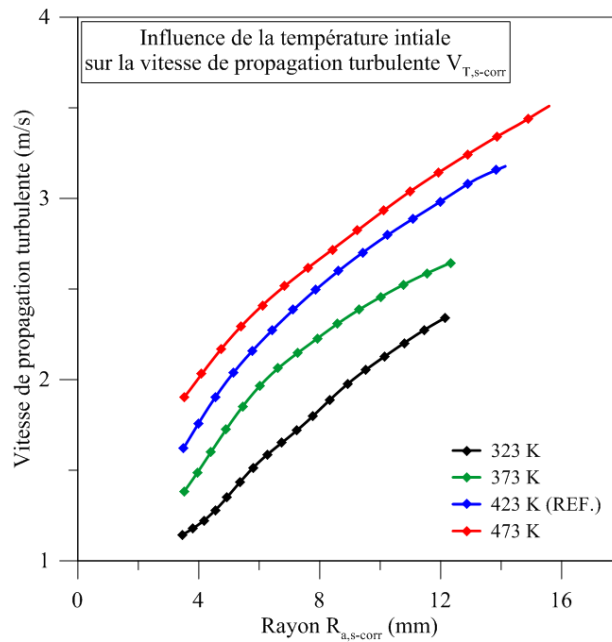


Figure 7.16 : Influence de la température initiale sur la vitesse de propagation turbulente $V_{T,s-corr}$ (1 bar, $\Phi = 1,0$ et $u' = 8000$ tr/min).

Présentées sous la forme d'un graphique en fonction de l'étirement de flamme, *Figure 7.17*, il semble que les trajectoires de la vitesse de flamme turbulente à partir du point de rebroussement soient de moins en moins raides en fonction de l'augmentation de la température initiale. Ces résultats peuvent être dus à l'augmentation des petites échelles de la turbulence provoquée par l'augmentation de température initiale, *Figure 7.14*, les plissements pouvant alors être plus modérés au niveau du front de flamme. Ce résultat ne peut par ailleurs pas être remis en cause par la faible baisse du nombre de Lewis effectif Le_{eff} (presque constant) engendrée par l'augmentation de température initiale, *Tableau 5.4*, caractéristique plutôt favorable aux plissements de front de flamme.

Une seule température ayant été utilisée durant les essais expérimentaux avec le montage de tomographie, des courbes de taux de plissement ne peuvent pas être exposées pour appuyer notre argumentaire.

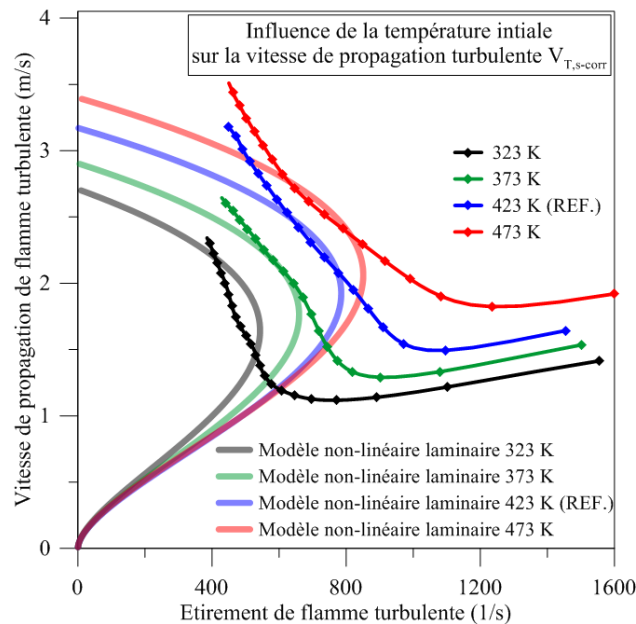


Figure 7.17 : Variation de la vitesse de propagation turbulente $V_{T,s-corr}$ (1 bar, $\Phi = 1,0$ et $u' = 8000$ tr/min) en fonction de l'étirement pour différentes températures initiales

7.1.4. Influence de la variation de richesse de mélange

La variation de richesse du mélange réactif va ici jouer sur plusieurs caractéristiques jusqu'ici peu développées : le nombre de Lewis Le_{eff} et la longueur de Markstein côté gaz brûlés L_b . En effet, l'augmentation de la richesse du mélange réactif aura pour effet de diminuer fortement ces deux paramètres et ainsi influencer sur la propagation de la flamme en expansion turbulente. De plus, la vitesse de flamme laminaire S_L^0 évolue de façon parabolique avec la richesse, *sous-section 3.1.1*. Enfin, l'épaisseur de flamme laminaire δ_L est une fonction croissante avec la richesse. La variation de ces nombreux facteurs, *Tableau 5.4*, indissociable les uns des autres de la variation de la richesse, rend ainsi encore plus complexe l'interprétation des résultats obtenus.

La diminution conjointe du nombre de Lewis et de la longueur de Markstein avec l'augmentation de la richesse du mélange est favorable à la génération de plissements sur le front de flamme et à un plus faible impact de l'étirement sur la propagation. Sans pouvoir dissocier l'effet de chacun, le nombre de Lewis diminuant va favoriser l'entretien des plissements de front de flamme, *sous-section 1.5.3.*, alors que la diminution de la longueur de Markstein va entraîner la réduction de l'effet néfaste de l'étirement sur la propagation du front de flamme jusqu'à devenir bénéfique lorsque L_b devient négative.

Cependant, l'effet du nombre de Lewis a été plusieurs fois étudié dans la littérature dans des cas de longueurs de Markstein positives (effet néfaste de l'étirement). Les résultats de Renou et al.[138] ainsi que de Bréquigny et al. [133] ont conclu que plus le nombre de Lewis des mélanges réactifs était élevé, plus le taux de plissement W de la flamme était faible et ce pour toutes les gammes d'intensité turbulente étudiées dans leurs travaux respectifs. Ces résultats confirment donc bien nos attentes.

Pour traduire l'effet de la longueur de Markstein et notamment son changement de signe au cours de sa diminution avec la richesse, nous pouvons nous référer au schéma de la *Figure 7.18* et au modèle linéaire d'étirement de flamme précédemment énoncé dans la *sous-section 1.6.2*. en régime laminaire, $V_L = V_L^0 - L_b K$:

- Dans le cas d'une longueur de Markstein L_b positive, les étirements locaux positifs (plissements convexes) ralentiront la propagation de la flamme des gaz frais vers les gaz brûlés et inversement dans les zones d'étirements locaux négatifs (plissements concaves).
- A l'inverse, avec une longueur de Markstein négative, les effets de l'étirement seront d'accélérer la propagation du front dans les zones convexes et de la ralentir dans les zones concaves à étirements locaux négatifs.

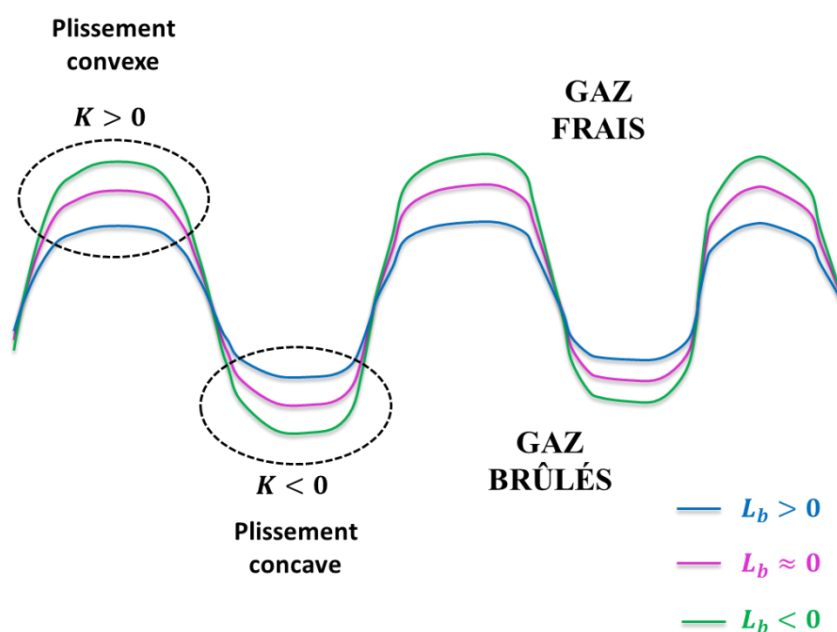


Figure 7.18 : Schéma représentant les différentes réponses du front de flamme turbulent aux étirements locaux pour différentes valeurs de longueur de Markstein où $L_b > 0$, $L_b \approx 0$ et $L_b < 0$.

Il est ainsi clairement établi que la diminution de longueur de Markstein provoquée par l'augmentation de richesse du mélange est favorable à l'augmentation de la vitesse de flamme par les effets de la turbulence. Ce résultat est par ailleurs obtenu expérimentalement par Galmiche dans ces travaux de thèse [7]. La *Figure 7.19* montrant encore une fois les rapports V_T/V_L à étirements constants sont hiérarchisés par leur longueur de Markstein. L'effet de la turbulence le plus important est alors bien observé pour le cas à longueur de Markstein négative (richesse $\Phi = 1,4$) et le moins important pour le cas à longueur L_b positive (richesse $\Phi = 1,0$). Néanmoins, si nous nous plaçons cette fois dans un graphique exposant directement la vitesse de propagation turbulente de la flamme V_T en fonction du rayon équivalent de flamme, le résultat est quelque peu différent. La *Figure 7.20* montre pour les mêmes cas que sur le graphique de la *Figure 7.19*, sans adimensionnement par la vitesse de propagation laminaire, l'influence du caractère parabolique de la vitesse de flamme laminaire.

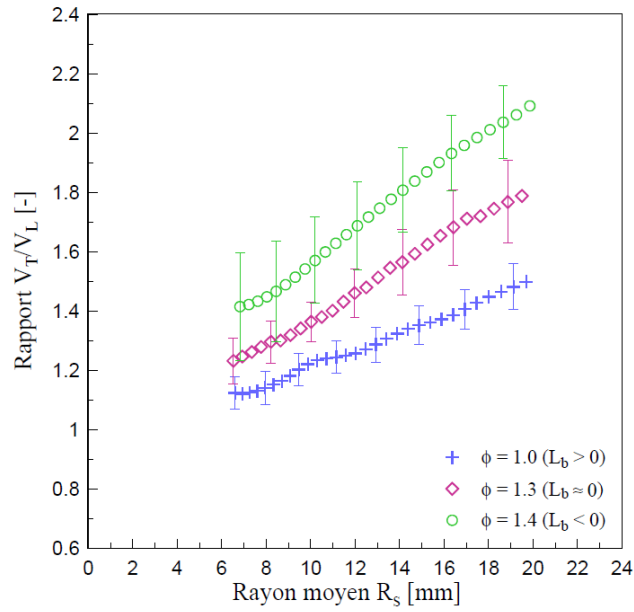


Figure 7.19 : Evolution du rapport V_T/V_L en fonction du rayon R_S de flamme pour différentes richesses à 1 bar, 423 K et $u' = 8000$ tr/min. Extrait des travaux de Galmiche [7].

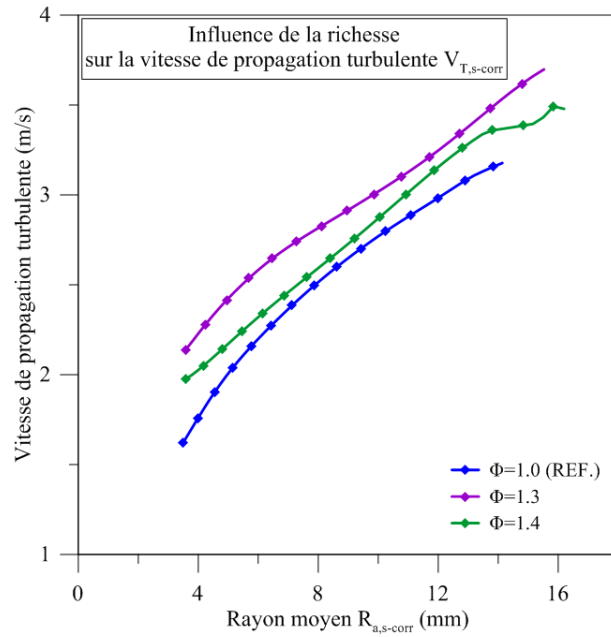


Figure 7.20 : Influence de la richesse sur la vitesse de propagation turbulente $V_{T,s-corr}$ (1 bar, 423 K et $u' = 8000$ tr/min).

En traçant cette fois l'ensemble des richesses expérimentées, graphiques en Figure 7.21, il devient possible d'identifier trois temps dans l'évolution de la vitesse de propagation turbulente V_T en fonction de la richesse Φ . L'influence favorable de la longueur de Markstein avec la richesse va ainsi se confronter à l'évolution parabolique de S_L^0 avec Φ . La vitesse de propagation turbulente va dans un premier temps s'accroître continuellement avec la richesse jusqu'à $\Phi = 1,1$ (maximum de S_L^0). Ce premier résultat est fort logique puisque sur cette plage de richesses, baisse de L_b et

augmentation de S_L^0 vont de pair pour augmenter la vitesse de propagation turbulente. A partir de la richesse $\Phi = 1,1$, vitesse de flamme et longueur de Markstein vont s'opposer pour influencer la vitesse de propagation V_T . Ainsi, nous voyons pour les richesses $1,1 \leq \Phi \leq 1,3$ les vitesses V_T se superposer. Pour ces valeurs de richesses, la baisse de vitesse de flamme laminaire semble compensée par la baisse de la longueur de Markstein. En revanche, à partir des richesses $\Phi \geq 1,3$, l'augmentation de vitesse de propagation turbulente due à la baisse de la résistance à l'étirement n'est plus suffisante pour contrer la baisse de vitesse de flamme laminaire. Les courbes de vitesse sont ainsi de plus en plus basses dans les différents graphiques.

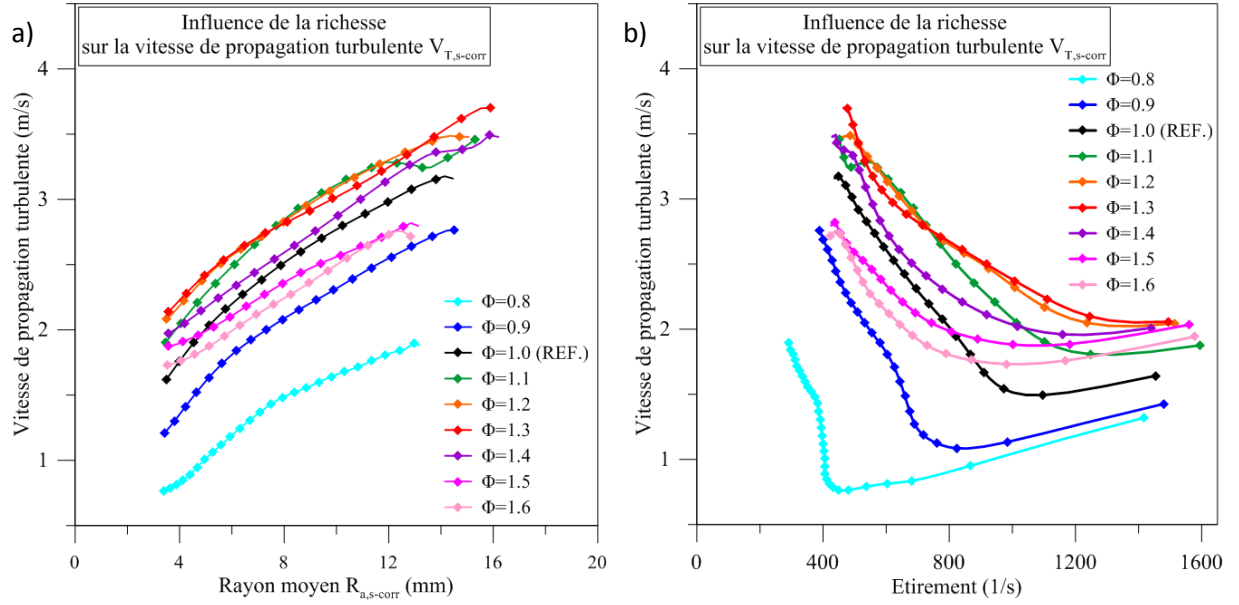


Figure 7.21 : Influence de la richesse sur la vitesse de propagation turbulente $V_{T,s-corr}$ (1 bar, 423 K et $u' = 8000$ tr/min) en fonction : (a) du rayon équivalent de flamme $R_{a,s-corr}$, (b) de l'étirement K .

En ce qui concerne le taux de plissement et les structures de front de flamme, il est intéressant de comparer les images obtenues avec le montage double à $\Phi = 0,8$, $1,0$ et $1,46$. Les images de tomographie et Schlieren présentent des plissements semblables, *Figure 7.22*, à $\Phi = 0,8$ et $1,0$ (cas (a) à (d)), c'est-à-dire pour des longueurs de Markstein positives. En revanche, on perçoit un plus grand nombre de structures sur le front de flamme à la richesse $\Phi = 1,46$, *Figure 7.22 (e) et (f)*. Il n'est alors pas surprenant de constater un taux de plissement supérieur à $\Phi = 1,46$ qu'à $\Phi = 1,0$, *Figure 7.23*. La courbe à $\Phi = 0,8$ semble quant à elle erronée.

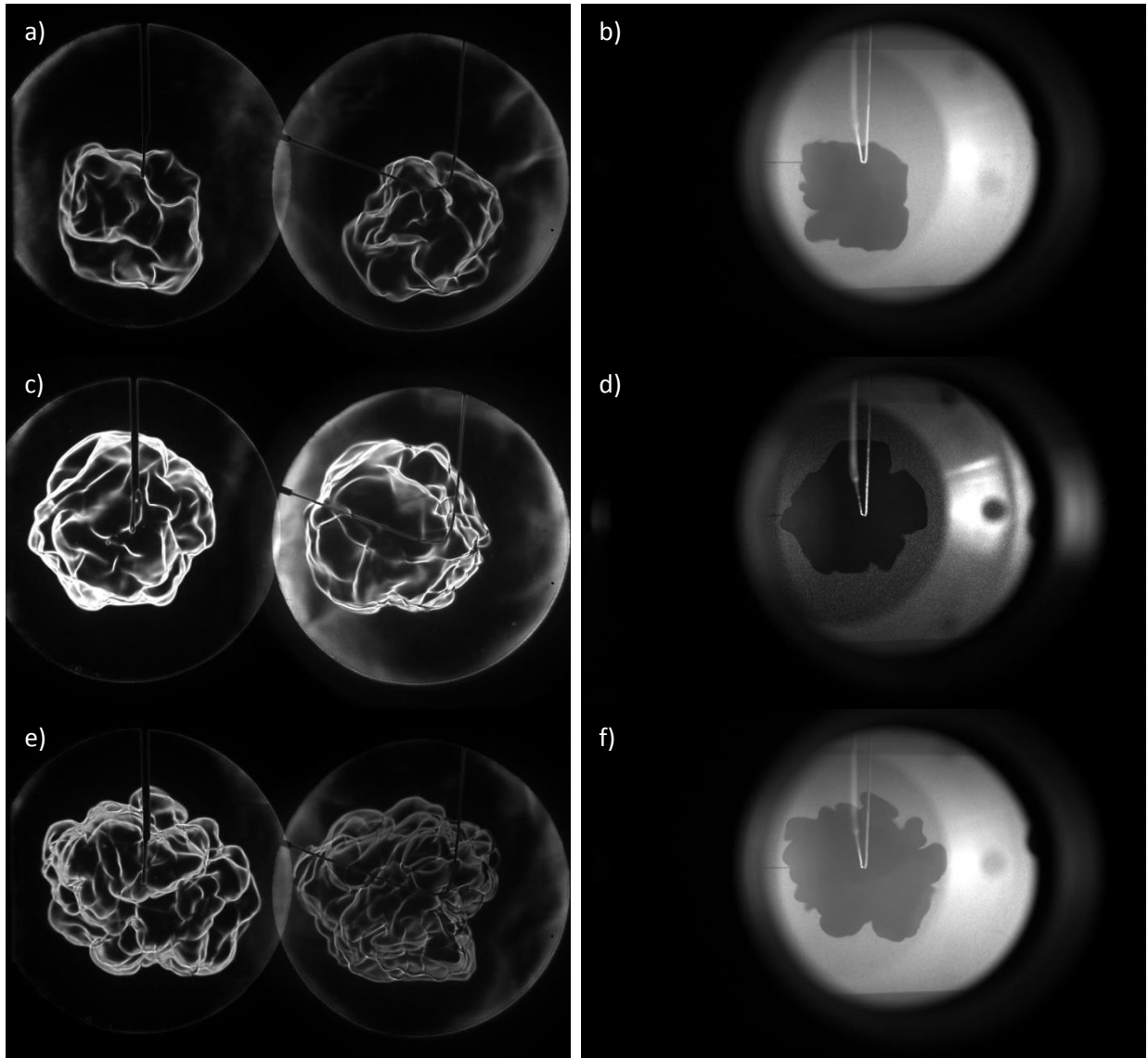


Figure 7.22 : Images de flammes obtenues avec le montage double à 1 bar, 423 K, 8000 tr/min : (a) et (b) à $\Phi = 0,8$ et 12,5 ms, (c) et (d) à $\Phi = 1,0$ et 8 ms, (e) et (f) à $\Phi = 1,46$ à 7 ms.

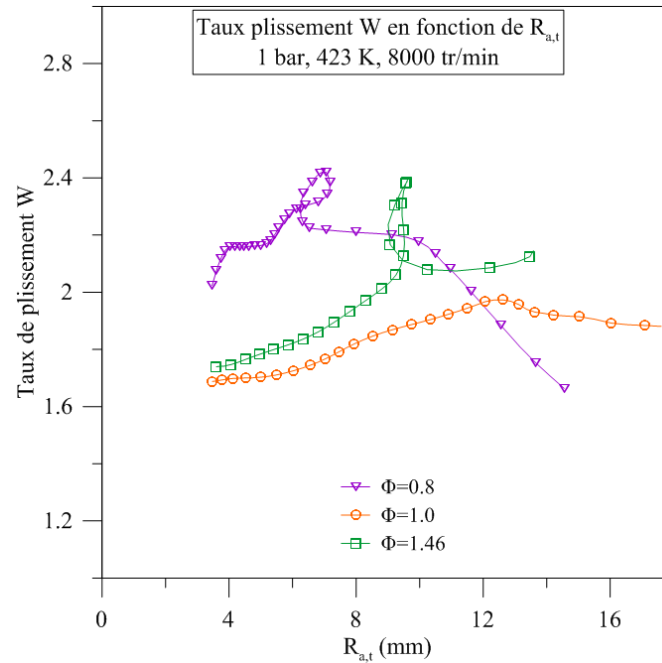


Figure 7.23 : Variation du taux de plissement W en fonction du rayon $R_{a,t}$ à 1 bar, 423 K, 8000 tr/min pour différentes richesses.

Afin de conforter ces résultats et de mettre en évidence un effet particulier reliant l'intensité turbulente, la pression et la richesse, il est intéressant d'observer les mêmes cas à 5 bars. Nous pouvons observer sur les images de la Figure 7.24 qu'à plus forte pression la richesse $\Phi = 1,46$ (cas (a) et (f)) présente des fines structures de plissements en plus grand nombre que les richesses $\Phi = 0,8$ et 1,0.

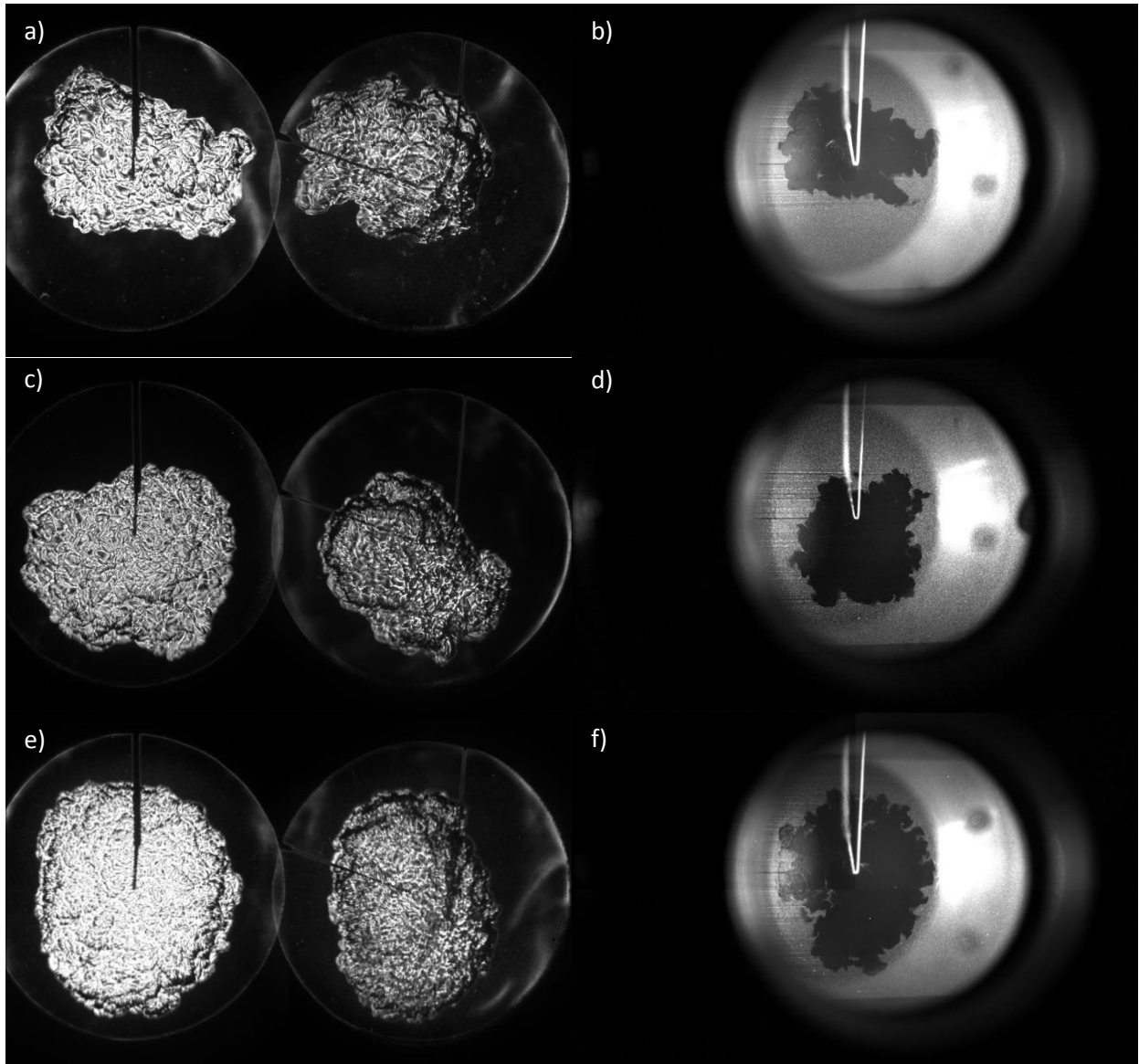


Figure 7.24 : Images de flammes obtenues avec le montage double à 5 bar, 423 K, 8000 tr/min : (a) et (b) à $\Phi = 0,8$ et 10,6 ms, (c) et (d) à $\Phi = 1,0$ et 5,8 ms, (e) et (f) à $\Phi = 1,46$ à 6,3 ms.

La Figure 7.25 représente le taux de plissement des richesses $\Phi = 0,8$ (a), $\Phi = 1,0$ (b) et $\Phi = 1,46$ (c) pour trois intensités turbulentes ($u' = 3000, 6000$ et 8000 tr/min) et à deux pressions initiales différentes ($P_i = 1$ et 5 bars). Comme déjà évoqué, sous-section 7.1.1., le taux de plissement augmente avec l'intensité turbulente et ce pour les trois richesses. Ce résultat est vrai pour une pression initiale de 1 bar. En revanche, à haute pression (5 bars), on ne peut s'empêcher de remarquer que le taux de plissement n'augmente pas lors du passage d'une intensité turbulente 6000 tr/min à 8000 tr/min pour les richesses 0,8 & 1,0. Il semble donc qu'à haute pression, l'effet de « bending » apparaisse pour des intensités turbulentes plus faibles qu'à basse pression (comme 1 bar). Ce résultat, partagé par Kobayashi et al. [152], est sans aucun doute logique. En effet, l'intensité turbulente et la pression ont pour effet commune de diminuer les petites échelles de la turbulence vers des limites asymptotiques basses, Figure 7.1 et Figure 7.6. Nous observons donc ici l'arrivée rapide de l'effet de « bending ». En revanche, pour la richesse $\Phi = 1,46$, Figure 7.25 (c), nous n'observons pas d'arrêt dans l'augmentation du taux de plissement lors de l'augmentation de

u' à haute pression. Ce résultat s'explique par le faible nombre de Lewis ainsi que la longueur de Markstein négative de ce type de mélange, *Tableau 5.6*. Ces deux caractéristiques du mélange permettent à celui-ci de continuer à tirer bénéfice de l'augmentation de la turbulence dans le milieu réactif. Ce résultat avait été approché par Abdel-Gayed et al. [114] à pression atmosphérique. En effet, l'apparition de l'effet « bending » est visible pour de plus grandes intensités turbulentes à forte richesse (environ $u' = 9 \text{ m/s}$ pour $\Phi = 1,2$) qu'à faible richesse ($u' = 3 \text{ m/s}$ pour $\Phi = 0,85$).

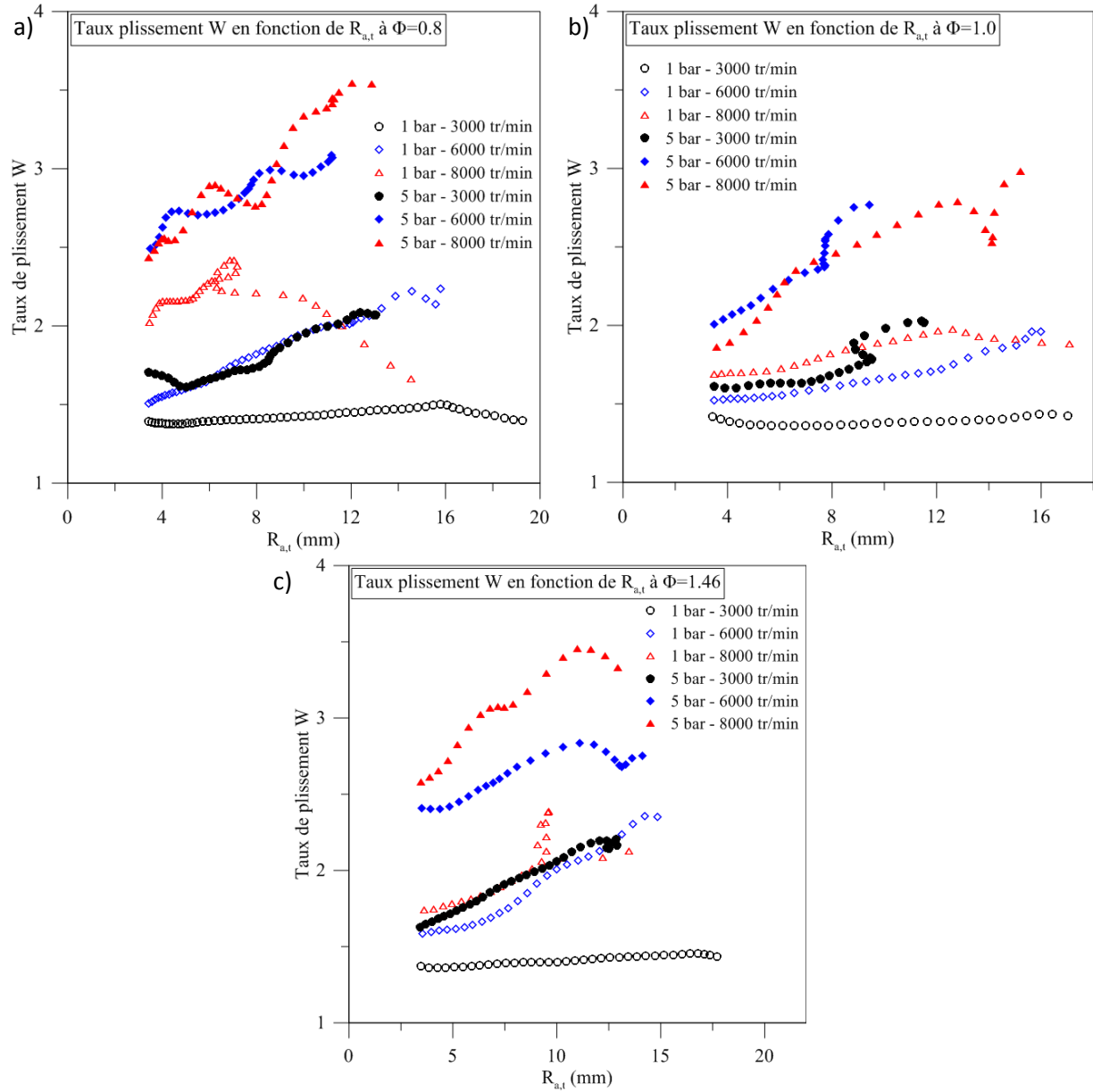


Figure 7.25 : Variation du taux de plissement W en fonction du rayon $R_{a,t}$ à 423 K, pour différentes pressions initiales, intensités turbulentes à : (a) $\Phi = 0,8$, (b) $\Phi = 1,0$, (c) $\Phi = 1,46$.

7.1.5. Influence du diluant et du taux de dilution

Pour terminer cette étude paramétrique, l'effet du diluant et de la dilution sur la propagation de la flamme turbulente est ici présenté. Comme déjà introduit dans le chapitre des résultats laminaires (*Chapitre 3*), la dilution du mélange réactif a pour effet de fortement diminuer la vitesse de flamme laminaire du mélange ainsi que d'augmenter les longueurs de Markstein. La dilution va également légèrement augmenter l'épaisseur de flamme. L'effet sur le nombre de Lewis est différent selon les diluants (diminution pour le CO_2 , légère augmentation pour les autres), mais toujours dans une mesure très réduite, *Tableau 5.4*.

En termes de vitesse de propagation en milieu turbulent, les résultats sont tout à fait similaires à ceux obtenus en régime laminaire. Nous observons sur les graphiques de la *Figure 7.26* une diminution de la vitesse de propagation turbulente avec le taux de dilution quelle que soit la nature du diluant. Le passage des courbes de vitesse de flamme en fonction de l'étirement par les modèles non-linéaires des cas laminaires correspondants avant la forte augmentation de vitesse V_T à étirements plus faibles est toujours visible. Il est toutefois important de noter que dans ces conditions thermodynamiques et de richesse (1 bar, 423 K et $\Phi = 1,0$), l'approche de la limite de flammabilité du mélange (en termes de taux de dilution) provoque un « sursaut » d'augmentation de la vitesse de propagation turbulente de la flamme. Les trajectoires de ces flammes fortement diluées (10% pour CO_2 et H_2O , 15% pour *EGR* et N_2) sont ainsi en avance par rapport à leurs modèles laminaires. Par ailleurs elles présentent des pentes plus raides au niveau du point de rebroussement de V_T aux faibles étirements par rapport aux mélanges moins dilués. L'augmentation de pente des courbes est légèrement plus marquée avec le taux de dilution et devient bien plus franche lors de l'approche de la limite de flammabilité, *Figure 7.26*. La hiérarchisation des différents diluants reste, quant à elle, la même que lors des résultats laminaires, *Figure 7.27*. Le diluant CO_2 reste le plus inhibiteur tandis que les trois autres diluants ont un effet presque identique sur la propagation de la flamme.

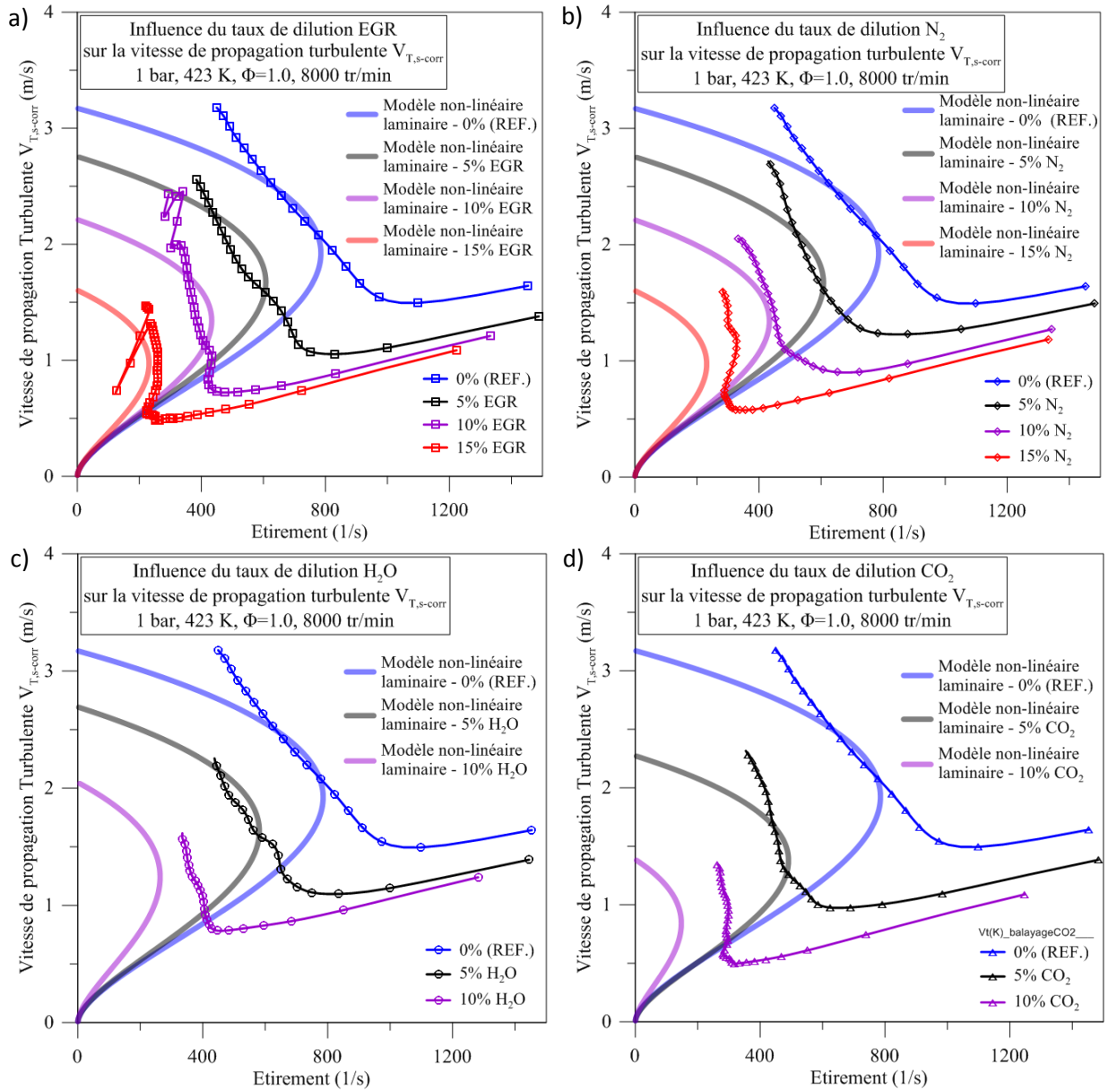


Figure 7.26 : Variation de la vitesse de propagation turbulente $V_{T,s-corr}$ (1 bar, 423 K, $\Phi = 1,0$ et $u' = 8000$ tr/min) en fonction de l'étirement pour différents taux de dilution : (a) EGR, (b) N_2 , (c) H_2O , (d) CO_2 .

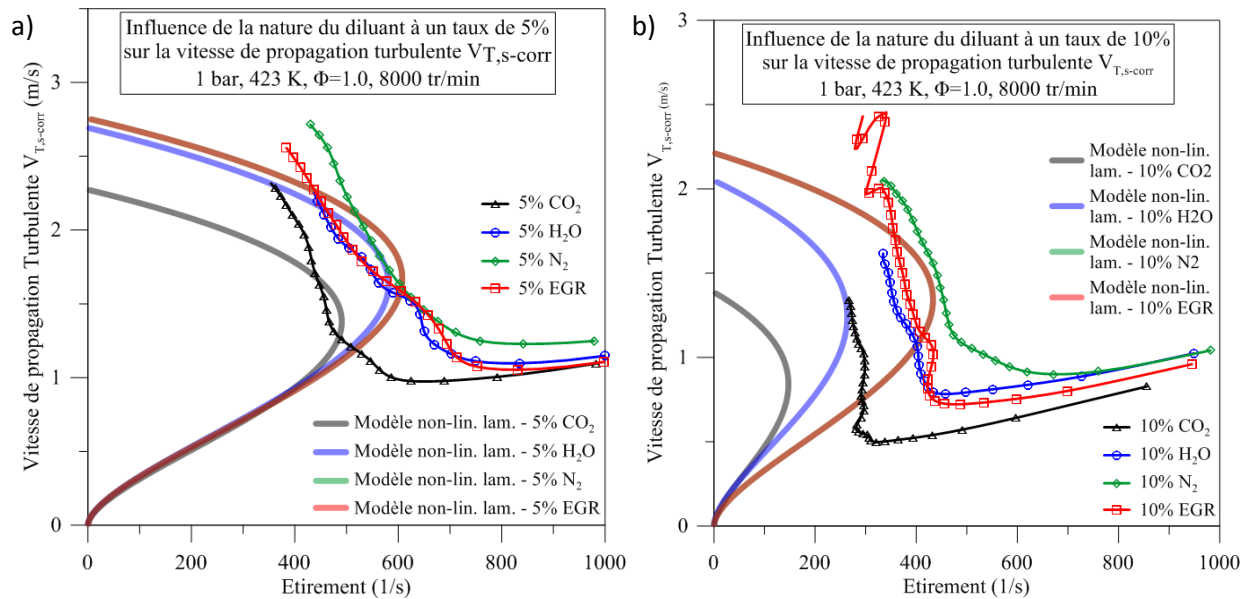


Figure 7.27 : Variation de la vitesse de propagation turbulente $V_{T,s-corr}$ (1 bar, 423 K, $\Phi = 1,0$ et $u' = 8000$ tr/min) en fonction de l'étirement pour différents diluants : (a) 5%, (b) 10%.

A l'aide des images de tomographie du second montage optique, nous pouvons observer l'évolution du taux de plissement de nos flammes en fonction du taux de dilution, Figure 7.28. Ces dernières permettent de visualiser que le taux de dilution provoque l'augmentation du taux de plissement de la flamme. Ce résultat est particulièrement visible sur les courbes à 6000 tr/min, Figure 7.28 (b), et conforte l'observation faite sur les courbes de vitesse en fonction de l'étirement. En revanche, contrairement aux cas précédents, cette augmentation du taux de plissement avec la dilution n'est nullement due à des effets de nombre de Lewis, de longueur de Markstein, d'échelles de la turbulence ou d'épaisseur de flamme. Le responsable de l'accroissement du taux de plissement avec le taux de dilution n'est autre que la baisse de vitesse de flamme laminaire engendrée par la dilution. En effet, la multiplication des plissements est ici simplement due à la plus longue exposition du front de flamme à la turbulence du milieu. Cet aspect de la turbulence, simplement « mécanique », n'est pas à négliger dans nos interprétations de l'effet de la turbulence sur nos flammes, et il est même indispensable dans le cas des flammes diluées.

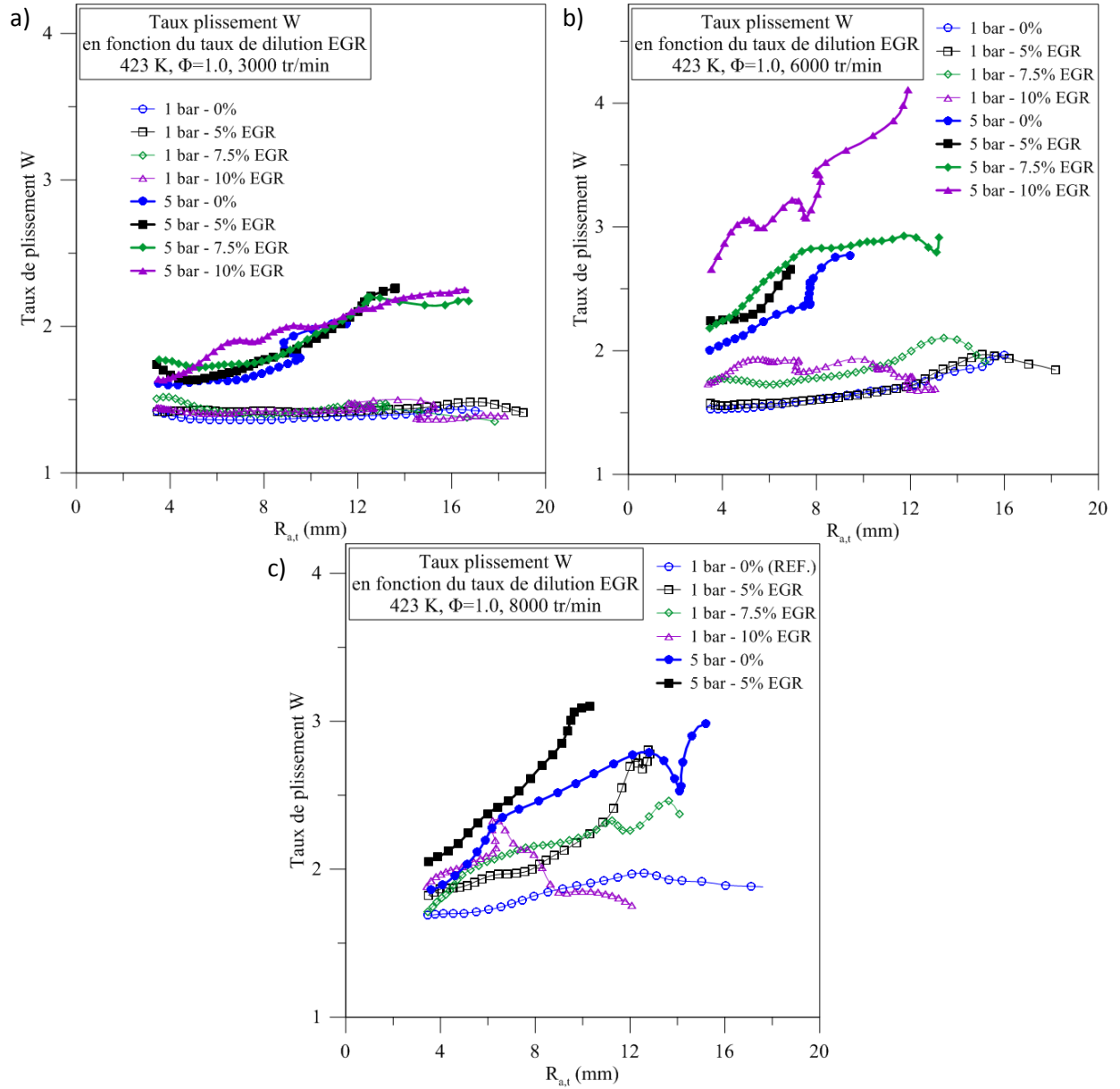


Figure 7.28 : Variation du taux de plissement W en fonction du taux de dilution EGR à 423 K et $\Phi = 1,0$ à : (a) 3000 tr/min, (b) 6000 tr/min, (c) 8000 tr/min.

7.1.6. Récapitulatif des effets des paramètres initiaux

L'ensemble des effets de chacun des paramètres initiaux vu dans les sous-sections précédentes sont présentés dans les Figure 7.29 et Figure 7.30. Les variations de position du modèle non linéaire laminaire avec la vitesse de flamme laminaire non étirée S_L^0 et de la longueur de Markstein L_b sont montrées en Figure 7.29. La Figure 7.30 explique, quant à elle, de manière schématique les influences de chacun des paramètres étudiés (u' , P_i , T_i , Φ , dilution) sur la vitesse de propagation turbulente V_T en fonction de l'étirement K .

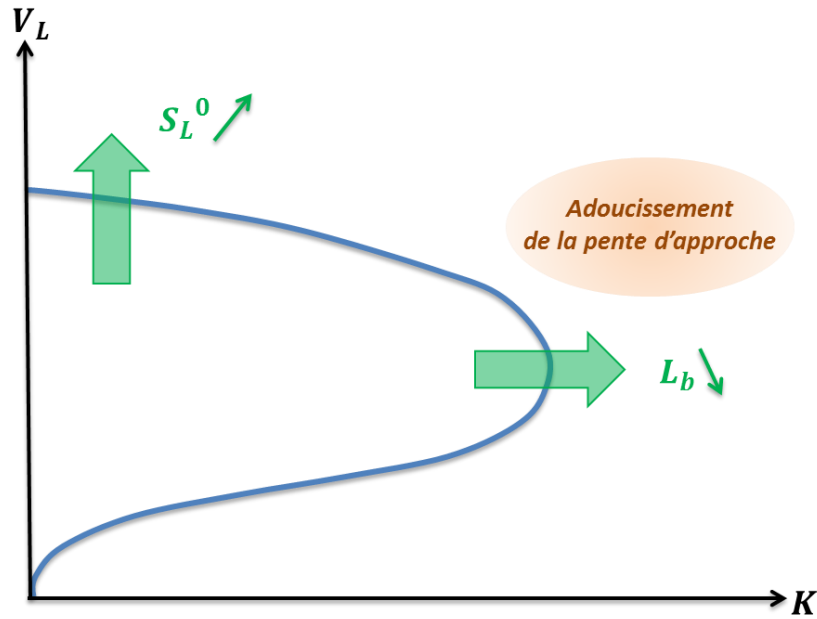


Figure 7.29 : Récapitulatif des effets de la vitesse de flamme laminaire S_L^0 et de la longueur de Markstein L_b sur le modèle non linéaire laminaire dans le graphique $V_L(K)$.

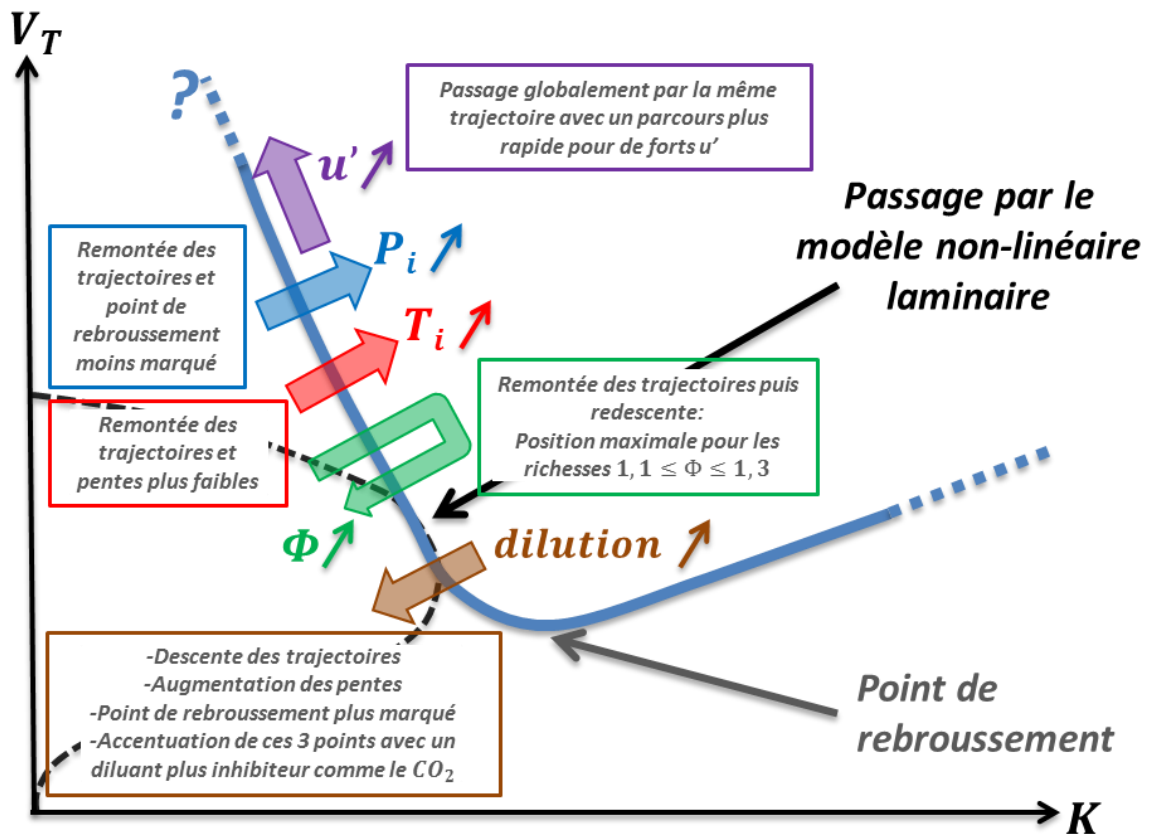


Figure 7.30 : Récapitulatif des effets de chaque paramètre sur la vitesse de propagation turbulente V_T en fonction de l'étirement K .

7.2. Etude de cas en évolution de type moteur à allumage commandé

7.2.1. Contexte de l'étude

L'étude préalable de chaque paramètre initial de la propagation d'une flamme de prémélange en expansion dans un milieu turbulent, *Section 7.1.*, nous a permis de connaître l'influence de ces derniers sur l'interaction entre la turbulence et le front de flamme durant sa propagation. Les conclusions de ces études sont capitales pour comprendre sans ambiguïté l'effet des évolutions simultanées de plusieurs paramètres sur la propagation de la flamme. Ces cas d'étude restent néanmoins académiques et ne sont donc pas comparables à des évolutions de flamme en expansion turbulente dans un moteur à allumage commandé. Nous allons néanmoins essayer de les reproduire.

Avant allumage et après injection du mélange *air/carburant* dans la chambre, la remontée du piston vers le point mort haut du moteur provoque une augmentation de la pression et de la température des gaz frais, *Figure 7.32*. La flamme est ensuite initiée par l'intermédiaire de la bougie d'allumage dans des conditions thermodynamiques dépendantes de la position du piston. Il nous est actuellement impossible d'atteindre des conditions thermodynamiques dans l'enceinte sphérique turbulente suffisamment élevées pour reproduire celles atteintes lors de la propagation de la flamme en moteur des faibles charges jusqu'aux charges modérées. Par exemple Pajot [154] a étudié des propagations de flamme pour des charges de 0,5 *bar* de pression à l'admission (faible charge) et une température de 298 *K*, ce qui correspond à des conditions au moment de l'allumage de 2,1 *bar* et 430 *K*. Dans le cas d'une pression d'admission de 1,3 *bar* et une température de 323 *K*, une forte dilution des gaz frais impose une avance à l'allumage importante et donc des conditions thermodynamiques modérées au moment de l'initiation de la flamme d'environ 6 *bar* et 500 *K* (charges modérées), Mounaïm-Rousselle et al. [99] et Landry [136]. En revanche, dans des conditions d'admission de très forte suralimentation (2 *bars* d'admission par exemple), les conditions d'allumage peuvent atteindre des pressions de 40 *bars* et des températures de 800 *K*, qui ne peuvent pas être atteintes avec notre dispositif expérimental.

L'étude de l'effet de l'évolution des conditions thermodynamiques sur la propagation d'une flamme de prémélange en expansion dans un milieu confiné proche des conditions rencontrées dans un MAC est ici l'objectif. Pour cela, l'augmentation des conditions de pression et température initiales est déterminée en considérant une compression adiabatique réversible représentant la remontée du piston. Certaines hypothèses ont été néanmoins nécessaires pour la réalisation de ces essais. La phase de compression du moteur étant représentée par une compression isentropique, on néglige tout échange thermique avec les parois. Les conditions expérimentales initiales dans l'enceinte (*pression* et *température*) ont ainsi été calculées selon ce principe. Les lois de Laplace (*relations (7.1) à (7.3)*) ont alors été utilisées afin de calculer les couples *pression/température* initiaux:

$$PV^\gamma = cste \quad (7.1)$$

$$P^{(1-\gamma)}T^\gamma = cste' \quad (7.2)$$

$$T_2 = T_1 \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (7.3)$$

Les conditions thermodynamiques de départ choisies durant cette campagne d'essai ont été une pression initiale $P_i = 1 \text{ bar}$ et une température initiale $T_i = 373 \text{ K}$. Nous avons de plus choisi une richesse de mélange $\Phi = 1,0$ (stœchiométrie), un coefficient isentropique $\gamma = 1,33$, un rapport

volumétrique $\epsilon = 11$. L'intensité turbulente est quant à elle fixée à $u' = 1,39 \text{ m/s}$ et considérée constante durant la compression isentropique, tout comme l'échelle intégrale, ce qui a été vérifié expérimentalement par Landry [136] et Foucher et al. [155], graphiques en Figure 7.31.

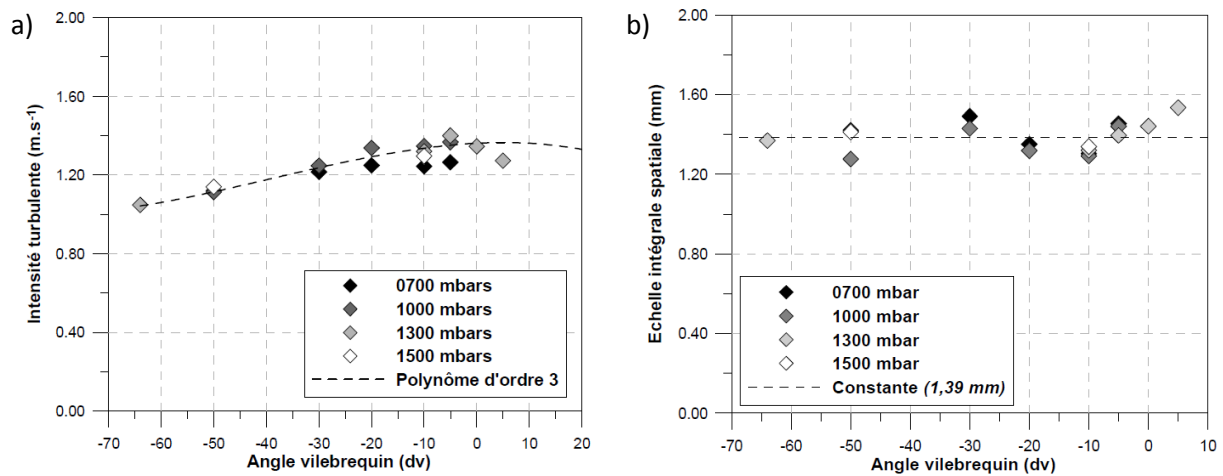


Figure 7.31 : Mesures des caractéristiques de la turbulence dans un MAC par Landry [136] et Foucher et al. [155] : (a) Intensité turbulente, (b) Echelle intégrale.

La Figure 7.32 représente l'évolution de la pression et de la température lors d'une compression adiabatique. Les deux courbes représentent ces évolutions lorsque les conditions à l'admission sont de $1 \text{ bar}-373 \text{ K}$ (courbe noire pour cette étude) et $1,3 \text{ bar}-323 \text{ K}$ (courbe bleue pour l'étude de Landry [136] et Mounaïm-Rousselle et al. [99]). Il a été placé les points expérimentaux réalisés ici (croix noires) ainsi que des points d'allumage conventionnels (-30 , -20 et -10 degré vilebrequin dV d'avance à l'allumage AvA) et des points d'allumage extrême lors de fortes dilutions par exemple ($-50 dV$). Durant les premiers temps de propagation de la flamme après allumage dans la chambre de combustion moteur (environ 10% de fraction de masse brûlée), l'évolution des conditions thermodynamiques va suivre approximativement ces courbes de compression isentropique (période de propagation de flamme isobare, sur environ 20 à 30 dV), justifiant ainsi notre hypothèse d'étude.

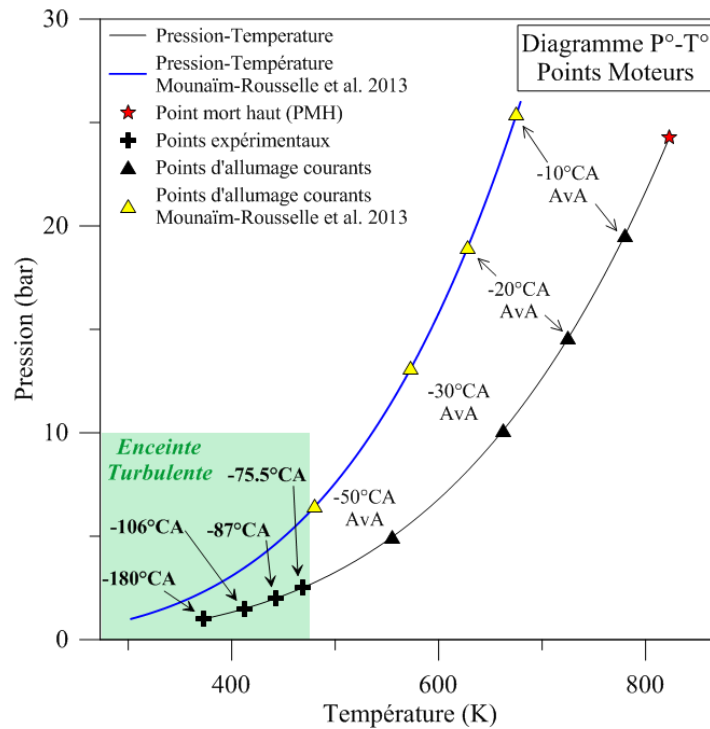


Figure 7.32 : Diagramme Pression-Température d'une compression isentropique de type moteur à allumage commandé, avec angles vilebrequin d'avance à allumage et données extraites de Mounaïm-Rousselle et al. [99] et Landry [136].

L'ensemble des conditions étudiées sont rassemblées dans le *Tableau 5.5* de la *Section 5.4*.

7.2.2. Résultats

La *Figure 7.33* présente le diagramme de Borghi des points de cette étude. Nous remarquons leur positionnement très proche de ceux de Mounaïm-Rousselle et al. [99], *Figure 4.5 (b)*, et toujours dans le régime des flammelettes

En comparant les diagrammes de Borghi issus de Mounaïm-Rousselle et al. [99], *Figure 4.5 (b)*, et celui de nos essais, *Figure 7.33*, la première remarque concerne leur positionnement très proche dans le régime des flammelettes du diagramme. Leurs essais moteurs [99] et nos essais en enceinte turbulente sont ainsi sensiblement comparables. Il est possible de remarquer, sur les deux séries de données, un effet similaire de la dilution, la trajectoire de flamme se déplaçant en diagonale vers le coin supérieur gauche du diagramme de Borghi sous son action. En effet, la dilution réduit inévitablement la vitesse de flamme laminaire S_L^0 (déplacement vers le haut du diagramme) et augmente l'épaisseur de flamme laminaire δ_L (déplacement vers la gauche).

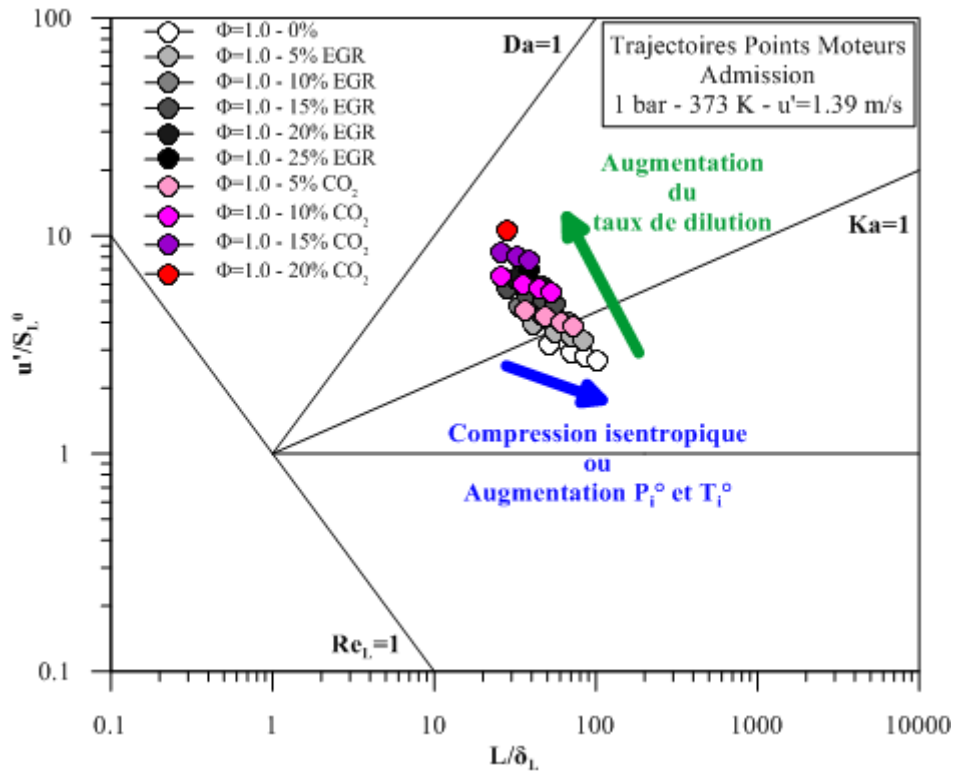


Figure 7.33 : Diagramme de Borghi des points « moteur » réalisés.

Les résultats obtenus dans l'enceinte sphérique turbulente en termes de vitesse de propagation en fonction de l'étirement et pour quatre couples de pression et température reliés par la loi de compression isentropique sont présentés dans les Figure 7.34 et Figure 7.35. Nous pouvons remarquer, dans un premier temps, que la vitesse de flamme laminaire non étirée peut être considérée comme constante, la diminution de S_L^0 par les effets de pression étant compensée par l'élévation de température des gaz frais. Ce résultat a de plus été observé également en configuration moteur par Zhou et al. [156]. En revanche, la longueur de Markstein et donc la dépendance de la vitesse de flamme laminaire à l'étirement diminuent lorsque la pression et la température des gaz frais augmentent. La vitesse de propagation turbulente mesurée est donc grandement affectée par le couple *pression-température* : dans le cas 1 bar et 373 K sans dilution, Figure 7.34 (a), la transition du noyau de flamme *laminaire – turbulent* est lente car dès les premiers instants, le noyau de flamme passe par des vitesses de propagation inférieures à celle du point d'étirement maximal du modèle laminaire non linéaire. Pour le second couple de pression et température (1,5 bar et 412,5 K), cette transition est plus rapide puisque les vitesses de propagation de flamme sont, dès l'initiation, supérieures à celle du point d'étirement maximal du modèle non-linaire. Cet effet s'amplifie avec les couples *pression-température* supérieurs. Dans le cas d'une compression isentropique rencontrée dans un moteur à allumage commandé, la dynamique de propagation de la flamme sera plus complexe que celles observées sur la Figure 7.34 (a), en effet le noyau de flamme subit, en plus des conditions d'étirement variables, une augmentation de la vitesse V_T , non pas due à une augmentation de la vitesse de flamme laminaire non étirée qui est constante, mais à une légère augmentation de la vitesse de flamme étirée due à l'élévation de la pression. En effet, comme étudié en sous-section 7.1.2., l'élévation de la pression entraîne une diminution de l'épaisseur de flamme laminaire et une diminution des échelles de la turbulence et donc une augmentation de V_T .

En ce qui concerne les effets de dilution présentés sur l'ensemble des graphiques de la *Figure 7.34* pour le CO_2 et les graphiques en *Figure 7.34 (a)* et *Figure 7.35* pour l'EGR, on remarque un renforcement de la difficulté de transition du noyau de flamme *laminaire – turbulent*. La *Figure 7.35 (c)* montre ainsi un passage à des vitesses inférieures à celles du point d'étirement maximal du modèle non linéaire pour les couples pression-température 1 bar-373 K et 1,5 bars-412,5 K. La dilution renforce donc l'effet de l'étirement sur les premiers temps d'initiation du noyau de flamme qui nécessite une plus grande montée en pression avant de dépasser les vitesses des points d'étirements maximum. En ce qui concerne l'influence de la nature du diluant, il est identique à celui déjà observé dans les sous-sections précédentes (*sous-sections 3.1.2. en laminaire et 7.1.5. en turbulent*), le CO_2 étant plus inhibiteur, d'un point de vue thermique, et donc plus rapidement problématique pour la propagation de flamme que ne l'est l'EGR. A noter que plus la compression isentropique est avancée, plus l'inflammation des mélanges fortement dilués sera facilitée comme peuvent en témoigner les graphiques des cas à 15% de CO_2 , *Figure 7.34 (d)*, et à 20% d'EGR, *Figure 7.35 (d)*. La propagation de la flamme a été impossible pour de basses conditions thermodynamiques, mais le devient une fois que les conditions de pression et température augmentent. De plus, pour un taux de dilution donné, l'effet dit de « puits de vitesse » (*sous-section 3.1.3.*) du début de la propagation de flamme a tendance à disparaître avec l'augmentation des conditions thermodynamiques. Ce résultat appuie donc qu'une forte dilution est possible pour des conditions thermodynamiques d'allumage moteur plus favorables (pression et température plus élevées).

En ce qui concerne la suite de la propagation de la flamme en fonction de l'étirement, il est possible de remarquer qu'en augmentant fortement le taux de dilution, l'augmentation de la vitesse V_T est toujours possible avec l'augmentation des conditions thermodynamiques. En effet, pour le cas sans dilution, *Figure 7.34 (a)*, et le cas avec une dilution de 5% d'EGR, *Figure 7.35 (a)*, le passage des conditions 2 bars-443 K à 2,5 bars-468 K ne modifie presque pas la vitesse de propagation de la flamme. Durant la compression isentropique, l'augmentation de V_T est dans ces deux cas stoppée : les courbes vertes (2 bars-443 K) et rouges (2,5 bars-468 K) sont superposées. En revanche, pour les cas plus fortement dilués, *Figure 7.34 (b) à (d)* et *Figure 7.35 (b) à (d)*, cette dernière augmentation du couple *pression-température* permet encore d'augmenter la vitesse de propagation de la flamme. Ce résultat est concordant avec ce qui a déjà été observé dans nos essais en dilution, *sous-section 7.1.5.* En effet avec un taux de dilution croissant, nous avons observé un plissement plus élevé du front de flamme. Ce phénomène permet donc de repousser les limites de « bending » pouvant être atteintes plus rapidement avec un plissement moindre (avec un plus faible taux de dilution). Ce résultat nous montre qu'avec un taux de dilution plus élevé, la flamme est certes moins rapide d'un point de vue de la vitesse de flamme laminaire, mais conserve un potentiel d'augmentation de vitesse de propagation turbulente par le biais de la compression isentropique, l'augmentation conjointe de la pression et la température provoquant par ailleurs un élargissement des conditions de dilution possibles. Ce qui nous permet de penser que pour ces cas dilués, partant d'une vitesse de propagation plus faible au départ, la flamme est toujours en phase d'accélération et n'atteint pas de régime établi sur les courbes obtenues ici. Malheureusement, nous ne pouvons vérifier ces suppositions avec les moyens expérimentaux existants. Les travaux de Mounaïm-Rousselle et al. [99] en moteur à accès optique tendent d'ailleurs vers ce résultat. Il est observé, après une phase d'augmentation, une stabilisation de la vitesse de propagation turbulente moyenne (fonction de la fraction de masse brûlée) et ce même pour les cas les plus dilués (25% d'EGR).

Enfin, il est possible de rapprocher l'ensemble de cette étude moteur à celle du balayage de conditions de pressions étudiée précédemment, *sous-section 7.1.2.*, avec ici comme différence que la vitesse de flamme laminaire non étirée S_L^0 reste constante durant la compression. Les trajectoires de flamme sont ainsi légèrement différentes que lors de la simple montée en pression, les augmentations de vitesse de propagation turbulente lorsque l'étirement diminue sont plus raides lors de la compression isentropique. En comparant le cas à 3 bars en balayage de pression sur la *Figure 7.10*, *sous-section 7.1.2.*, et celui à 2,5 bars sur la présente *Figure 7.34 (a)*, on peut simplement noter la position plus haute de la courbe obtenue avec les conditions initiales « moteur ». Nous pouvons conclure qu'avec la compression isentropique, toutes les évolutions déjà notées en *sous-section 7.1.2.* restent valables avec en plus, une vitesse de flamme laminaire plus élevée qui favorise encore davantage la propagation de la flamme turbulente (effet vu en *sous-section 7.1.3.*).

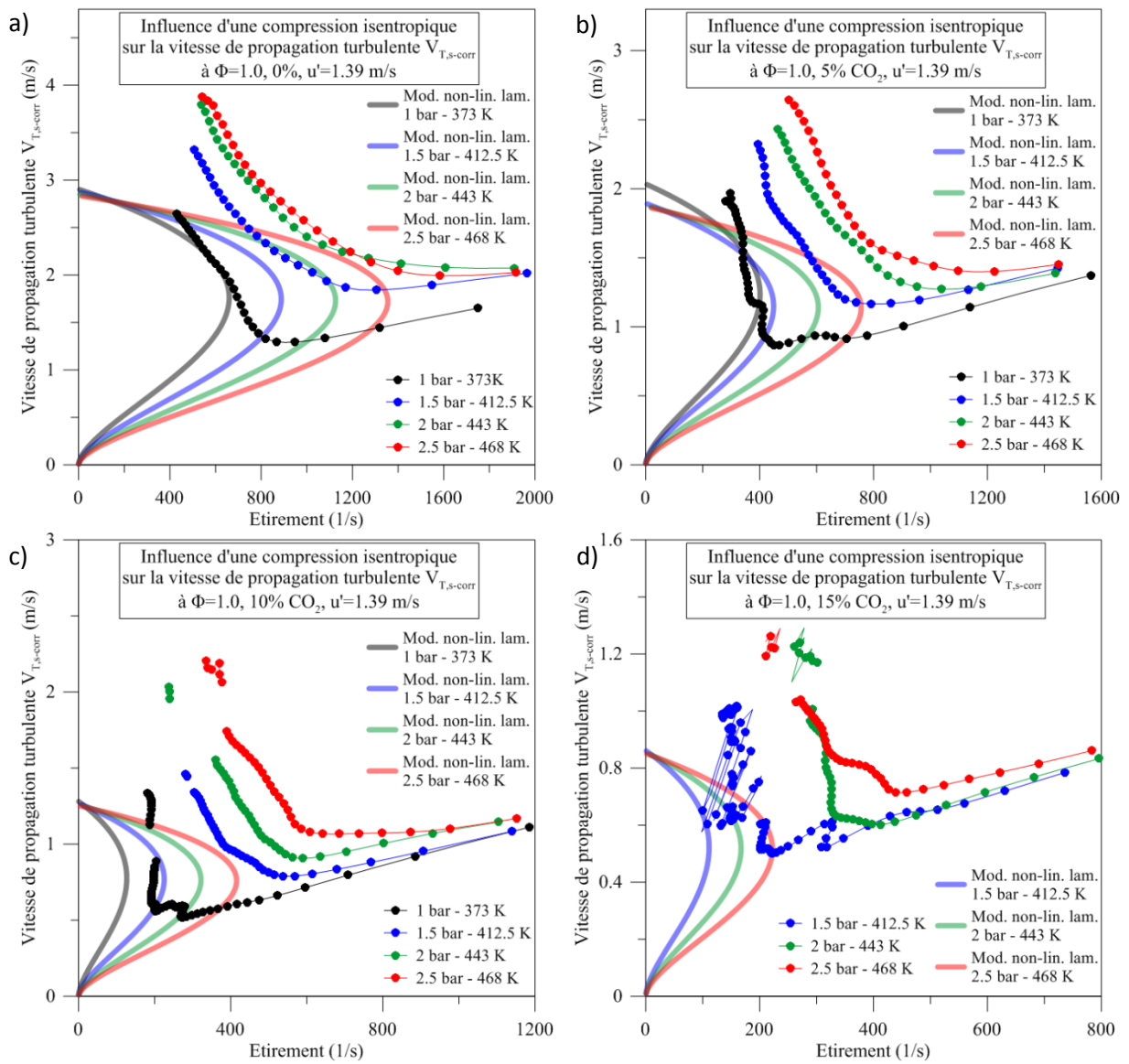


Figure 7.34 : Influence d'une compression isentropique sur la vitesse de propagation turbulente $V_{T,s-corr}$ à $\Phi = 1.0$ et $u' = 1.39$ m/s pour : (a) 0% de dilution, (b) 5% CO_2 , (c) 10% CO_2 , (d) 15% CO_2 .

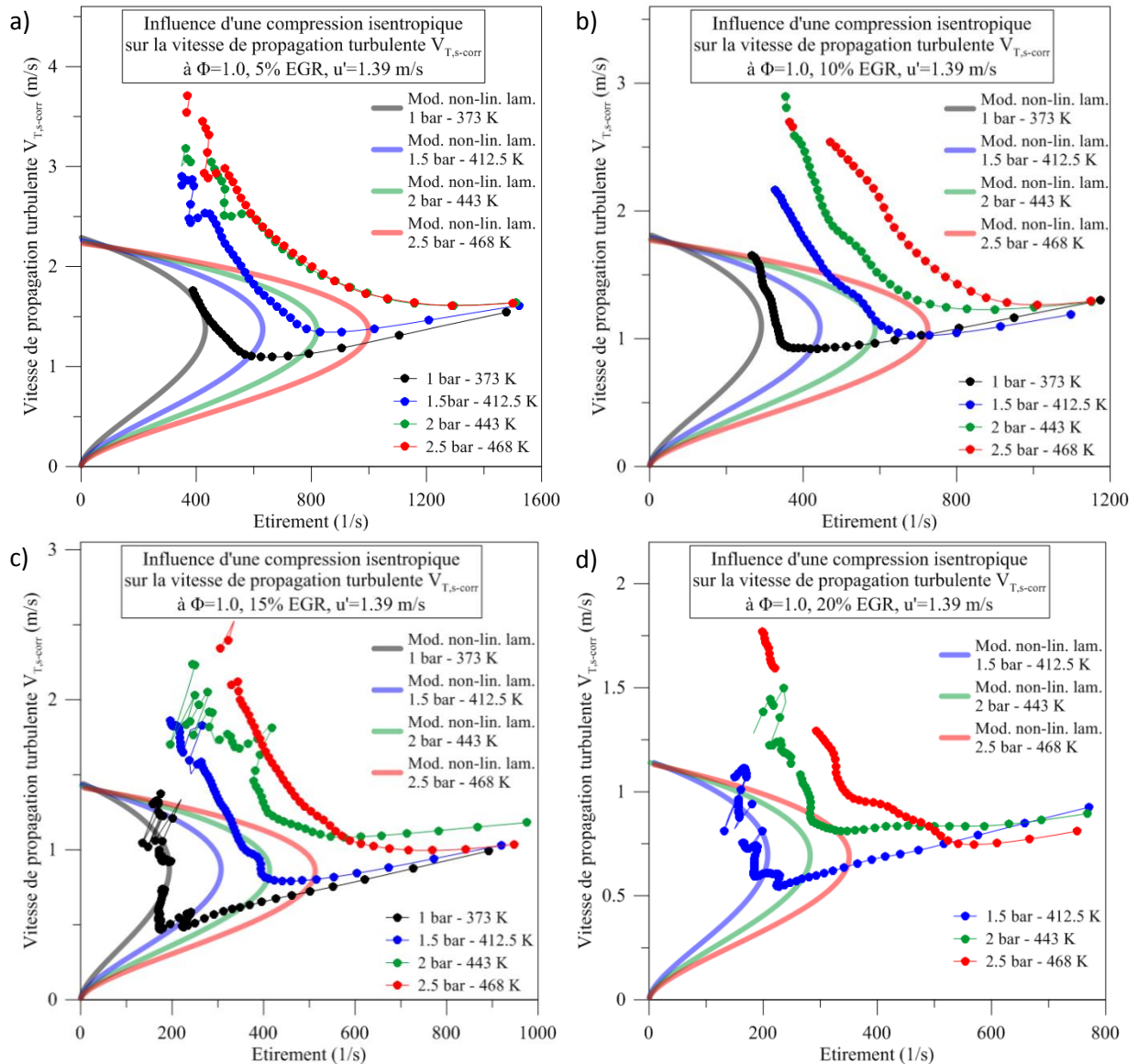


Figure 7.35 : Influence d'une compression isentropique sur la vitesse de propagation turbulente $V_{T,s-corr}$ à $\Phi = 1.0$ et $u' = 1,39$ m/s pour : (a) 5% EGR, (b) 10% EGR, (c) 15% EGR, (d) 20% EGR.

Il est par ailleurs important de rappeler que l'ensemble de ces points ont été réalisés pour des flammes turbulentes en expansion ayant des rayons allant de 0 à environ 20 mm en moyenne (après correction). Cela démontre encore une fois l'importance des effets d'étirement sur la propagation de ces flammes dans une configuration moteur. En effet, pour des chambres de combustion moteur aux alésages compris en moyenne entre 60 et 80 mm, il apparaît que la flamme est toujours en phase d'accélération, en fonction de l'étirement global de la flamme, pour des diamètres supérieurs à la moitié de l'alésage moteur.

7.2.3. Limites du diagramme de Borghi : flammes soumises à l'étirement

Il a été vu que les flammes turbulentes en expansion étudiées dans cette thèse (Figure 5.18) restaient dans un contexte de flammes en régime des flammelettes dans le diagramme de Borghi. Ce dernier permet de nous mettre en garde sur l'utilisation de mélanges fortement dilués. En effet, si l'augmentation du taux de dilution tel qu'étudié dans ces travaux ne change pas le régime de

propagation de nos flammes, ces dernières se propagent toujours dans le régime des flammelettes élargi. Il permet en revanche de nous apercevoir que l'augmentation de la dilution rapproche les flammes de la zone des flammes épaissies, *Figure 7.36*, où les hypothèses du régime des flammelettes ne sont plus valides. De plus, nous avons vu précédemment que l'utilisation de la dilution oblige les motoristes à utiliser une avance à l'allumage plus grande, ce qui provoque l'apparition de points de propagation de la flamme encore plus décalés vers la partie supérieure gauche du diagramme. Le passage ou non de certaines de ces flammes dans le régime des flammes épaissies reste toutefois sujet à débat étant donné les différentes définitions existantes de la limite « réelle » du régime des flammelettes, *sous-section 4.2.2*.

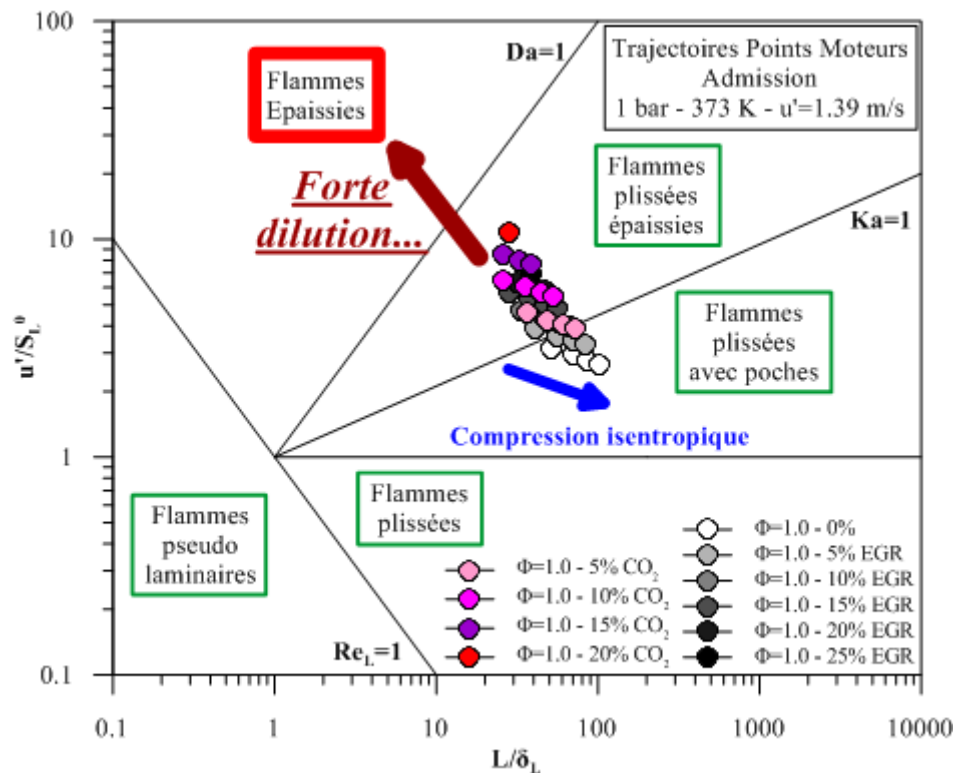


Figure 7.36 : Diagramme de Borghi exposant les points « moteur » réalisés et l'hypothèse de trajectoire des points à plus forte dilution.

En revanche, le diagramme de Borghi ne prend absolument pas en compte une caractéristique essentielle des flammes turbulentes en expansion : l'étirement. Les nombreux graphiques présentés précédemment l'ont montré, la vitesse de propagation de flamme V_T est grandement dépendante de la valeur de l'étirement K (tout comme V_L par ailleurs). Or le diagramme de Borghi, qui nous garantit un développement des flammes dans le régime des flammelettes, tient compte uniquement de la vitesse de flamme laminaire non-étirée S_L^0 ainsi que l'épaisseur de flamme laminaire non étirée δ_L^0 . En conséquence, le diagramme de Borghi, tel qu'il est défini, ne nous semble pas adapté à la représentation de la propagation des flammes turbulente en expansion et par extension à la représentation à un instant donné des flammes rencontrées en moteur à allumage commandé.

Il a déjà été vu que l'évolution de la vitesse de propagation d'une flamme, laminaire ou turbulente, en expansion ne peut être dissociée de l'étirement, et donc du rayon de flamme. Il en va donc de même pour une flamme se propageant dans un cylindre de moteur à combustion interne. La différence est que les conditions de pression et température évoluent également durant la

propagation de la flamme. Si l'erreur peut s'avérer faible en utilisant la vitesse de propagation non-étirée V_L^0 pour de grands rayons de flammes et avec des mélanges à longueur de Markstein positive et proche de zéro, ce n'est absolument pas le cas le reste des cas observés et spécialement pour les mélanges fortement dilués. Par ailleurs, les plus forts étirements sont rencontrés au niveau des premiers instants (faibles rayons) durant la propagation de la flamme, ce qui entretient davantage le caractère critique de cette phase dans la combustion moteur. De plus, en cas de forte dilution du mélange réactif, nous avons constaté en *sous-section 3.1.3.* que sur les premiers temps de développement de la flamme après allumage, la vitesse de propagation de la flamme chute jusqu'à des valeurs proches de zéro avant de réaccélérer brusquement pour raccrocher le modèle non linéaire de vitesse de flamme laminaire : c'est ce que nous avons alors appelé l'effet « puits de vitesse ».

Un diagramme du style Borghi, prenant en compte cette fois la vitesse de flamme laminaire étirée S_L et l'épaisseur de flamme δ_L serait plus à même de décrire la dynamique de propagation des flammes turbulentes en expansion et donc des flammes en combustion moteur. Il serait alors intéressant de faire intervenir dans cette représentation des nombres adimensionnels comme le Karlovitz Ka ou le nombre de Markstein Ma ($Ma = Lb/\delta_L$) témoignant de l'effet de l'étirement sur les flammes en expansion.

En ce qui concerne la représentation des flammes en combustion moteur, il semble nécessaire de les définir, à un instant donné, par les conditions de pression et température, de richesse, S_L^0 et L_b , ainsi que du rayon équivalent de flamme R . Ces paramètres permettraient ainsi de connaître en fonction du temps (ou angle vilebrequin) les vitesses réelles de propagation de la flamme, dépendant des conditions thermodynamiques, de l'étirement (c'est-à-dire du rayon de flamme) et de la richesse.

Conclusion et Perspectives

Les laboratoires de recherche et les entreprises de toutes tailles collaborent souvent dans leurs travaux afin d'apporter leurs expertises respectives à des enjeux et défis d'aujourd'hui. Dans la grande famille de l'énergie, les constructeurs automobiles et leurs partenaires privés ou académiques n'ont de cesse de perfectionner aussi bien d'un point de vue des performances qu'environnementaux les véhicules de transport terrestre équipés en grande majorité de moteurs à combustion interne. La prise de conscience mondiale de l'enjeu du changement climatique sur les décennies à venir incite chacun des protagonistes à rendre les moteurs plus propres tout en maintenant des niveaux de performances les plus élevés possibles. Les diminutions des réserves d'énergies fossiles renforcent également le besoin d'obtenir le maximum d'énergie de la combustion. L'amélioration des rendements moteurs devient ainsi capitale. Pour mener à bien ces objectifs, méthodes numériques et expérimentales travaillent de pair.

L'ANR MACDOC, pleinement inscrite dans ces thématiques, a pour but de faire avancer la compréhension des phénomènes de combustion en moteur à allumage commandé dans des configurations de flammes à fort taux de dilution provenant soit d'un changement des caractéristiques de l'air utilisé en moteur, soit par l'utilisation d'une recirculation des gaz d'échappement. Les moyens expérimentaux du laboratoire PRISME ont été utilisés afin de caractériser le comportement de ces flammes de manière expérimentale dans des cas laminaires ainsi que turbulents. Ces recherches se sont déroulées en trois temps.

Ces travaux ont débuté par une vaste étude laminaire des flammes en expansion *isooctane/air*. L'objectif était de compléter la base de données de vitesses de flamme laminaire et longueurs de Markstein débutée par Galmiche [7] dans le cadre de l'ANR ICAMDAC avec une étude de la dilution de ces mélanges pour différents taux (jusqu'à 25%) et diluants (N_2 , CO_2 , H_2O et *EGR*). L'extension de cette base de données nous permet ainsi de connaître finement le comportement des différents mélanges gazeux, dans de nombreuses conditions initiales durant la propagation de la flamme. Il a ainsi été montré que l'utilisation de la dilution, en plus de fortement réduire la vitesse de flamme, procure un renforcement des effets de l'étirement sur la flamme via l'augmentation exponentielle de la longueur de Markstein. Cet aspect est particulièrement important et doit être pris en compte spécialement lors de simulations/calculs de flammes en expansion dans des configurations moteur par exemple. Cette base de données sert par ailleurs d'appui à la construction de corrélations de vitesses de flamme de flamme laminaire non étirée. S_L^0 et de longueurs de Markstein L_b , corrélations utilisées par les modèles de simulation notamment. La vue de ces résultats confirme que la prise en compte de l'étirement dans les calculs de flammes en expansion, en chambre de combustion moteur par exemple, devient aujourd'hui essentielle et tout spécialement lors de l'utilisation d'une dilution élevée. La présentation des résultats en fonction de l'étirement, où l'on remarque de grands écarts de valeurs entre les vitesses dans les cas à longueurs de Markstein élevées, aide grandement à la compréhension de la nécessité de ne pas négliger l'étirement de flamme. Ces graphiques permettent également de constater l'apparition possible de « puits de

vitesse » sur les premiers temps de propagation des flammes laminaires en expansion. Durant ces travaux, deux responsables ont été identifiés : une énergie d'allumage trop faible et une dilution trop élevée. Si le cas d'une dépose d'énergie trop faible reste marginal étant donné la tendance à générer une étincelle la plus « énergétique » possible pour éviter les ratés de combustion, l'apparition de « puits de vitesse » fonction du taux de diluant peut être problématique et provoquer des variations cycliques importantes en cas de ratés d'allumage.

Afin de mener à bien l'étude de ces mêmes flammes d' *isooctane/air* dans une configuration de flammes turbulentes en expansion, l'enceinte turbulente développée au laboratoire PRISME par Galmiche et al. [7][137] a de nouveau été utilisée. En visualisation classique (Schlieren ou ombroscopie), la configuration tridimensionnelle des flammes turbulentes en expansion perturbe la prise d'information sur les images en augmentant de manière conséquente les surfaces de flamme observées, ce qui induit une surestimation des rayons et des vitesses. Bradley et al. [128] a proposé de corriger ces rayons via un coefficient correctif constant égal à 0,9 valable pour des mélanges gazeux différents des nôtres et pour des conditions thermodynamiques différentes. Ainsi nous avons entrepris d'adapter dans un premier temps cette correction à nos cas expérimentaux afin de proposer une correction tenant compte plus précisément des paramètres turbulents et thermodynamiques. Un nouveau dispositif optique, alliant prises de vues Schlieren (double) et de tomographie, a été utilisé pour mener à bien cette étude. Il découle de cette étude de grandes différences avec la correction originelle de Bradley, la moyenne de l'ensemble des coefficients trouvés est ainsi bien plus basse (environ 0,75), mais il est surtout apparu que selon certaines conditions initiales, le coefficient de correction varie de manière conséquente. Après obtention de ces résultats, une corrélation (simple) a été construite pour le coefficient de correction appliqué pour les cas de visualisation de flammes turbulentes en expansion avec un dispositif Schlieren. La pression initiale et l'intensité turbulente se sont avérées être des paramètres indispensables à prendre en compte pour la corrélation du coefficient.

Après ces considérations sur la correction à apporter aux résultats tirés des images de flammes turbulentes en Schlieren, une étude complémentaire de celle de Galmiche [7] est dirigée pour identifier les rôles des différents paramètres initiaux sur la propagation des flammes turbulentes en expansion. Les résultats sont tracés de manière brute (sans adimensionnement par une vitesse laminaire) en fonction de l'étirement et non du rayon afin d'appréhender ces résultats d'une manière plus proche d'une propagation réelle de type moteur. L'interprétation est malgré tout menée en s'appuyant également sur les considérations de Galmiche avec des résultats de rapports V_T/V_L à étirements équivalents. Si des résultats similaires sont obtenus, l'apport de résultats de flammes fortement diluées permet d'enrichir la compréhension des effets de chaque paramètre sur la propagation de flamme. De plus, le montage double a permis l'obtention du plissement de flamme W , ce qui a renforcé l'interprétation de nos résultats spécialement dans les cas dilués. Des essais turbulents typés « moteur » ont enfin été menés. L'évolution des conditions thermodynamiques moteur a été assimilée à une compression isentropique et les essais de flamme ont été comparés selon cette évolution. Il apparaît dans les résultats qu'une certaine limite de vitesse (fonction de l'étirement) est atteinte par la flamme. L'augmentation conjointe de la pression et de la température ne permet plus à la flamme de se propager plus rapidement. En revanche, cette limite n'apparaît plus dans les cas de flammes fortement diluées qui continuent d'accélérer avec la compression isentropique. Cette conservation d'un potentiel d'accélération avec la dilution peut néanmoins être discutée étant donné nos conditions thermodynamiques initiales restées faibles en comparaison

avec les conditions d'allumage moteur (*Figure 7.32*) ainsi qu'une vitesse de flamme initiale déjà fortement réduite par la dilution elle-même, ce qui suggérerait une limite atteinte pour de plus hautes conditions thermodynamiques que nous ne pouvons atteindre actuellement avec l'enceinte. En revanche, les résultats du paragraphe précédent indiquant un plissement de flamme plus important en dilution peuvent expliquer ce potentiel d'accélération.

En guise de conclusion générale, ces travaux ont pu démontrer, à travers différentes flammes laminaires et turbulentes, l'importance de prendre en considération l'étirement sur la propagation des flammes en expansion. Que cela soit un étirement « classique » pour les flammes laminaires en expansion ou bien un étirement « global », pris comme un étirement classique basé sur le rayon de flamme équivalent considéré, pour les flammes turbulentes, cet étirement de flamme concentre toutes les causes de variation de vitesse de la flamme. De plus, il apparaît flagrant que l'influence de l'étirement est croissante avec la dilution, ce qui appuie encore plus cette nécessité de prendre en compte l'étirement de flamme dans l'étude de la propagation des flammes en expansion.

-

Ces travaux ont ainsi permis de mieux comprendre les mécanismes de propagation des flammes *d'isooctane/air*. Les essais laminaires ont permis de développer des corrélations de vitesses de flammes et de longueurs de Markstein en fonction de nombreux paramètres et notamment du taux de dilution de plusieurs diluants. Ces corrélations peuvent malheureusement manquer de précision à l'approche des limites expérimentales observées, qu'elles proviennent des mélanges ou du dispositif expérimental utilisé. Des essais complémentaires pourraient être envisagés afin de renforcer les résultats de ces conditions. En ce qui concerne spécifiquement les essais en dilution, il serait judicieux de lancer de nouvelles campagnes de mesures concernant la dilution de mélanges à haute pression et à des richesses différentes de 1,1. Avec les nouvelles technologies d'injection (injection directe) et moteurs (GPPC par exemple), les besoins de données et de corrélations pour des richesses variées sont aujourd'hui nécessaires.

L'apport du montage optique double Schlieren-tomographie développé durant cette fin de thèse est un atout indéniable pour l'étude des flammes turbulentes en expansion. De plus nombreux essais pourraient être entrepris afin d'explorer plus en détail les mécanismes de propagation de ces flammes turbulentes. Les essais de « balayages autour de la référence » pourraient être réalisés avec ce montage par exemple afin d'extraire plus d'informations comme le plissement de la flamme par exemple. De plus, la corrélation de coefficient de correction Schlieren développée grâce à ce montage pourrait en être améliorée avec l'apport de nouvelles données. Les dépendances de cette corrélation pourraient ainsi être étendues à d'autres paramètres autres que l'intensité turbulente et la pression, en pensant notamment à la richesse ainsi qu'à la dilution. La question de la dépendance en temps (ou rayon) du coefficient pourrait aussi être reconsidérée, notamment avec une augmentation du champ de visualisation avec de plus grands hublots sur l'enceinte par exemple, mais il est également important de rester dans le domaine de THI de l'enceinte.

Enfin, une poursuite des essais de propagation de flamme en conditions moteur serait judicieuse. Ces derniers ont permis de montrer qu'une forte dilution permettait de conserver un certain potentiel de vitesse avec l'augmentation des conditions thermodynamiques. Toutefois, une augmentation des capacités thermiques de l'enceinte ($> 200^{\circ}\text{C}$) permettrait d'observer le prolongement ou non de ce phénomène. De la même manière, il permettrait de confirmer ou non de manière plus précise l'arrêt

de l'accélération de la propagation des flammes par augmentation de la pression et la température sur des cas moins dilués.

Bibliographie

- [1] A. Bottin, "Bilan énergétique de la France pour 2014," 2015.
- [2] N. lafrate, "Simulation aux grandes échelles diphasique dans les moteurs downsizés à allumage commandé."
- [3] L. Francqueville and J.-B. Michel, "On the Effects of EGR on Spark-Ignited Gasoline Combustion at High Load," *SAE Int. J. Engines*, vol. 7, no. 4, pp. 1808–1823, 2014.
- [4] R. N. Dahms, M. C. Drake, T. D. Fansler, T. W. Kuo, and N. Peters, "Understanding ignition processes in spray-guided gasoline engines using high-speed imaging and the extended spark-ignition model SparkCIMM. Part A: Spark channel processes and the turbulent flame front propagation," *Combust. Flame*, vol. 158, no. 11, pp. 2229–2244, 2011.
- [5] R. N. Dahms, M. C. Drake, T. D. Fansler, T. W. Kuo, and N. Peters, "Understanding ignition processes in spray-guided gasoline engines using high-speed imaging and the extended spark-ignition model SparkCIMM. Part B: Importance of molecular fuel properties in early flame front propagation.," *Combust. Flame*, vol. 158, no. 11, pp. 2245–2260, 2011.
- [6] S. Demesoukas, "Modélisation 0D/1D de la combustion pour l'optimisation des systèmes de combustion des moteurs à allumage commandé."
- [7] B. Galmiche, "Caractérisation expérimentale des flammes laminaires et turbulentes en expansion," *Thesis*, 2014.
- [8] T. Poinot and D. Veynante, *Theoretical and Numerical Combustion*, 2nd editio. 2005.
- [9] J. Abraham, F. A. Williams, and F. V. Bracco, "Discussion of turbulent flame structure in premixed charges," *SAE Pap.*, vol. 850345, 1985.
- [10] J. Jarosinski, "The thickness of laminar flames," *Combust. Flame*, vol. 56, no. 3, pp. 337–342, 1984.
- [11] Y. B. Zeldovich, *Theory of combustion and detonation gases*, Academy of. Moscow, 1944.
- [12] D. B. Spalding, "Some fundamentals of combustion.," *Gas Turbine Ser.*, no. Butterworths Scientific, London, 1955.
- [13] R. J. Blint, "The relationship of the laminar flame width to flame speed.," *Combust. Sci. Technol.*, vol. 49, pp. 79–92, 1986.
- [14] F. A. Williams, *Combustion Theory: The Fundamental Theory of Chemically Reacting Flow Systems*, 2nd Editio. Massachussets: Perseus Books Group, 1985.
- [15] B. Karlovitz, D. W. Denniston, D. H. Knapschaefer, and F. E. Wells, "Studies on Turbulent flames," *Symp. Combust.*, vol. 4, no. 1, pp. 613–620, 1953.
- [16] G. H. Markstein, "Non-steady flame propagation," *Advis. Gr. Aeronaut. Res. Dev. North Atl. Treaty Organ. by Pergamon Press. Oxford*, 1964.
- [17] F. A. Williams, "A review of some theoretical considerations of turbulent flame structure," *Agard Conf. Proc.*, vol. 164, 1974.
- [18] S. H. Chung and C. K. Law, "An invariant derivation of flame stretch," *Combust. Flame*, vol. 55,

no. 1, pp. 123–125, 1984.

- [19] F. Creta and M. Matalon, “Strain rate effects on the nonlinear development of hydrodynamically unstable flames,” *Proc. Combust. Inst.*, vol. 33, no. 1, pp. 1087–1094, 2011.
- [20] C. J. Mueller, J. F. Driscoll, D. J. Sutkus, W. L. Roberts, M. C. Drake, and M. D. Smooke, “Effect of unsteady stretch rate on OH chemistry during a flame-vortex interaction: To assess flamelet models,” *Combust. Flame*, vol. 100, no. 1–2, pp. 323–331, 1995.
- [21] S. M. Candel and T. J. Poinso, “Flame Stretch and the Balance Equation for the Flame Area,” *Combust. Sci. Technol.*, vol. 70, no. 1–3, p. pp 1-15, 1990.
- [22] G. Darrieus, “Propagation d’un front de flamme. Essai de théorie des vitesses anormales de déflagration par un développement spontané de turbulence,” in *Congrès de Mécanique Appliquée (unpublished work)*, 1945.
- [23] L. D. Landau, “On the theory of slow combustion,” *Acta Physicochim. URSS*, vol. 19, pp. 77–85, 1944.
- [24] D. Bradley, R. a. Hicks, M. Lawes, C. G. W. Sheppard, and R. Woolley, “The measurement of laminar burning velocities and Markstein numbers for iso-octane-air and iso-octane-n-heptane-air mixtures at elevated temperatures and pressures in an explosion bomb,” *Combust. Flame*, vol. 115, no. 1–2, pp. 126–144, 1998.
- [25] P. Clavin, “Dynamic behavior of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows,” *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 11, no. 1, pp. 1–59, 1985.
- [26] J. K. Bechtold and M. Matalon, “The dependence of the Markstein length on stoichiometry,” *Combust. Flame*, vol. 127, no. 1–2, pp. 1906–1913, 2001.
- [27] R. J. Kee, F. M. Rupley, and J. A. Miller, “Chemkin-II: A Fortran chemical kinetics package for the analysis of gas-phase chemical kinetics,” Sep. 1989.
- [28] R. D. Lockett and R. Woolley, “Instabilities and soot formation in high-pressure, rich, iso-octane-air explosion flames. 1. Dynamical structure,” *Combust. Flame*, vol. 151, no. 4, pp. 601–622, 2007.
- [29] A. Bonhomme, L. Selle, and T. Poinso, “Curvature and confinement effects for flame speed measurements in laminar spherical and cylindrical flames,” *Combust. Flame*, vol. 160, no. 7, pp. 1208–1214, 2013.
- [30] M. Matalon, “On Flame Stretch,” *Combust. Sci. Technol.*, vol. 31, no. 3–4, pp. 169–181, 1983.
- [31] M. Matalon and B. J. Matkowsky, “Flames gas dynamic discontinuities,” *J. Fluid Mech.*, vol. 124, pp. 239–259, 1982.
- [32] D. Bradley, P. H. Gaskell, and X. J. Gu, “Burning velocities, Markstein lengths, and flame quenching for spherical methane-air flames: A computational study,” *Combust. Flame*, vol. 104, no. 1–2, pp. 176–198, 1996.
- [33] G. H. Markstein, “Experimental and theoretical studies of flame front stability,” *J. Aeronaut. Sci.*, vol. 18, no. 3, pp. 199–209, 1951.
- [34] P. Clavin and F. A. Williams, “Effects of molecular-diffusion and of thermal-expansion on the structure and dynamics of premixed flames in turbulent flows of large-scale and low intensity,” *J. Fluid Mech.*, vol. 116, pp. 251–282, 1982.

- [35] F. Halter, F. Foucher, L. Landry, and C. Mounaïm-Rousselle, "Effect of Dilution by Nitrogen and/or Carbon Dioxide on Methane and Iso-Octane Air Flames," *Combust. Sci. Technol.*, vol. 181, no. July 2014, pp. 813–827, 2009.
- [36] M. Baloo, B. M. Dariani, M. Akhlaghi, and I. Chitsaz, "Effect of iso-octane/methane blend on laminar burning velocity and flame instability," *Fuel*, vol. 144, no. 424, pp. 264–273, 2015.
- [37] A. N. Lipatnikov, S. S. Shy, and W. Li, "Experimental assessment of various methods of determination of laminar flame speed in experiments with expanding spherical flames with positive Markstein lengths," *Combust. Flame*, vol. 162, no. 7, pp. 2840–2854, 2015.
- [38] E. Varea, V. Modica, A. Vandel, and B. Renou, "Measurement of laminar burning velocity and Markstein length relative to fresh gases using a new postprocessing procedure: Application to laminar spherical flames for methane, ethanol and isooctane/air mixtures," *Combust. Flame*, vol. 159, no. 2, pp. 577–590, 2012.
- [39] S. Balusamy, A. Cessou, and B. Lecordier, "Direct measurement of local instantaneous laminar burning velocity by a new PIV algorithm," *Exp. Fluids*, vol. 50, no. 4, pp. 1109–1121, 2011.
- [40] Z. Chen, "On the extraction of laminar flame speed and Markstein length from outwardly propagating spherical flames," *Combust. Flame*, vol. 158, no. 2, pp. 291–300, 2011.
- [41] Z. Chen and Y. Ju, "Theoretical analysis of the evolution from ignition kernel to flame ball and planar flame," *Combust. Theory Model.*, vol. 11, no. 3, pp. 427–453, 2007.
- [42] C. K. Law, *Combustion Physics*. Cambridge University Press, 2006.
- [43] C. K. Law and C. J. Sung, "Structure, aerodynamics, and geometry of premixed flamelets," *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 26, no. 4, pp. 459–505, 2000.
- [44] a. P. Kelley and C. K. Law, "Nonlinear effects in the extraction of laminar flame speeds from expanding spherical flames," *Combust. Flame*, vol. 156, no. 9, pp. 1844–1851, 2009.
- [45] F. Halter, T. Tahtouh, and C. Mounaïm-Rousselle, "Nonlinear effects of stretch on the flame front propagation," *Combust. Flame*, vol. 157, no. 10, pp. 1825–1832, 2010.
- [46] Y. Ju, G. Masuya, and P. D. Ronney, "Effects of radiative emission and absorption on the propagation and extinction of premixed gas flames," *Symp. Combust.*, vol. 27, no. 2, pp. 2619–2626, 1998.
- [47] J. Park, D. S. Bae, M. S. Cha, J. H. Yun, S. I. Keel, H. Chang Cho, T. K. Kim, and J. S. Ha, "Flame characteristics in H₂/CO synthetic gas diffusion flames diluted with CO₂: Effects of radiative heat loss and mixture composition," *Int. J. Hydrogen Energy*, vol. 33, no. 23, pp. 7256–7264, 2008.
- [48] J. Jayachandran, R. Zhao, and F. N. Egolfopoulos, "Determination of laminar flame speeds using stagnation and spherically expanding flames: Molecular transport and radiation effects," *Combust. Flame*, vol. 161, no. 9, pp. 2305–2316, 2014.
- [49] H. Peschel and F. Fetting, "The laminar flame speed of methane-oxygen mixtures and some remarks on flame pressure," *Combust. Flame*, vol. 19, no. 1, pp. 136–140, 1972.
- [50] F. Xu and G. M. Faeth, "Structure of the soot growth region of laminar premixed methane/oxygen flames," *Combust. Flame*, vol. 121, no. 4, pp. 640–650, 2000.
- [51] M. F. G. Cremers, M. J. Remie, K. R. A. M. Schreel, and L. P. H. De Goey, "Heat transfer

- mechanisms of laminar flames of hydrogen + oxygen," *Combust. Flame*, vol. 139, no. 1–2, pp. 39–51, 2004.
- [52] P. H. Joo, M. R. J. Charest, C. P. T. Groth, and Ö. L. Gülder, "Comparison of structures of laminar methane-oxygen and methane-air diffusion flames from atmospheric to 60 atm," *Combust. Flame*, vol. 160, no. 10, pp. 1990–1998, 2013.
 - [53] K. Eisazadeh-Far, A. Moghaddas, J. Al-Mulki, and H. Metghalchi, "Laminar burning speeds of ethanol/air/diluent mixtures," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 33, no. 1, pp. 1021–1027, 2011.
 - [54] K. Eisazadeh-Far, A. Moghaddas, H. Metghalchi, and J. C. Keck, "The effect of diluent on flame structure and laminar burning speeds of JP-8/oxidizer/diluent premixed flames," *Fuel*, vol. 90, no. 4, pp. 1476–1486, 2011.
 - [55] B. Galmiche, F. Halter, F. Foucher, and P. Dagaut, "Effects of dilution on laminar burning velocity of premixed methane/air flames," *Energy and Fuels*, vol. 25, no. 3, pp. 948–954, 2011.
 - [56] J. X. Zhou, M. Cordier, C. Mounaïm-Rousselle, and F. Foucher, "Experimental estimate of the laminar burning velocity of iso-octane in oxygen-enriched and CO₂-diluted air," *Combust. Flame*, vol. 158, no. 12, pp. 2375–2383, 2011.
 - [57] "https://fr.wikipedia.org/wiki/Loi_de_Paschen." .
 - [58] D. Bradley, C. G. W. Sheppard, I. M. Suardjaja, and R. Woolley, "Fundamentals of high-energy spark ignition with lasers," *Combust. Flame*, vol. 138, no. 1–2, pp. 55–77, 2004.
 - [59] M. P. Burke, Z. Chen, Y. Ju, and F. L. Dryer, "Effect of cylindrical confinement on the determination of laminar flame speeds using outwardly propagating flames," *Combust. Flame*, vol. 156, no. 4, pp. 771–779, 2009.
 - [60] B. Galmiche, F. Halter, and F. Foucher, "Effects of high pressure, high temperature and dilution on laminar burning velocities and Markstein lengths of iso-octane/air mixtures," *Combust. Flame*, vol. 159, no. 11, pp. 3286–3299, 2012.
 - [61] H. Wei, T. Zhu, G. Shu, L. Tan, and Y. Wang, "Gasoline engine exhaust gas recirculation – A review," *Appl. Energy*, vol. 99, pp. 534–544, Nov. 2012.
 - [62] C. Endouard, F. Halter, C. Chauveau, and F. Foucher, "Effects of CO₂, H₂O, and Exhaust Gas Recirculation Dilution on Laminar Burning Velocities and Markstein Lengths of Iso-Octane/Air Mixtures," *Combust. Sci. Technol.*, vol. 188, no. 4–5, pp. 516–528, 2016.
 - [63] M. Metghalchi and J. C. Keck, "Laminar burning velocity of propane-air mixtures at high temperature and pressure," *Combust. Flame*, vol. 38, pp. 143–154, 1980.
 - [64] M. Metghalchi and J. C. Keck, "Burning velocities of mixtures of air with methanol, isooctane, and indolene at high pressure and temperature," *Combust. Flame*, vol. 48, pp. 191–210, 1982.
 - [65] E. Varea, V. Modica, B. Renou, and A. M. Boukhalfa, "Pressure effects on laminar burning velocities and Markstein lengths for Isooctane-Ethanol-Air mixtures," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 34, no. 1, pp. 735–744, 2013.
 - [66] M. Baloo, B. M. Dariani, M. Akhlaghi, and M. AghaMirsalim, "Effects of pressure and temperature on laminar burning velocity and flame instability of iso-octane/methane fuel blend," *Fuel*, vol. 170, pp. 235–244, Apr. 2016.
 - [67] C. TERNEL, "Contribution au développement de l'allumage par laser pour les moteurs à

combustion interne," *Phd*, p. 249, 2006.

- [68] I. Glassman, *Combustion*, 3rd editio. San Diego, CA: Academic Press, 1996.
- [69] P. Brequigny, G. Dayma, F. Halter, C. Mounaïm-Rousselle, T. Dubois, and P. Dagaut, "Laminar burning velocities of premixed nitromethane/air flames: An experimental and kinetic modeling study," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 35, no. 1, pp. 703–710, 2015.
- [70] G. Dayma, F. Halter, and P. Dagaut, "New insights into the peculiar behavior of laminar burning velocities of hydrogen–air flames according to pressure and equivalence ratio," *Combust. Flame*, vol. 161, no. 9, pp. 2235–2241, Sep. 2014.
- [71] A. P. Kelley, W. Liu, Y. X. Xin, A. J. Smallbone, and C. K. Law, "Laminar flame speeds, non-premixed stagnation ignition, and reduced mechanisms in the oxidation of iso-octane," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 33, no. 1, pp. 501–508, 2011.
- [72] J. P. J. Van Lipzig, E. J. K. Nilsson, L. P. H. De Goey, and A. A. Konnov, "Laminar burning velocities of n-heptane, iso-octane, ethanol and their binary and tertiary mixtures," *Fuel*, vol. 90, no. 8, pp. 2773–2781, 2011.
- [73] J. E. et al. Freeh, "Laminar flame speeds of preheated iso-octane/air and n-decane/air flames using digital particule image velocimetry," in *40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*, 2004, pp. 2004–3709.
- [74] C. Mandilas, M. P. Ormsby, C. G. W. Sheppard, and R. Woolley, "Effects of hydrogen addition on laminar and turbulent premixed methane and iso-octane-air flames," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 31 I, pp. 1443–1450, 2007.
- [75] G. Broustail, F. Halter, P. Seers, G. Moréac, and C. Mounaïm-Rousselle, "Experimental determination of laminar burning velocity for butanol/iso-octane and ethanol/iso-octane blends for different initial pressures," *Fuel*, vol. 106, pp. 310–317, 2013.
- [76] S. G. Davis and C. K. Law, "Laminar flame speeds and oxidation kinetics of iso-octane-air and n-heptane-air flames," *Symp. Combust.*, vol. 27, no. 1, pp. 521–527, 1998.
- [77] Y. Huang, C. J. Sung, and J. A. Eng, "Laminar flame speeds of primary reference fuels and reformer gas mixtures," *Combust. Flame*, vol. 139, no. 3, pp. 239–251, 2004.
- [78] K. et al. Kumar, "No Title," *J. Propuls. Power*, vol. 23, pp. 428–436, 2007.
- [79] G. Broustail, P. Seers, F. Halter, G. Moréac, and C. Mounaim-Rousselle, "Experimental determination of laminar burning velocity for butanol and ethanol iso-octane blends," *Fuel*, vol. 90, no. 1, pp. 1–6, 2011.
- [80] G. I. Taylor, "Statistical theory of turbulence," *Proc. R. Soc. London Ser. A Math. ans Phys. Sci.*, vol. 151, no. 873, pp. 421–478, 1935.
- [81] G. I. Taylor, "The spectrum of turbulence," *Proc. R. Soc. London Ser. A Math. ans Phys. Sci.*, vol. 164, no. 919, pp. 476–490, 1938.
- [82] R. G. Abdel-Gayed, K. J. Al-Khishali, and D. Bradley, "Turbulent burning velocities and flame straining in explosions," *Proc. R. Soc. London Ser. A*, vol. 391, no. 1801, pp. 393–414, 1984.
- [83] J. O. Hinze, *Turbulence*, 2nd Editio. McGraw-Hill, 1975.
- [84] R. . Borghi and D. . Escudie, "Assessment of a theoretical model of turbulent combustion by

- comparison with a simple experiment," *Combust. Flame*, vol. 56, no. 2, pp. 149–164, 1984.
- [85] N. Peters, "The turbulent burning velocity for large-scale and small-scale turbulence," *J. Fluid Mech.*, vol. 384, pp. 107–132, 1999.
 - [86] T. Poinso, D. Veynante, and S. Candel, "Diagrams of premixed turbulent combustion based on direct simulation," *Symp. Combust.*, vol. 23, no. 1, pp. 613–619, 1991.
 - [87] S. Chaudhuri, V. Akkerman, and C. K. Law, "Spectral formulation of turbulent flame speed with consideration of hydrodynamic instability," *Phys. Rev. E - Stat. Nonlinear, Soft Matter Phys.*, vol. 84, no. 2, pp. 1–14, 2011.
 - [88] F. Dinkelacker, "Experimental validation of flame regimes for highly turbulent premixed flames," in *Proceedings of the European Combustion Meeting*, 2003, pp. 158–163.
 - [89] I. Gökalp, "An evaluation of the Klimov-Williams criterion," *Combust. Flame*, vol. 67, no. 2, pp. 111–119, 1987.
 - [90] J. F. Driscoll, "Turbulent premixed combustion: Flamelet structure and its effect on turbulent burning velocities," *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 34, no. 1, pp. 91–134, 2008.
 - [91] I. G. Shepherd, R. K. Cheng, T. Plessing, C. Kortschik, and N. Peters, "Premixed flame front structure in intense turbulence," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 29, no. 2, pp. 1833–1840, 2002.
 - [92] A. Buschmann, F. Dinkelacker, T. Schäfer, M. Schäfer, and J. Wolfrum, "Measurement of the instantaneous detailed flame structure in turbulent premixed combustion," *Symp. Combust.*, vol. 26, no. 1, pp. 437–445, 1996.
 - [93] F. Dinkelacker, a. Soika, D. Most, D. Hofmann, a. Leipertz, W. Polifke, and K. Döbbeling, "Structure of locally quenched highly turbulent lean premixed flames," *Symp. Combust.*, vol. 27, no. 1, pp. 857–865, 1998.
 - [94] Y. C. Chen and R. W. Bilger, "Experimental investigation of three-dimensional flame-front structure in premixed turbulent combustion II. Lean hydrogen/air Bunsen flames," *Combust. Flame*, vol. 138, no. 1–2, pp. 155–174, 2004.
 - [95] L. P. H. De Goey, T. Plessing, R. T. E. Hermanns, and N. Peters, "Analysis of the flame thickness of turbulent flamelets in the thin reaction zones regime," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 30, no. 1, pp. 859–865, 2005.
 - [96] C. J. Sung, J. B. Liu, and C. K. Law, "On the scalar structure of nonequidiffusive premixed flames in counterflow," *Combust. Flame*, vol. 106, no. 1–2, pp. 168–183, 1996.
 - [97] S. Richard, "Simulation aux grandes échelles de la combustion dans les moteurs à allumage commandé," *Techniques*, vol. 33, no. 0, 2005.
 - [98] D. Linse, C. Hasse, and B. Durst, "An experimental and numerical investigation of turbulent flame propagation and flame structure in a turbo-charged direct injection gasoline engine," *Combust. Theory Model.*, vol. 13, no. 1, pp. 167–188, 2009.
 - [99] C. Mounaïm-Rousselle, L. Landry, F. Halter, and F. Foucher, "Experimental characteristics of turbulent premixed flame in a boosted Spark-Ignition engine," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 34, no. 2, pp. 2941–2949, 2013.
 - [100] E. Maistret, N. Darabiha, T. Poinso, D. Veynante, F. Lacas, S. Candel, and E. Esposito, "Recent developments in the coherent flamelet description of turbulent combustion," *Numer.*

Combust. Proceedings. Third Int. Conf. Numer. Combust., pp. 98–117, 1989.

- [101] S. Richard, O. Colin, O. Vermorel, A. Benkenida, C. Angelberger, and D. Veynante, "Towards large eddy simulation of combustion in spark ignition engines," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 31 II, pp. 3059–3066, 2007.
- [102] O. Vermorel, S. Richard, O. Colin, C. Angelberger, A. Benkenida, and D. Veynante, "Towards the understanding of cyclic variability in a spark ignited engine using multi-cycle LES," *Combust. Flame*, vol. 156, no. 8, pp. 1525–1541, 2009.
- [103] G. Damköhler, "Der Einfluß der Turbulenz auf die Flammengeschwindigkeit," *Zeil. für Elektrochemie und Angew. Phys. Chemie*, vol. 46, no. 11, pp. 601–626, 1940.
- [104] K. N. C. Bray, "Studies of the Turbulent Burning Velocity," vol. 431, no. 1882, pp. 315–335, 1990.
- [105] A. E. Dahoe, T. Skjold, D. J. E. M. Roekaerts, H. J. Pasman, R. K. Eckhoff, K. Hanjalic, and M. Donze, "On the application of the levenberg-marquardt method in conjunction with an explicit runge-kutta and an implicit rosenbrock method to assess burning velocities from confined deflagrations," *Flow, Turbul. Combust.*, vol. 91, no. 2, pp. 281–317, 2013.
- [106] Ö. L. Gülder, "Turbulent premixed flame propagation models for different combustion regimes," *Symp. Combust.*, vol. 23, no. 1, pp. 743–750, 1991.
- [107] R. G. Abdel-Gayed, D. Bradley, and M. Lawes, "Turbulent Burning Velocities: A General Correlation in Terms of Straining Rates," *Proc. R. Soc. London. A. Math. Phys. Sci.*, vol. 414, no. 1987, pp. 389–413, 1987.
- [108] D. Bradley, A. K. C. Lau, and M. Lawes, "Flame Stretch Rate as a Determinant of Turbulent Burning Velocity," *Philos. Trans. R. Soc. London. Ser. A Phys. Eng. Sci.*, vol. 338, no. 1650, pp. 359–387, 1992.
- [109] A. R. Kerstein, "Pair-exchange model of turbulent premixed flame propagation," *Symp. Combust.*, vol. 21, no. 1, pp. 1281–1289, 1988.
- [110] S. Daniele, P. Jansohn, J. Mantzaras, and K. Boulouchos, "Turbulent flame speed for syngas at gas turbine relevant conditions," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 33, no. 2, pp. 2937–2944, 2011.
- [111] S. Chaudhuri, F. Wu, D. Zhu, and C. K. Law, "Flame speed and self similar propagation of expanding turbulent premixed flames," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, no. 44503, 2012.
- [112] S. Chaudhuri, F. Wu, and C. K. Law, "Scaling of turbulent flame speed for expanding flames with Markstein diffusion considerations," *Phys. Rev. E*, vol. 88, no. 3, p. 33005, 2013.
- [113] P. Brequigny, "Influence de la nature du carburant sur la combustion en moteur à allumage commandé : impact de l'étirement de flamme," *Thesis*, 2015.
- [114] R. G. Abdel-Gayed, D. Bradley, M. N. Hamid, and M. Lawes, "Lewis number effects on turbulent burning velocity," *Symp. Combust.*, vol. 20, no. 1, pp. 505–512, 1985.
- [115] M. Z. Haq, C. G. W. Sheppard, R. Woolley, D. A. Greenhalgh, and R. D. Lockett, "Wrinkling and curvature of laminar and turbulent premixed flames," *Combust. Flame*, vol. 131, no. 1, pp. 1–15, 2002.
- [116] S. A. Filatyev, J. F. Driscoll, C. D. Carter, and J. M. Donbar, "Measured properties of turbulent premixed flames for model assessment, including burning velocities, stretch rates, and surface

- densities," *Combust. Flame*, vol. 141, no. 1–2, pp. 1–21, 2005.
- [117] C. J. Mueller, J. F. Driscoll, D. L. Reuss, M. C. Drake, and M. E. Rosalik, "Vorticity generation and attenuation as vortices convect through a premixed flame," *Combust. Flame*, vol. 112, no. 3, pp. 342–358, 1998.
 - [118] D. Harworth and T. Poinso, "Numerical simulations of Lewis number effects in turbulent premixed flames," *J. Fluid Mech.*, vol. 244, pp. 405–436, 1992.
 - [119] M. Baum, T. Poinso, D. Harworth, and N. Darabiha, "Direct numerical simulation of H₂/O₂/N₂ flames with complex chemistry in two-dimensional turbulent flows," *J. Fluid Mech.*, vol. 281, pp. 1–32, 1994.
 - [120] T. Echekki and J. H. Chen, "Unsteady strain rate and curvature effects in turbulent premixed methane-air flames," *Combust. Flame*, vol. 106, no. 1–2, pp. 184–202, 1996.
 - [121] D. Veynante and T. Poinso, "Effect of pressure gradients on turbulent premixed flames," *J. Fluid Mech.*, vol. 353, pp. 83–114, 1997.
 - [122] J. H. Chen, T. Echekki, and W. Kollmann, "The mechanism of two-dimensional pocket formation in lean premixed methane-air flames with implications to turbulent combustion," *Combust. Flame*, vol. 116, no. 1–2, pp. 15–48, 1999.
 - [123] A. N. Lipatnikov and J. Chomiak, "Effects of premixed flames on turbulence and turbulent scalar transport," *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 36, no. 1, pp. 1–102, 2010.
 - [124] G. C. Williams, H. C. Hottel, and A. C. Scurlock, "Flame stabilization and propagation in high velocity gas streams," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 3, pp. 21–40, 1949.
 - [125] R. K. Cheng and I. G. Shepherd, "Interpretation of Conditionnal Statistics in Open Oblique Premixed Turbulent Flames," *Combust. Sci. Technol.*, vol. 49, no. 1–2, pp. 17–40, 1986.
 - [126] R. K. Cheng, "Velocity and scalar characteristics of premixed turbulent flames stabilized by weak swirl," *Combust. Flame*, vol. 101, no. 1–2, pp. 1–14, 1995.
 - [127] S. Pfadler, A. Leipertz, and F. Dinkelacker, "Systematic experiments on turbulent premixed Bunsen flames including turbulent flux measurements," *Combust. Flame*, vol. 152, no. 4, pp. 616–631, 2008.
 - [128] D. Bradley, M. Z. Haq, R. A. Hicks, T. Kitagawa, M. Lawes, C. G. W. Sheppard, and R. Woolley, "Turbulent burning velocity, burned gas distribution, and associated flame surface definition," *Combust. Flame*, vol. 133, no. 4, pp. 415–430, Jun. 2003.
 - [129] B. Galmiche, F. Halter, and F. Foucher, "Experimental investigations for turbulent premixed flame analysis," *11th Int. Conf. Engines Veh.*, vol. Capri, Ita, 2013.
 - [130] M. Z. Haq, "Fundamental Studies of Premixed Combustion," *Univ. Leeds*, no. September, 1998.
 - [131] B. Renou, A. Boukhalfa, D. Puechberty, and M. Trinité, "Effects of stretch on the local structure of freely propagating premixed low-turbulent flames with various lewis numbers," *Symp. Combust.*, vol. 27, no. 1, pp. 841–847, 1998.
 - [132] S. Chaudhuri, A. Saha, and C. K. Law, "On flame-turbulence interaction in constant-pressure expanding flames," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 35, no. 2, pp. 1331–1339, 2015.

- [133] P. Brequigny, F. Halter, C. Mounaïm-Rousselle, and T. Dubois, "Fuel performances in Spark-Ignition (SI) engines: Impact of flame stretch," *Combust. Flame*, vol. 166, pp. 98–112, 2016.
- [134] W. Li, Z. Liu, Z. Wang, and Y. Xu, "Experimental investigation of the thermal and diluent effects of EGR components on combustion and NO_x emissions of a turbocharged natural gas SI engine," *Energy Convers. Manag.*, vol. 88, pp. 1041–1050, Dec. 2014.
- [135] S. Lee, S. Park, C. Kim, Y. M. Kim, Y. Kim, and C. Park, "Comparative study on EGR and lean burn strategies employed in an SI engine fueled by low calorific gas," *Appl. Energy*, vol. 129, pp. 10–16, 2014.
- [136] L. Landry, "Etude expérimentale des modes de combustion essence sous forte pression et forte dilution," p. 176, 2009.
- [137] B. Galmiche, N. Mazellier, F. Halter, and F. Foucher, "Turbulence characterization of a high-pressure high-temperature fan-stirred combustion vessel using LDV, PIV and TR-PIV measurements," *Exp. Fluids*, vol. 55, no. 1, p. 1636, 2014.
- [138] B. Renou and A. Boukhalfa, "An Experimental Study of Freely Propagating Premixed Flames at Various Lewis Numbers," *Combust. Sci. Technol.*, vol. 162, no. 1, pp. 347–370, 2001.
- [139] P. Brequigny, F. Halter, C. Mounaïm-Rousselle, B. Moreau, and T. Dubois, "Thermodiffusive Effect on the Flame Development in Lean Burn Spark Ignition Engine," *SAE Tech. Pap.*, no. 2014-01-2630, 2014.
- [140] B. Renou, "Contribution à l'étude de la propagation d'une flamme prémélangée instationnaire dans un écoulement turbulent, influence du nombre de Lewis," 1999.
- [141] D. Bradley, M. Lawes, and M. S. Mansour, "The problems of the turbulent burning velocity," *Flow, Turbul. Combust.*, vol. 87, no. 2–3, pp. 191–204, 2011.
- [142] D. Bradley, M. Lawes, and M. S. Mansour, "Correlation of turbulent burning velocities of ethanol–air, measured in a fan-stirred bomb up to 1.2MPa," *Combust. Flame*, vol. 158, no. 1, pp. 123–138, 2011.
- [143] M. Fairweather, M. P. Ormsby, C. G. W. Sheppard, and R. Woolley, "Turbulent burning rates of methane and methane-hydrogen mixtures," *Combust. Flame*, vol. 156, no. 4, pp. 780–790, 2009.
- [144] T. Kitagawa, T. Nakahara, K. Maruyama, K. Kado, A. Hayakawa, and S. Kobayashi, "Turbulent Burning velocity of hydrogen-air premixed propagating flames at elevated pressures," *Int. J. Hydrogen Energy*, vol. 33, no. 20, pp. 5842–5849, 2008.
- [145] M. Lawes, M. P. Ormsby, C. G. W. Sheppard, and R. Woolley, "Variation of Turbulent Burning Rate of Methane, Methanol, and Iso-Octane Air Mixtures With Equivalence Ratio At Elevated Pressure," *Combust. Sci. Technol.*, vol. 177, no. 7, pp. 1273–1289, 2005.
- [146] M. Lawes, M. P. Ormsby, C. G. W. Sheppard, and R. Woolley, "The turbulent burning velocity of iso-octane/air mixtures," *Combust. Flame*, vol. 159, no. 5, pp. 1949–1959, 2012.
- [147] P. G. Aleiferis, J. Serras-Pereira, and D. Richardson, "Characterisation of flame development with ethanol, butanol, iso-octane, gasoline and methane in a direct-injection spark-ignition engine," *Fuel*, vol. 109, pp. 256–278, 2013.
- [148] H. Kobayashi, T. Tamura, K. Maruta, and T. Niioka, "Burning velocity of turbulent premixed

- flames in a high-pressure environment," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 26, pp. 389–396, 1996.
- [149] H. Kobayashi, T. Nakashima, T. Tamura, K. Maruta, and T. Niioka, "Turbulence measurements and observations of turbulent premixed flames at elevated pressures up to 3.0 MPa," *Combust. Flame*, vol. 108, no. 1–2, pp. 104–117, 1997.
 - [150] I. Han and K. Y. Huh, "Roles of displacement speed on evolution of flame surface density for different turbulent intensities and Lewis numbers in turbulent premixed combustion," *Combust. Flame*, vol. 152, no. 1–2, pp. 194–205, Jan. 2008.
 - [151] X. Zhu, L. Sforza, T. Ranadive, A. Zhang, S.-Y. Lee, J. Naber, T. Lucchini, A. Onorati, M. Anbarasu, and Y. Zeng, "Experimental and Numerical Study of Flame Kernel Formation Processes of Propane-Air Mixture in a Pressurized Combustion Vessel," *SAE Int. J. Engines*, vol. 9, no. 3, pp. 2016-01-0696, 2016.
 - [152] H. Kobayashi, Y. Kawabata, and K. Maruta, "Experimental study on general correlation of turbulent burning velocity at high pressure," *Symp. Combust.*, vol. 27, no. 1, pp. 941–948, 1998.
 - [153] A. Soika, F. Dinkelacker, and A. Leipertz, "Pressure influence on the flame front curvature of turbulent premixed flames: Comparison between experiment and theory," *Combust. Flame*, vol. 132, no. 3, pp. 451–462, 2003.
 - [154] O. Pajot, "Etude expérimentale de l'influence de l'aérodynamique sur le comportement de la structure du front de flamme dans les conditions d'un moteur à allumage commandé," *PhD Thesis*, 2000.
 - [155] F. Foucher, L. Landry, F. Halter, and C. Mounaïm-Rousselle, "Turbulent flow fields analysis of a Spark-Ignition engine as function of the boosted pressure," pp. 7–10, 2012.
 - [156] J. X. Zhou, B. Moreau, C. Mounaïm-Rousselle, and F. Foucher, "Combustion, Performance and Emission Analysis of an Oxygen-Controlling Downsized SI Engine," *Oil Gas Sci. Technol. – Rev. d'IFP Energies Nouv.*, vol. 71, p. 49, 2016.

Charles ENDOUARD

Etude expérimentale de la dynamique des flammes de prémélange iso-octane/air en expansion laminaire et turbulente fortement diluées

Depuis plusieurs années, les constructeurs automobiles suivent la voie du « downsizing » pour le développement des moteurs à allumage commandé. Ce procédé basé sur la réduction des cylindrées moteur combinée à la suralimentation a déjà fait ses preuves quant à son intérêt dans l'augmentation du rendement et la réduction des émissions polluantes des moteurs à essence. Les nouvelles conditions thermodynamiques, de turbulence et de dilution de ces moteurs engendrant de nouvelles possibilités de dilution dans les mélanges air/carburant, elles amènent également de nouvelles problématiques quant aux combustions anormales observées et l'apparition d'importantes variabilités cycliques.

Ces travaux de thèse s'insèrent dans l'objectif de compréhension du comportement des flammes de prémélange d'iso-octane/air en expansion dans des conditions représentatives d'un moteur « downsized ». Leur étude a dans un premier temps été réalisée dans des conditions laminares afin d'extraire les vitesses de flammes et longueurs de Markstein associées aux différents mélanges réactifs, et notamment sous forte dilution. Des corrélations ont alors été développées pour répondre aux besoins des modèles de simulation. Un nouveau dispositif de diagnostic optique a ensuite été employé pour améliorer la visualisation des flammes turbulentes en expansion. Une corrélation de coefficient correctif est ici développée pour remédier à la surestimation de vitesse engendrée par une visualisation Schlieren de ces flammes turbulentes. Une étude approfondie de l'influence des conditions thermodynamiques initiales, de la turbulence, ainsi que des caractéristiques diffusives du mélange air/carburant a par ailleurs été conduite afin d'isoler l'effet de chacun de ces paramètres sur le développement et la propagation de la flamme turbulente. Enfin l'effet d'une évolution simultanée des conditions thermodynamiques initiales similaire à celle d'une compression moteur a été étudié pour mieux appréhender les changements de comportement des flammes turbulentes dans des conditions plus représentatives du moteur à allumage commandé.

Mots clefs: Combustion fortement diluée, Vitesse de flamme laminaire, Vitesse de flamme turbulente, Longueur de Markstein

Experimental study of the dynamic of expanding laminar and turbulent premixed iso-octane/air flames under high dilution

For several years, "downsizing" is used by car manufacturers to develop new spark ignition engines. This method based on the reduction of engine size combined with an increase of intake pressure (turbocharger) is well known to reduce pollutant emissions and increase efficiency. New thermodynamic, turbulent and dilution conditions could be used with these new engines but they can bring new issues like unusual combustion or cyclic variability.

This thesis took place to improve the understanding of premixed expanding iso-octane/air flames behavior under downsized engine-like conditions. As a first step, this work is conducted under laminar conditions to extract laminar burning velocities and Markstein lengths of the different mixtures, especially under high dilution. New correlations are then developed to answer the needs of numerical models. A new optical dispositive is then used to improve the visualization of turbulent expanding flames. A corrective coefficient correlation is proposed to avoid the overestimated values of turbulent burning speed generated by Schlieren visualization with such turbulent flames. A deep survey of starting conditions (temperature, pressure, turbulence, dissipative characteristics of air/fuel mixtures) influence is done to investigate the effect of each parameters on the development and the propagation of the turbulent flame. Finally, the effect of a coupled rise of initial temperature and pressure, similar to an engine compression, is studied to better understand the changes of flame behavior under more realistic spark-ignition engine conditions.

Keywords: Highly diluted combustion, Laminar burning velocity, Turbulent burning velocity, Markstein length



PRISME, 8 rue Léonard de Vinci, 45072 Orléans Cedex 2



ICARE-CNRS, 1C Avenue de la Recherche Scientifique, 45071 Orléans Cedex 2