



**HAL**  
open science

# Caractérisation expérimentale des flammes laminaires et turbulentes en expansion

Bénédicte Galmiche

► **To cite this version:**

Bénédicte Galmiche. Caractérisation expérimentale des flammes laminaires et turbulentes en expansion. Autre. Université d'Orléans, 2014. Français. NNT : 2014ORLE2009 . tel-01069403

**HAL Id: tel-01069403**

**<https://theses.hal.science/tel-01069403>**

Submitted on 29 Sep 2014

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

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

LABORATOIRE PRISME

**THÈSE** présentée par  
**Bénédicte GALMICHE**

soutenue le **11 avril 2014**

pour obtenir le grade de **Docteur de l'Université d'Orléans**

Discipline : Energétique

**Caractérisation expérimentale  
des flammes laminaires et turbulentes  
en expansion**

**THÈSE dirigée par**

**Fabrice FOUCHER**  
**Fabien HALTER**

Professeur, Université d'Orléans  
Maître de conférences, Université d'Orléans

**RAPPORTEURS**

**Bruno RENO**  
**Denis VEYNANTE**

Professeur, CORIA, INSA de Rouen (Président du jury)  
Directeur de recherche, EM2C,  
CNRS et Ecole Centrale Paris, Châtenay-Malabry

**EXAMINATEURS**

**Olivier COLIN**  
**Laurent SELLE**

Ingénieur de recherche, IFP Energies Nouvelles  
Chargé de recherche CNRS, IMFT, Toulouse



# TABLE DES MATIERES

PUBLICATIONS .....	9
NOMENCLATURE .....	11

<b>INTRODUCTION</b> .....	15
---------------------------	----

## **PARTIE 1 – Etude expérimentale des flammes laminaires de prémélange**

INTRODUCTION .....	25
--------------------	----

CHAPITRE 1 – Physique de la combustion laminaire de prémélange .....	27
--	----

1.1. Structure d'une flamme laminaire de prémélange .....	27
---	----

1.2. Vitesse de propagation et vitesse de combustion laminaire .....	28
--	----

1.3. Epaisseur de flamme laminaire .....	30
--	----

1.4. Etirement du front de flamme .....	30
---	----

1.5. Principales configurations expérimentales des flammes laminaires de prémélange .....	31
---	----

1.5.1. Flamme conique .....	31
-----------------------------	----

1.5.2. Flamme plate adiabatique .....	32
---------------------------------------	----

1.5.3. Flamme à jets opposés .....	33
------------------------------------	----

1.5.4. Flamme sphérique .....	33
-------------------------------	----

1.6. Vitesse de combustion d'une flamme sphérique en expansion .....	34
--	----

1.6.1. Vitesse de combustion laminaire étirée .....	34
---	----

1.6.2. Vitesse de combustion laminaire non-étirée et longueur de Markstein ...	36
--	----

1.7. Instabilités du front de flamme .....	38
--	----

1.7.1. Instabilités dues aux forces de gravité .....	38
--	----

1.7.2. Instabilités hydrodynamiques .....	39
---	----

1.7.3. Instabilités thermo-diffusives .....	40
---	----

CHAPITRE 2 – Dispositif expérimental pour l'étude laminaire .....	43
---	----

2.1. Description du dispositif expérimental .....	43
---	----

2.1.1. Caractéristiques de l'enceinte de combustion .....	43
---	----

2.1.2. Préparation du mélange .....	45
-------------------------------------	----

2.2. Visualisation du front de flamme par ombroscopie .....	45
---	----

2.3. Limitations expérimentales .....	48
---------------------------------------	----

2.3.1. Influence de l'allumage sur la propagation initiale de la flamme .....	48
---	----

2.3.2. Effets de confinement .....	54
------------------------------------	----

2.4. Conditions expérimentales étudiées .....	57
---	----

2.4.1. Sans dilution .....	57
----------------------------	----

2.4.2. Dilution au diazote .....	58
----------------------------------	----

2.4.3. Enrichissement en dioxygène .....	58
--	----

CHAPITRE 3 – Détermination des vitesses de combustion laminaire et longueurs de Markstein.....	61
3.1. Vitesses de combustion laminaire isooctane/air.....	61
3.1.1. Effets de la pression et de la température initiales.....	61
3.1.2. Effets de la dilution et de l'enrichissement en oxygène.....	69
3.2. Longueurs de Markstein des mélanges isooctane/air .....	73
CONCLUSION .....	79

## **PARTIE 2 – Caractérisation de la turbulence dans l'enceinte de combustion**

INTRODUCTION .....	83
CHAPITRE 4 – Rappels sur la théorie de la turbulence .....	85
4.1. Approche statistique en turbulence .....	85
4.2. Turbulence homogène et isotrope .....	86
4.3. Théorie de Kolmogorov et échelles caractéristiques .....	86
4.3.1. Spectres d'énergie de la turbulence .....	86
4.3.2. Echelles intégrales.....	88
4.3.3. Micro-échelles de Taylor.....	89
4.3.4. Echelles de Kolmogorov .....	90
CHAPITRE 5 – Dispositif expérimental pour l'étude turbulente .....	91
5.1. Nouvelle configuration du dispositif expérimental.....	91
5.1.1. Génération de la turbulence dans l'enceinte de combustion .....	91
5.1.2. Dispositif d'ensemencement .....	92
5.2. Techniques de diagnostics optiques utilisés pour caractériser la turbulence .	94
5.2.1. Caractérisation de la turbulence dans la littérature .....	94
5.2.2. Complémentarité des techniques LDV, PIV et TR-PIV.....	95
5.3. Dispositifs de mesures.....	97
5.3.1. Vélocimétrie Laser Doppler (LDV).....	97
5.3.2. Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) .....	98
5.4. Conditions expérimentales caractérisées .....	101
CHAPITRE 6 – Détermination des grandeurs caractéristiques de la turbulence .....	103
6.1. Topologie de l'écoulement .....	103
6.2. Distribution des vitesses centrées réduites .....	108
6.3. Homogénéité et isotropie de la turbulence.....	110
6.4. Importance de la résolution spatiale pour la détermination des fluctuations de vitesse .....	113
6.5. Spectres d'énergie temporels.....	114
6.6. Echelles caractéristiques de la turbulence .....	117
6.6.1. Echelles intégrales temporelles .....	117
6.6.2. Echelles intégrales spatiales.....	118

6.6.3. Echelles de Taylor et de Kolmogorov .....	122
6.7. Influence de la pression et de la température sur les caractéristiques de la turbulence.....	123
6.8. Tableau récapitulatif de la caractérisation de la turbulence dans l'enceinte .....	126
CONCLUSION.....	127

### **PARTIE 3 – Etude expérimentale des flammes turbulentes de prémélange**

INTRODUCTION .....	131
CHAPITRE 7 – Physique de la combustion turbulente de prémélange .....	133
7.1. Classification des flammes turbulentes de prémélange .....	133
7.1.1. Vitesse et épaisseur de flamme turbulente .....	134
7.1.2. Nombres caractéristiques de la combustion turbulente .....	134
7.1.3. Régimes de combustion.....	135
7.2. Couplage flamme/turbulence dans le régime des flammelettes .....	139
7.2.1. Influence de la turbulence sur la combustion .....	139
7.2.2. Influence du front de flamme sur la turbulence.....	141
7.3. Mécanismes de propagation des flammes turbulentes de prémélange en expansion .....	142
CHAPITRE 8 – Techniques expérimentales de visualisation des flammes turbulentes	145
8.1. Diagnostics optiques.....	145
8.1.1. Tomographie laser par diffusion de Mie.....	145
8.1.2. Ombroscopie.....	148
8.2. Post-traitement des images de combustion turbulente .....	150
8.2.1. Détection des contours instantanés .....	150
8.2.2. Détermination des propriétés géométriques des flammes turbulentes..	155
8.3. Comparaisons et limitations des techniques de visualisation .....	157
8.3.1. Comparaison de l'évolution de la vitesse de la flamme au cours de la propagation .....	157
8.3.2. Effets convectifs et tomographie .....	158
8.3.3. Déviations tir à tir.....	159
8.3.4. Conclusion.....	161
8.4. Conditions initiales étudiées et régimes de combustion .....	162
CHAPITRE 9 – Flammes de prémélange turbulente en expansion : Résultats & Discussions .....	165
9.1. Discussion sur la détermination de la vitesse de combustion turbulente.....	165
9.1.1. Difficultés liées à la définition de la vitesse de combustion des flammes turbulentes .....	165
9.1.2. Définition de la vitesse de consommation locale et globale des flammes en expansion.....	166

9.1.3. Détermination de la vitesse de combustion turbulente des flammes en expansion à partir des visualisations par ombroscopie .....	168
9.2. Contribution de la turbulence dans la vitesse de propagation des flammes turbulentes en expansion .....	170
9.2.1. Méthodologie proposée dans cette étude .....	170
9.2.2. Effet de l'intensité de la turbulence .....	172
9.2.3. Effet de la pression initiale .....	177
9.2.4. Effet de la température initiale.....	179
9.2.5. Effet de la richesse du mélange réactif.....	181
9.2.6. Conclusion de l'étude paramétrique .....	185
9.3. Loi unifiée des flammes turbulentes de prémélange en expansion .....	186
CONCLUSION .....	189

## **CONCLUSIONS GENERALES & PERSPECTIVES**..... 191

## **ANNEXES**..... 197

ANNEXE A – Détermination du nombre de Lewis .....	199
ANNEXE B – Détermination théorique de la vitesse de combustion laminaire par mesure de pression rapide .....	201
B.1. Détermination du rayon du front de flamme .....	201
B.2. Détermination de la vitesse de combustion laminaire étirée.....	203
ANNEXE C – Corrélations empiriques de la vitesse de combustion laminaire iso-octane/air dans la littérature .....	205
C.1. Corrélation de Babkin et al.....	205
C.2. Corrélation de Metghalchi and Keck.....	205
C.3. Corrélation de Gülder.....	206
C.4. Corrélation de Bradley et al. ....	207
C.5. Corrélation de Marshall et al.....	207
C.6. Corrélation de Müller et al.....	208
C.7. Corrélation de Martz et al.....	209
ANNEXE D – Caractérisation de l'écoulement généré par un ventilateur.....	211
D.1. Objectif .....	211
D.2. Dispositif expérimental .....	212
D.3. Vitesse moyennes et fluctuations de vitesse .....	213
D.3.1. Définitions.....	213
D.3.2. Effet de la forme des pales .....	213
D.3.3. Effet du diamètre du ventilateur.....	213
D.3.4. Effet de la vitesse de rotation .....	214
D.4. Conclusion .....	214

ANNEXE E – Compléments sur les mesures LDV .....	219
E.1. Historique.....	219
E.2. Principe.....	219
E.2.1. Effet Doppler.....	219
E.2.2. Mesures de vitesses par montage à franges.....	220
E.2.3. Détermination du sens de l'écoulement .....	222
E.3. Chaîne d'acquisition .....	222
E.4. Biais des mesures en LDV .....	224
E.4.1. Acquisition et fenêtre de coïncidence temporelle .....	224
E.4.2. Biais de vitesse statistique.....	225
E.4.3. Biais d'ensemencement.....	226
ANNEXE F – Compléments sur les mesures PIV .....	229
F.1. Historique.....	229
F.2. Principe.....	229
F.3. Mise en œuvre .....	230
F.3.1. Ensemencement et diffusion de la lumière par les particules .....	230
F.3.2. Illumination de l'écoulement.....	232
F.3.3. Enregistrement des images.....	233
F.4. Traitement des images .....	233
F.4.1. Méthode d'intercorrélation par transformée de Fourier rapide .....	233
F.4.2. Interpolation sub-pixel.....	234
F.4.3. Biais des mesures et incertitudes en PIV .....	235
ANNEXE G – Approche expérimentale de l'hypothèse d'auto-turbulence devant le front de flamme .....	237
G.1. Techniques optiques utilisées .....	237
G.1.1. Acquisition des images haute fréquence.....	237
G.1.2. Post-traitement des images de tomographie.....	238
G.1.3. Post-traitement des images PIV .....	238
G.2. Résultats.....	240
G.3. Conclusion .....	242
<b>REFERENCES.....</b>	<b>243</b>



## Articles de journal

- Galmiche B., Halter F., Foucher F. and Dagaut P., *Effects of dilution on laminar burning velocity of premixed methane/air flames*, Energy and Fuels, 25-3 (2011), pp. 948-954.
- Galmiche B., Togbé C., Dagaut P., Halter F. and Foucher F., *Experimental and detailed kinetic modeling study of the oxidation of 1-propanol in a pressurized jet-stirred reactor (JSR) and a combustion bomb*, Energy and Fuels, 25-5 (2011), pp. 2013-2021.
- Galmiche B., Halter F. and Foucher F., *Effects of high pressure, high temperature and dilution on laminar burning velocities and Markstein lengths of iso-octane/air mixtures*, Combustion and Flame, 159 (2012), pp. 3286-3299.
- Galmiche B., Mazellier, N., Halter F. and Foucher F., *Turbulence characterization of a high-pressure high-temperature fan-stirred combustion vessel using LDV, PIV, and TR-PIV measurements*, Experiments in Fluids, 55 (2014).

## Actes de conférence

- Galmiche B., Halter F., Mazellier N. and Foucher F., *Turbulence flow field measurements in a fan-stirred combustion vessel*, 14<sup>th</sup> European Turbulence Conference, Lyon (France), September 1-4, 2013.
- Galmiche B., Halter F. and Foucher F., *Experimental investigations for turbulent premixed flame analysis*, 11th International Conference on Engines & Vehicles, Capri (Italy), September 15-19, 2013.
- Galmiche B., Halter F. and Foucher F., *Caractérisation de la combustion turbulente dans une enceinte de combustion haute pression haute température*, 15<sup>ème</sup> Congrès Français de Visualisation et de Traitement d'Images en Mécanique des Fluides, Orléans (France), 18-22 Novembre 2013.

## Présentation orale

- Galmiche B., Halter F. et Foucher F., *Etude des combustions laminaire et turbulente en prémélange dilué à haute pression et haute température*. Journée François Lacas - Journée des Doctorants en Combustion. Laboratoire EM2C, Ecole Centrale Paris (France), 15 Décembre 2011.

## Poster

- Galmiche B., Halter F. and Foucher F., *Study of laminar and turbulent premixed iso-octane/air flames*, 34<sup>th</sup> International Symposium on Combustion. Warsaw (Poland). 29 July-3 August 2012.



## NOMENCLATURE

$A_L$	Surface de flamme laminaire
$A_T$	Surface de flamme turbulente
$c$	Variable de progrès de la combustion
$\langle c \rangle$	Variable de progrès moyenne associée à un contour de flamme moyen
$\bar{c}$	Vitesse « pseudo-convective » telle que définie dans cette étude ( <i>chapitre 6</i> )
$C_p$	Capacité calorifique massique à pression constante
$Da$	Nombre de Damköhler
$D_m$	Diffusivité moléculaire
$D_{th}$	Diffusivité thermique
$E$	Énergie d'activation de la réaction
$E_D$	Énergie de décharge au secondaire de la bobine d'allumage
$E_{UU}, E_{VV}$	Spectres d'énergie de la turbulence associés aux composantes de vitesse $U$ et $V$
$f_0$	Fréquence de rotation des ventilateurs en $Hz$
$k$	Énergie cinétique de la turbulence
$K$	Étirement total du front de flamme
$K_s$	Composante tangentielle de l'étirement du front de flamme
$K_c$	Composante de l'étirement liée à la courbure du front de flamme
$K_U, K_V$	Facteurs d'aplatissement des distributions de vitesse $U$ et $V$
$Ka$	Nombre de Karlovitz
$L$	Échelle intégrale spatiale
$L_b$	Longueur de Markstein côté gaz brûlés
$Le$	Nombre de Lewis
$Le_{eff}$	Nombre de Lewis effectif
$P_i$	Pression initiale dans l'enceinte de combustion
$r$	Distance radiale au centre de la flamme
$R$	Constante des gaz parfaits
$R(x, y, z, t)$	Coefficient d'autocorrélation de la vitesse
$R_0$	Rayon interne de l'enceinte de combustion

$R_a$	Rayon moyen du front de flamme turbulent basé sur la surface gaz brûlés
$R_f$	Rayon du front de flamme laminaire
$R_p$	Rayon moyen du front de flamme turbulent basé sur le périmètre gaz brûlés
$R_s$	Rayon moyen du front de flamme turbulent à partir des visualisations par ombroscopie
$R_v$	Rayon moyen du front de flamme turbulent tel que le volume de la gaz frais à l'intérieur de la sphère soit égal au volume de gaz brûlés à l'extérieur
$Re_L$	Nombre de Reynolds turbulent basé sur l'échelle intégrale spatiale
$\bar{s}$	Vitesse « pseudo-convective » telle que définie par Abdel-Gayed et al. [1]
$S_C$	Vitesse de consommation
$S_L$	Vitesse de combustion laminaire étirée
$S_L^0$	Vitesse de combustion laminaire non-étirée
$S_T$	Vitesse de combustion turbulente
$S_U, S_V$	Facteurs d'asymétrie des distributions de vitesse $U$ et $V$
$t$	Temps
$T$	Échelle intégrale temporelle
$T_i$	Température initiale dans l'enceinte de combustion
$u, v, w$	Composantes fluctuantes de la vitesse de l'écoulement selon les axes $X, Y$ et $Z$
$u_r, v_r, w_r$	Vitesses centrées réduites de l'écoulement suivant les axes $X, Y$ et $Z$
$u', v', w'$	Moyennes quadratiques des composantes fluctuantes $u, v$ et $w$
$u'_{eff}$	Intensité de la turbulence effective
$\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}$	Vitesses moyennes de l'écoulement suivant les axes $X, Y$ et $Z$
$U_i, V_i, W_i$	Vitesses instantanées de l'écoulement suivant les axes $X, Y$ et $Z$
$V_0$	Volume interne de l'enceinte de combustion
$V_L$	Vitesse de propagation laminaire étirée
$V_L^0$	Vitesse de propagation laminaire non-étirée
$V_T$	Vitesse de propagation turbulente
$w$	Composante fluctuante de la vitesse de l'écoulement suivant l'axe $Z$
$Y$	Fraction massique

## Lettres grecques

$\gamma$	Rapport des chaleurs spécifiques à pression et à volume constant
$\delta_L$	Épaisseur de flamme laminaire
$\delta_p$	Épaisseur de la zone de préchauffage
$\delta_r$	Épaisseur de la zone de réaction
$\delta_T$	Épaisseur de flamme turbulente
$\varepsilon$	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente
$\eta$	Échelle de Kolmogorov spatiale
$\kappa$	Nombre d'onde
$\lambda$	Conductivité thermique ou échelle de Taylor spatiale
$\nu$	Viscosité cinématique du fluide
$\xi$	Décalage spatial dans le calcul des coefficients d'autocorrélation
$\Pi$	Puissance instantanée au secondaire de la bobine d'allumage
$\rho$	Masse volumique
$\tau$	Décalage temporel dans le calcul des coefficients d'autocorrélation
$\tau_b$	Temps de charge de la bobine d'allumage
$\tau_C$	Temps caractéristique de la chimie
$\tau_K$	Echelle de Kolmogorov temporelle
$\tau_L$	Temps caractéristique de la turbulence
$\nu_{O_2}$	Pourcentage d'oxygène dans le mélange réactif
$\phi$	Richesse du mélange réactif
$\chi$	Taux de dilution au diazote en volume
$\omega$	Vitesse de rotation des ventilateurs en <i>tr/min</i>
$\dot{\omega}_f$	Taux de réaction

## Indices

<i>b</i>	Gaz brûlés
<i>i</i>	État initial
<i>f</i>	État final
<i>ref</i>	Condition de référence
<i>u</i>	Gaz frais

## Acronymes

ADEME	Agence De l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie
ANR	Agence Nationale de la Recherche
CERFACS	Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calcul Scientifique
DNS	Direct Numerical Simulation
EIA	Energy Information Administration
ICAMDAC	Instabilités et Combustions Anormales en Moteurs Downsizés à Allumage Commandé
IFPEN	IFP Energies nouvelles
IMFT	Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse
LDV	Laser Doppler Velocimetry
LED	Light-Emitting Diode
LES	Large Eddy Simulation
MIE	Minimum Ignition Energy
Nd:YAG	Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet
PIV	Particle Image Velocimetry
PLIF-OH	Planar Laser Induced Fluorescence of OH radicals
THI	Turbulence Homogène et Isotrope
TR-PIV	Time-Resolved Particle Image Velocimetry
VTT	Véhicules pour les Transports Terrestres

# I N T R O D U C T I O N

---

## Contexte & Objectifs



## o Contexte

Aujourd'hui, la croissance de la population mondiale, le développement industriel et l'accélération de l'urbanisation des pays émergents se traduisent par un développement croissant de la demande énergétique mondiale. Le rapport de l'Agence d'Information sur l'Energie (*Energy Information Administration*, ou *EIA*), daté de juillet 2013, prévoit une augmentation de 56 % de la consommation énergétique mondiale entre 2010 et 2040. Dans cette augmentation, les énergies fossiles (carburants liquides, gaz naturel et charbon) continueront de fournir plus de  $\frac{3}{4}$  de l'énergie consommée au niveau mondial (*figure 1*).

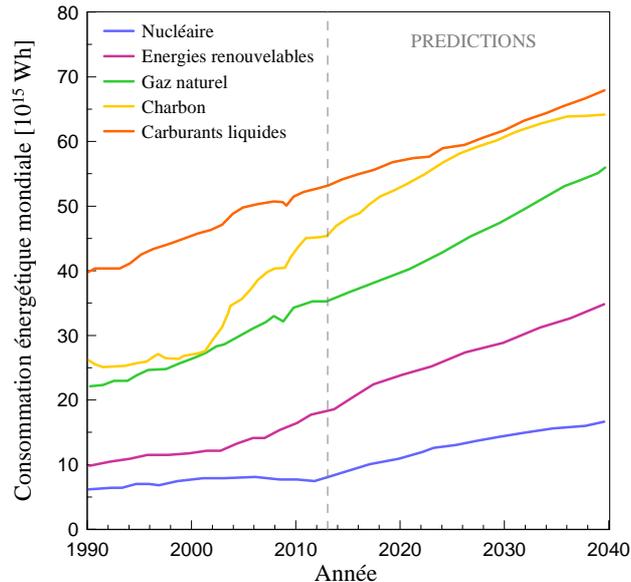


FIG. 1. Evolution et prédiction de la consommation énergétique mondiale de 1990 à 2040 (source EIA, 2013)

Par ailleurs, au cours du siècle dernier, la nature et l'ampleur des impacts de l'activité humaine sur le milieu naturel ont évolué au point que la prise en compte de l'environnement dans nos activités s'impose comme une nécessité. Outre leur rôle dans l'épuisement à moyen ou long terme des ressources naturelles, les activités humaines ont un impact sur le changement climatique et la dégradation de la biodiversité, du fait des émissions de polluants (oxydes d'azote  $\text{NO}_x$ , monoxyde de carbone  $\text{CO}$ , hydrocarbures imbrûlés  $\text{HC}$ ...) et de dioxyde de carbone ( $\text{CO}_2$ ), principal responsable de l'effet de serre. La réduction de la pollution atmosphérique repose sur des réglementations de plus en plus drastiques, qui concernent aussi bien les sources fixes, et notamment les installations industrielles, que les sources mobiles comme les transports. Entre autres, la norme européenne, dite norme « Euro », limite les émissions polluantes des véhicules essence et diesel en Europe (*figure 2*). Autre exemple, l'accord international du protocole de Kyoto vise à réduire les émissions de gaz à effet de serre.

Ce contexte énergétique et environnemental motive le perfectionnement des systèmes de combustion dans de nombreux secteurs tels que les transports ou les procédés industriels (moteurs à combustion interne, fours, brûleurs). Cette évolution passe par une meilleure maîtrise de la combustion et par l'amélioration des rendements de combustion avec une réduction sensible des émissions de polluants.

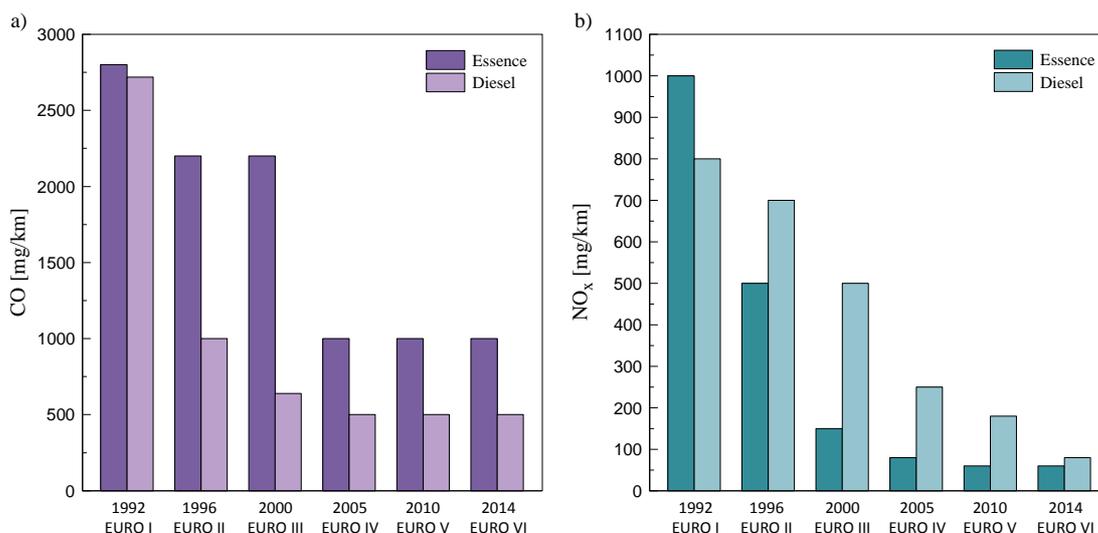


FIG. 2. Evolution de la norme Euro sur les émissions polluantes CO (a) et NO<sub>x</sub> (b) des véhicules essence et diesel depuis 1992 (source Journal Officiel de l'Union Européenne)

## o Enjeux et objectifs

Le transport est un élément essentiel pour le développement de l'économie mondiale et représente une part significative de la consommation énergétique globale. En France par exemple, le secteur des transports est le deuxième secteur le plus consommateur d'énergie derrière le résidentiel-tertiaire. Il représente plus de 30 % de la consommation d'énergie finale en France et 70 % de la consommation de produits pétroliers (source : ADEME, 2012). Le secteur des transports est également le principal émetteur de CO<sub>2</sub> avec un tiers des émissions totales.

Afin de répondre à la nécessité énergétique et environnementale d'un transport routier plus efficace et plus respectueux de l'environnement, les constructeurs automobiles sont amenés à proposer de nouvelles solutions technologiques. Parmi ces technologies, le moteur « downsized » à allumage commandé est une des voies principales afin d'améliorer le rendement et réduire les émissions de CO<sub>2</sub> des motorisations essence. Le « downsizing » consiste à réduire la cylindrée du moteur, sans perdre en performance grâce à l'utilisation d'une forte suralimentation. Le résultat est un rendement supérieur, en particulier aux faibles et moyennes charges, et qui pourrait atteindre des niveaux comparables à ceux des moteurs Diesel tout en évitant la production de suies, risque de santé publique non négligeable pour ces moteurs. Par ailleurs, comme pour tous les moteurs à allumage commandé en fonctionnement stœchiométrique, il est possible d'y associer un système de dépollution par catalyseur trois voies (NO<sub>x</sub>, HC et CO), efficace et peu coûteux.

Pendant, la mise au point des moteurs downsizés se heurte à une augmentation des combustions anormales de type rumble (pré-allumage à forte charge) ou cliquetis (inflammation d'une partie du mélange air/essence avant que le front de flamme n'ait atteint cette zone). Ces combustions anormales créent des ondes de pression importantes à l'intérieur de la chambre de combustion et peuvent avoir des conséquences destructrices sur

le moteur. Leur contrôle par forte dilution peut également entraîner l'apparition de variabilités cycliques importantes. La compréhension des nombreux paramètres intervenant dans l'apparition de ces phénomènes est complexe car ils résultent d'interactions entre l'aérodynamique, la dilution, le phasage de l'allumage et la thermique paroi. En particulier, l'apparition du phénomène de cliquetis résulte de la compétition entre le temps nécessaire à l'apparition d'une auto-inflammation et le temps mis par le front de flamme pour se propager à travers la chambre de combustion. La connaissance précise du délai d'auto-inflammation et de la vitesse de combustion du mélange réactif est alors indispensable à la maîtrise du cliquetis. Le cliquetis est à l'origine de nombreuses études expérimentales dans la littérature [98, 109, 170]. Cependant, le couplage entre les phénomènes mis en jeu dans le cliquetis, liés à la chimie et au transport, est complexe [197] et nécessite l'utilisation de modèles simplifiés [105, 122, 155, 188] afin de prédire les conditions d'apparition de ces combustions anormales.

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre d'un projet financé par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR), porté par IFP Energies nouvelles (*IFPEN*) et dans lequel participent l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (*IMFT*), le laboratoire PRISME, PSA Peugeot Citroën et Renault. L'objectif de ce projet, intitulé *ICAMDAC* (Instabilités et Combustions Anormales dans les Moteurs Downsizés à Allumage Commandé), est de contribuer à la compréhension des mécanismes et à la réalisation d'outils de simulation tridimensionnelle permettant de prédire les conditions d'apparition des combustions anormales et variabilités cycliques. L'élément central et original de ce projet est l'utilisation d'une approche de type simulation aux grandes échelles (*Large Eddy Simulation, LES*), capable de prédire le fonctionnement cycle à cycle de moteurs, tout en permettant une caractérisation détaillée de phénomènes locaux liés à l'aérodynamique, la thermique, le mélange et la combustion, et de leur impact sur les combustions anormales et variabilités cycliques. La compréhension et la prévision de ces phénomènes s'appuient sur l'analyse théorique, la modélisation, la simulation numérique mais également sur l'expérimentation. En effet, les moyens de calcul actuels, bien qu'ayant largement et rapidement évolués ces dernières années, ne permettent pas de simuler intégralement tous les phénomènes de la combustion turbulente. L'utilisation de modèles est alors essentielle. Toutefois, leur validation avec des mesures expérimentales est indispensable avant de les intégrer aux codes de calcul.

Pour éliminer les difficultés inhérentes aux moteurs réels, il est nécessaire de développer des dispositifs expérimentaux permettant de mieux contrôler les conditions initiales afin d'améliorer la compréhension des interactions entre les différents processus physico-chimiques se déroulant lors de la combustion. Ainsi, la première étape de ce travail de thèse consiste à développer et caractériser une enceinte de combustion permettant de reproduire des conditions initiales les plus proches possibles de celles rencontrées dans un moteur à allumage commandé au moment de l'étincelle. L'objectif est d'étudier en particulier les interactions entre la turbulence et la combustion, par le biais d'expérimentations utilisant des techniques de diagnostics optiques. Les résultats expérimentaux obtenus serviront de référence dans la validation de codes de calculs numériques développés par les partenaires du projet *ICAMDAC*, afin de simuler les phénomènes physico-chimiques de la combustion turbulente.

Ce travail répond également aux challenges académiques actuels liés à la compréhension des interactions flamme/turbulence. En effet, la combustion turbulente a régulièrement fait l'objet de nombreux rapports et conférences invitées lors des trente dernières années, à l'occasion du Symposium International biannuel organisé par le *Combustion Institute* [12, 17, 25, 34, 97, 103, 152, 160, 163, 165, 184]. L'application des techniques de diagnostics optiques à l'étude de flammes turbulentes dans des configurations simplifiées a déjà permis d'améliorer la connaissance des phénomènes liés aux extinctions locales de flammes [85, 93] ou à la formation de NO [13, 87] par exemple. Les challenges liés à l'étude de la combustion turbulente par diagnostics optiques pour la validation de modèles numériques sont particulièrement bien décrits par Barlow [12]. Par la mise en place d'un nouveau dispositif expérimental permettant d'étudier la combustion turbulente de prémélange, ce travail est dans la lignée des travaux antérieurs liés à la recherche fondamentale sur les flammes turbulentes.

## o Plan du mémoire

Ce mémoire est organisé en trois parties.

### Partie 1 : Etude expérimentale des flammes laminaires de prémélange

La Partie 1 (*Chapitres 1, 2 et 3*) est consacrée à l'étude expérimentale des flammes laminaires de prémélange. En effet, dans certains régimes de combustion turbulente, la flamme peut être considérée localement comme une flamme laminaire et la connaissance des caractéristiques de la flamme laminaire est alors indispensable à l'étude de la combustion turbulente. Le Chapitre 1 constitue un bref rappel de la théorie des flammes laminaires de prémélange, et en particulier des flammes sphériques en expansion. Le dispositif expérimental utilisé dans cette étude est présenté dans le Chapitre 2. Il s'agit d'une enceinte de combustion sphérique haute pression et haute température. Le Chapitre 3 regroupe l'ensemble des résultats obtenus dans le cadre de l'étude de la combustion laminaire.

### Partie 2 : Caractérisation de la turbulence dans l'enceinte de combustion

La Partie 2 (*Chapitres 4, 5 et 6*) répond à la nécessité de caractériser l'aérodynamique dans l'enceinte de combustion. En effet, la compréhension des phénomènes intervenant dans l'interaction flamme/turbulence passe également par une connaissance approfondie de l'aérodynamique de l'écoulement existant dans l'enceinte de combustion au moment de l'inflammation du mélange réactif. Le Chapitre 4 rappelle brièvement les notions théoriques et les grandeurs caractéristiques de la turbulence, en particulier dans le cas d'une turbulence homogène et isotrope. Les techniques de diagnostics optiques utilisées afin de caractériser la turbulence dans cette étude sont décrites dans le Chapitre 5. Le Chapitre 6 présente les résultats de cette caractérisation. Une analyse critique de la précision des différentes techniques de mesure ainsi que des traitements statistiques utilisés y est proposée.

### Partie 3 : Etude expérimentale des flammes turbulentes de prémélange

Enfin, la Partie 3 de ce mémoire (*Chapitres 7, 8 et 9*) est consacrée à l'étude expérimentale des flammes turbulentes prémélangées en expansion et utilise les résultats apportés par les deux premières parties. Dans la configuration étudiée, la flamme se développe en interagissant avec l'écoulement turbulent et le front de flamme devient plissé. Le Chapitre 7 constitue une brève introduction des différents régimes de combustion turbulente et une synthèse de l'état de l'art des phénomènes de couplage existant entre la flamme et la turbulence. Le Chapitre 8 introduit les techniques de diagnostics optiques et les conditions expérimentales considérées dans cette étude. Ces conditions appartiennent au régime de combustion des flammelettes pour lequel la flamme turbulente se propage localement comme une flamme laminaire. Enfin, le Chapitre 9 présente l'ensemble des résultats obtenus dans le cadre de l'étude de la combustion turbulente. Ces résultats concernent notamment l'analyse de la propagation des flammes turbulentes en expansion à partir des évolutions de la vitesse de propagation. Ce chapitre fait l'objet de discussions et d'analyses critiques des méthodologies utilisées dans la littérature.



# PARTIE 1

---

## Etude expérimentale des flammes laminaires de prémélange

Introduction .....	25
Chapitre 1 – Physique de la combustion laminaire de prémélange .....	27
Chapitre 2 – Dispositif expérimental pour l'étude laminaire .....	43
Chapitre 3 – Détermination des vitesses de combustion laminaire et longueurs de Markstein .....	61
Conclusion .....	79



## INTRODUCTION

La vitesse de combustion laminaire de prémélange est une grandeur caractéristique intrinsèque d'un mélange combustible et sa connaissance s'avère essentielle pour de nombreuses applications et pour de nombreuses études expérimentales, numériques et théoriques [161, 180, 192]. En effet, la vitesse de combustion laminaire joue un rôle primordial dans l'étude de la combustion turbulente car elle contient un grand nombre d'informations fondamentales liées à la réactivité et à la diffusivité du mélange combustible. Elle dépend également des conditions thermodynamiques du milieu (pression et température). Dans le domaine de la motorisation automobile essence, la connaissance de la vitesse de combustion laminaire est nécessaire pour estimer le taux de dégagement de chaleur. La détermination et la mesure précise de la vitesse de combustion laminaire est alors essentielle à la modélisation de la combustion turbulente et à la validation de mécanismes de cinétique chimique. Dans le contexte du développement des moteurs downsizés, c'est-à-dire dans des conditions de pression élevées et avec un taux de dilution important, ces vitesses de flammes sont encore peu connues et limitées à des estimations peu précises ou des extrapolations pour des valeurs de haute pression et haute température.

Le comportement des flammes laminaires s'exprime également à travers leur susceptibilité à réagir à une variation de la surface de flamme, par une accélération positive ou négative. Ce comportement est décrit par la longueur de Markstein et dépend également des conditions thermodynamiques du milieu et de la nature et composition du mélange réactif.

L'objectif de ce travail consiste à réaliser une analyse fondamentale du processus de propagation des flammes laminaires allumées par étincelle, pour des prémélanges air/carburant, dans des conditions les plus proches possibles du fonctionnement moteur. Il s'agit de déterminer expérimentalement les vitesses de combustion laminaire et les longueurs de Markstein en fonction de la composition du prémélange, de la température de préchauffage et des conditions de pression. Bien que l'essence soit un mélange de plusieurs centaines d'hydrocarbures, l'isooctane est couramment choisi pour représenter l'essence commerciale du fait de son indice d'octane *RON* élevé (100 pour l'isooctane contre 95 ou 98 pour l'essence commerciale), paramètre caractérisant la résistance à l'auto-inflammation des essences dans les moteurs à allumage commandé. Ainsi, dans cette étude, on s'intéresse aux vitesses de combustion laminaires et longueurs de Markstein côté gaz brûlés de prémélanges isooctane/air. Ces grandeurs sont mesurées dans une enceinte sphérique haute pression haute température en utilisant la technique de visualisation par ombroscopie.

Le Chapitre 1 s'attache à la théorie des flammes laminaires de prémélange, et en particulier au cas des flammes sphériques en expansion. La méthodologie utilisée afin de mesurer expérimentalement la vitesse de combustion laminaire non-étirée et la longueur de Markstein côté gaz brûlés y est notamment exposée. Le Chapitre 2 présente le dispositif expérimental utilisé pour l'étude laminaire. Une attention particulière est portée aux premiers instants de la propagation de la flamme afin d'évaluer l'impact de l'énergie déposée sur le développement de la flamme propagative laminaire. Les effets de confinement de la flamme dans l'enceinte fermée à volume constant sont également abordés. Enfin, le Chapitre 3

regroupe l'ensemble des résultats obtenus en termes de vitesse de combustion laminaire et longueur de Markstein, sur une gamme de richesse, pression, température et taux de dilution la plus large possible. Le dispositif expérimental permet d'initier la combustion de mélanges réactifs à une pression initiale de 1 *bar* à 10 *bar*, une température initiale de 323 *K* à 473 *K* et sur une gamme de richesse de 0.7 à 1.6 environ. La dilution à l'azote est étudiée pour des taux de dilution compris entre 5 % et 25 % en volume. Ces bases de données permettent d'établir des corrélations afin de prédire la vitesse de combustion laminaire et la longueur de Markstein d'un prémélange iso-octane/air.

# PHYSIQUE DE LA COMBUSTION LAMINAIRE DE PRÉMÉLANGE

Dans ce chapitre, les notions théoriques nécessaires à la compréhension des mécanismes gouvernant la propagation d'une flamme laminaire de prémélange sont présentées succinctement. On s'intéressera particulièrement au cas d'une flamme laminaire en expansion sphérique et aux instabilités auxquelles elle est soumise au cours de sa propagation.

## 1.1. Structure d'une flamme laminaire de prémélange

Le processus de combustion correspond à une succession complexe de réactions chimiques élémentaires. En pratique, le schéma réactionnel complexe est remplacé par une réaction globale de la forme :



où  $A$  et  $B$  sont le combustible et le comburant (gaz frais),  $P$  sont les produits de combustion (gaz brûlés) et  $Q$  est le dégagement de chaleur.  $a$  et  $b$  correspondent aux coefficients stœchiométriques de la réaction. Cette réaction globale de combustion ne donne en fait qu'un bilan de matière mais ne reflète pas le mécanisme réel de la combustion.

La présence, en un même endroit, d'un combustible et d'un comburant n'est pas une condition suffisante à la formation d'une flamme. En effet, la proportion de combustible doit être comprise entre deux valeurs limites  $L_i$  (limite inférieure au-dessous de laquelle le mélange est trop pauvre pour être inflammable) et  $L_s$  (limite supérieure au-dessus de laquelle le mélange est trop riche). Ces grandeurs dépendent du mélange réactif considéré et de la pression. Par ailleurs, il est également nécessaire que la température des gaz frais (température obtenue par chauffage du mélange réactif ou par une étincelle) soit supérieure à la température d'inflammation du mélange. Celle-ci dépend également de la nature des réactifs et de la pression.

La chaleur et les espèces réactives produites localement par la réaction diffusent vers les gaz frais. Ainsi, la flamme se propage de proche en proche, en amenant progressivement les gaz frais adjacents dans les conditions d'inflammation. D'après la théorie de Mallard et Le Châtelier (1883), la zone intermédiaire entre les gaz frais et les gaz brûlés peut être séparée en deux zones : la zone de préchauffage et la zone de réaction (*figure 1-1*). Les gaz frais et les gaz brûlés sont séparés par une mince zone de réaction, le front de flamme.

Le flux de chaleur provenant des gaz brûlés élève la température des gaz frais en amont, sur une épaisseur  $\delta_p$ . Dans cette zone de préchauffage, les réactions chimiques peuvent être considérées comme négligeables devant les effets de diffusion thermique. Dans la zone de réaction d'épaisseur  $\delta_r$ , le pic de dégagement de chaleur est dû aux réactions chimiques.

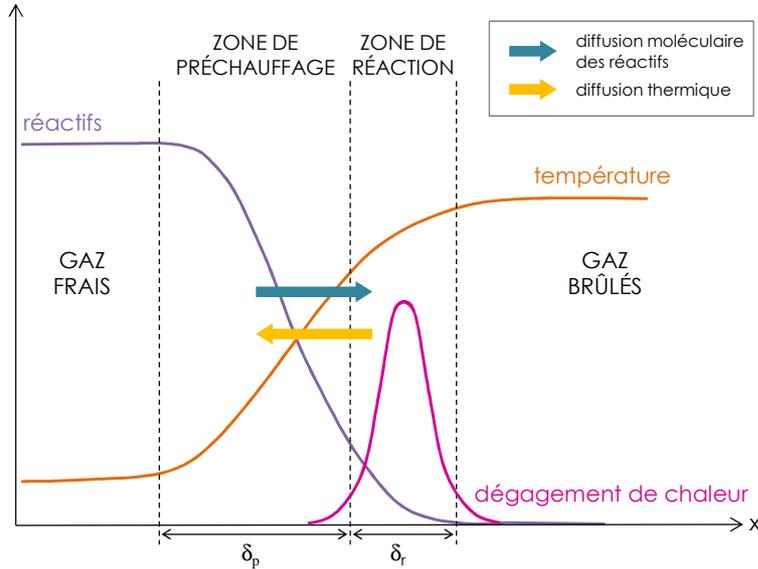


FIG. 1-1. Structure d'une flamme laminaire de prémélange

## 1.2. Vitesse de propagation et vitesse de combustion laminaire

La flamme se propage des gaz brûlés vers les gaz frais. La « vitesse de flamme » est une notion importante dans la théorie de la combustion. Il existe cependant différentes définitions de la vitesse de flamme et différentes façons de la mesurer expérimentalement. On utilise ici les deux définitions suivantes, proposées par Poinot and Veynante [161] :

- La vitesse de combustion laminaire  $S_L$  est une grandeur globale et est associée, dans le cas d'une flamme plane, à la vitesse de consommation  $S_C$  des gaz frais. Elle mesure la vitesse à laquelle sont brûlés les réactifs.
- La vitesse absolue  $V_L$  (appelée par la suite vitesse de propagation) est définie localement et correspond à la vitesse normale à laquelle se déplace le front de flamme dans le référentiel fixe du laboratoire.

Considérons un point situé sur une iso-surface de température d'un front de flamme (cf. figure 1-2). On définit en ce point la normale  $\vec{n}$  au front de flamme, dirigée vers les gaz frais. La vitesse  $\vec{w}$  est la vitesse de déplacement du front de flamme par rapport au référentiel du laboratoire. En ce point, les gaz frais devant le front de flamme se déplacent à la vitesse  $\vec{u}_g$ . Par définition, la vitesse de combustion laminaire  $S_L$  est normale au front de flamme. On peut écrire la relation vectorielle suivante :

$$\vec{w} = S_L \vec{n} + \vec{u}_g \quad (1-2)$$

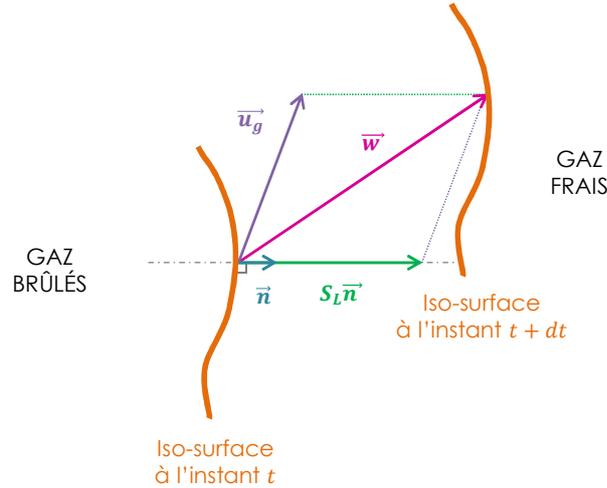


FIG. 1-2. Notations utilisées pour les définitions des vitesses de flamme

Dans le cas d'une flamme plane ou sphérique, les vitesses  $\vec{w}$  et  $\vec{u}_g$  sont colinéaires au vecteur normal  $\vec{n}$ . La vitesse de propagation  $V_L = \vec{w} \cdot \vec{n}$  est alors directement reliée à la somme de la vitesse  $S_L$  à laquelle le mélange réactif est consommé et de la vitesse des gaz frais  $u_g$  devant le front de flamme :

$$V_L = S_L + u_g \quad (1-3)$$

Les vitesses  $V_L$  et  $S_L$  dépendent des déformations du front de flamme telles que l'étirement (défini au paragraphe 1.4). On utilisera par la suite les notations  $V_L^0$  et  $S_L^0$  pour désigner respectivement la vitesse de propagation laminaire et la vitesse de combustion laminaire d'une flamme plane, adiabatique et non-étirée.

Dans le cas général, la vitesse de consommation  $S_C$  correspond à la vitesse à laquelle sont consommés les réactifs, c'est-à-dire la vitesse à laquelle sont formés les produits. Elle peut donc se définir à partir du taux de réaction  $\dot{\omega}_f$  ou du taux de formation  $\dot{\omega}_p$  d'un produit de la réaction, dans l'hypothèse d'un front de flamme infiniment mince :

$$S_C = -\frac{1}{\rho_u Y_f^u} \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{\omega}_f dn = \frac{1}{\rho_u Y_p^b} \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{\omega}_p dn \quad (1-4)$$

où  $\rho_u$  est la masse volumique des gaz frais et  $Y_f^u$  et  $Y_p^b$  sont respectivement les fractions massiques d'un réactif dans les gaz frais et d'un produit dans les gaz brûlés. La relation (1-4) peut également s'écrire, quelle que soit l'espèce  $k$  ( $k$  réactif ou produit de la réaction) sous la forme :

$$S_C = \frac{1}{\rho_u (Y_k^b - Y_k^u)} \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{\omega}_k dn \quad (1-5)$$

### 1.3. Epaisseur de flamme laminaire

On recense dans la littérature plus de sept définitions de l'épaisseur de flamme laminaire  $\delta_L$  [4, 95]. Néanmoins, la définition la plus largement utilisée reste celle établie par Zeldovich [196] :

$$\delta_L = \frac{\lambda}{\rho_u C_p S_L^0} \quad (1-6)$$

où  $\lambda$ ,  $\rho_u$  et  $C_p$  sont respectivement la conductivité thermique, la masse volumique et la capacité calorifique massique à pression constante du mélange réactif,  $S_L^0$  est la vitesse de combustion laminaire d'une flamme plane, adiabatique et non-étirée.

Cette définition est déduite de l'équilibre entre la diffusion thermique et la diffusion des espèces, c'est-à-dire que la quantité de chaleur dégagée par la combustion sert à élever la température des gaz frais dans l'épaisseur  $\delta_L$  à la température adiabatique de flamme [192].

Le front de flamme laminaire ne correspondant pas à une discontinuité brusque (*cf. figure 1-1*), l'épaisseur de flamme laminaire peut être considérée comme la somme de l'épaisseur de préchauffage  $\delta_p$  et de l'épaisseur de la zone de réaction  $\delta_r$ .

On peut alors définir un temps caractéristique de la combustion  $\tau_c$  comme le rapport  $\delta_L/S_L^0$ . Celui-ci intègre le temps de préchauffage et le temps de réaction.

### 1.4. Etirement du front de flamme

La vitesse de combustion laminaire  $S_L^0$  est une grandeur caractéristique d'un mélange combustible. Cette grandeur se définit dans une situation de flamme plane se propageant librement dans un mélange combustible homogène. En pratique, la flamme plane ne peut pas être reproduite expérimentalement car les zones réactives sont toujours soumises à des contraintes extérieures locales (pertes de chaleur, profil de vitesse dans les gaz frais non plat, ...). La vitesse de combustion est alors modifiée localement et l'amplitude de cette variation est extrêmement riche en information pour de nombreux domaines en combustion.

Le concept d'étirement de flamme a été largement étudié par de nombreux auteurs, notamment Clavin [49] et Markstein [138], et regroupe en un seul paramètre la contribution de deux mécanismes physiques influençant localement la structure de la flamme : les gradients de vitesse devant la flamme et la courbure des zones réactives. L'étirement des zones réactives peut entraîner, suivant la composition des mélanges, une augmentation ou une diminution de la vitesse de combustion laminaire, voire, pour les plus fortes valeurs d'étirement, des extinctions locales de la flamme.

Williams [191] propose la formulation générale d'un facteur d'étirement, exprimé comme la variation dans le temps d'un élément de surface  $A$  :

$$K = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \quad (1-7)$$

Il existe dans la littérature différentes formulations du facteur d'étirement  $K$  [48, 52, 148]. Candel and Poinso [39] établissent une expression générale de l'étirement  $K$  à partir de l'équation de transport appliquée au vecteur normal  $\vec{n}$  d'un élément de surface  $A$  se déplaçant à la vitesse  $\vec{w}$  :

$$K = -\vec{n}\vec{n}:\vec{\nabla}\vec{w} + \vec{\nabla}\cdot\vec{w} \quad (1-8)$$

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

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 (équation (1-2)). Le facteur d'étirement s'écrit alors [39]:

$$K = -\vec{n}\vec{n}:\vec{\nabla}\vec{u}_g + \vec{\nabla}\cdot\vec{u}_g + S_L \vec{\nabla}\cdot\vec{n} \quad (1-9)$$

Dans l'expression (1-9), les deux premiers termes sont associés au gradient de vitesse tangentielle. Le terme  $S_L \vec{\nabla}\cdot\vec{n}$  décrit les effets de la courbure de la flamme.

On peut alors définir les étirements  $K_s$  et  $K_c$  respectivement liés aux étirements tangentiels et à la courbure du front de flamme par :

$$K = K_s + K_c \quad (1-10)$$

avec 
$$K_s = -\vec{n}\vec{n}:\vec{\nabla}\vec{u}_g + \vec{\nabla}\cdot\vec{u}_g \quad (1-11)$$

et 
$$K_c = S_L \vec{\nabla}\cdot\vec{n} \quad (1-12)$$

## 1.5. Principales configurations expérimentales des flammes laminaires de prémélange

Plusieurs configurations expérimentales utilisées dans la littérature permettent d'étudier les flammes laminaires dans des conditions simplifiées et d'en déterminer les caractéristiques fondamentales. Ces techniques impliquent des flammes qui sont soit stabilisées (flammes coniques, flammes plates ou flammes à jets opposés), soit en propagation dans un milieu homogène au repos (flammes sphériques en expansion). Ces quatre principales configurations ainsi que leurs caractéristiques en termes d'étirement sont brièvement décrites ci-dessous.

### 1.5.1. Flamme conique

Dans cette configuration, le prémélange réactif est issu d'un tube cylindrique au sommet duquel est stabilisée une flamme de forme conique (figure 1-3a). La flamme est stable lorsque la vitesse de sortie des gaz frais est supérieure à la vitesse fondamentale de combustion laminaire. En réalité, la flamme n'est pas parfaitement conique et présente des courbures à sa base dues aux pertes de chaleur au niveau du brûleur, et une courbure importante à son sommet. Les caractéristiques fondamentales de la flamme sont déterminées à partir de visualisations par chimiluminescence, Schlieren ou tomographie laser par

diffusion de Mie d'une coupe de la flamme dans un plan axisymétrique. La vitesse de combustion laminaire  $S_L^0$  peut alors être déterminée à partir de la hauteur de la flamme, de la longueur du front de flamme et de la vitesse des gaz frais. L'inconvénient majeur de cette configuration est la non-uniformité de l'étirement le long du front de flamme et de la vitesse de combustion dans le cône. En effet, la base et le sommet de la flamme sont soumis principalement à l'action de la courbure alors que les parties planes du front de flamme subissent des étirements dus aux gradients de vitesse tangentielle. Dans [171], Selle et al. étudient l'importance de ces effets sur la détermination de la vitesse de combustion laminaire dans une configuration proche : un brûleur à base rectangulaire. Dans cette configuration, le front de flamme situé entre la base et le sommet de la flamme est plan et n'est pas affecté par la courbure (contrairement à la géométrie axisymétrique). Selle et al. montrent alors que la vitesse de combustion laminaire moyenne d'un prémélange méthane/air, déterminée à partir des fronts de flamme plans, doit être légèrement corrigée (environ 1%) pour tenir compte des effets de courbure au sommet, d'étirement sur les côtés de la flamme et d'extinctions locales à la base. Une correction supplémentaire (environ 5%) doit aussi être apportée pour s'affranchir de la non-uniformité du flux de gaz frais liée à la longueur finie du brûleur. Cette technique est bien adaptée pour déterminer la vitesse de combustion laminaire  $S_L^0$  de mélange air/carburant tel que le méthane, présentant un nombre de Lewis (rapport entre la diffusivité thermique  $D_{th}$  et la diffusivité moléculaire  $D_m$ ) proche de l'unité. Dans le cas où le nombre de Lewis du mélange réactif est différent de 1, les régions du front de flamme affectées par la courbure présentent des phénomènes de diffusion préférentielle, ce qui modifie la vitesse de combustion. Dans ce cas, la correction pour s'affranchir des effets de courbure est plus importante et la méthode de détermination de la vitesse de combustion laminaire devient moins précise.

Par ailleurs, la définition de la vitesse de combustion laminaire dans la configuration conique dépend de la surface du front de flamme choisie comme référence et est sujette à de nombreuses controverses [10].

### 1.5.2. Flamme plate adiabatique

Une flamme stabilisée peut aussi être obtenue par la méthode dite « heat flux method » permettant de générer une flamme plate adiabatique. Cette géométrie particulière permet de s'affranchir des inconvénients de la flamme conique dans le sens où l'étirement du front de flamme peut être considéré comme négligeable et la vitesse de combustion est globalement identique le long du front de flamme. Le brûleur proposé initialement par van Maaren [182] est surmonté d'une plaque perforée portée à température constante (typiquement 85°C) qui préchauffe légèrement les gaz frais. Ainsi, la flamme perd de la chaleur à la surface du brûleur et en gagne par transfert de chaleur au niveau des gaz frais (*figure 1-3b*). En modifiant la vitesse de sortie des gaz frais, l'état adiabatique peut être atteint lorsque les pertes de chaleur compensent exactement les gains de chaleur. Ce type de brûleur permet donc d'étudier des flammes laminaires adiabatiques non soumises à un étirement. Les détails de cette méthodologie sont disponibles dans [20, 59].

### 1.5.3. Flamme à jets opposés

Les caractéristiques de la flamme de prémélange laminaire peuvent également être déterminées expérimentalement à l'aide de deux flammes planes de prémélange stabilisées

de part et d'autre du plan d'arrêt d'un écoulement de deux jets opposés divergents (*figure 1-3c*). Ces flammes ne subissent pas les problèmes liés aux pertes de chaleur car il n'y a pas d'interaction avec le brûleur ou une plaque d'arrêt. Cependant, les lignes de courant de l'écoulement n'étant pas perpendiculaires au front de flamme, celui-ci subit des effets d'étirement tangentiel. Le facteur d'étirement peut être modifié en ajustant la vitesse de sortie des gaz frais ou la distance entre les deux brûleurs. Une plus grande distance entre les brûleurs implique une plus grande distance entre les fronts de flamme et un étirement plus faible. L'étude des fronts de flamme à différents étirements permet d'établir des corrélations entre la vitesse de combustion laminaire et l'étirement, utilisées pour extrapoler la vitesse de combustion à étirement nul. Les résultats de cette extrapolation dépendent de la méthode choisie : la relation linéaire initialement proposée par Law [117] donne des valeurs de vitesse de combustion plus élevées qu'une méthodologie non-linéaire [181]. La composition de chaque jet peut également être ajustée et l'influence de la richesse sur le comportement des deux flammes peut être analysée. La situation symétrique où les deux flammes sont identiques est considérée comme le cas de référence d'interaction nulle.

#### 1.5.4. Flamme sphérique

Dans cette configuration, la flamme se propage dans un mélange réactif homogène initialement au repos. La réaction est initiée au centre d'une enceinte par une décharge entre deux électrodes ou par allumage laser. La flamme se propage donc uniformément dans tout l'espace (*figure 1-3d*). Si le rayon de la flamme n'est pas trop grand comparé au rayon de l'enceinte de combustion, la température et la pression des gaz frais peuvent être considérées égales aux conditions thermodynamiques déterminées à l'état initial. La propagation du front de flamme peut être visualisée à partir de diagnostics optiques utilisant la tomographie par diffusion de Mie, la technique de Schlieren ou l'ombroscopie. La vitesse de combustion laminaire étirée et l'étirement subi par la flamme peuvent alors être déterminés à chaque instant. Comme dans le cas des flammes à jets opposés, une extrapolation permet d'estimer la vitesse de combustion fondamentale non-étirée.

Dans la suite de cette étude, on s'intéressera au cas des flammes laminaires sphériques en expansion. Cette géométrie constitue une configuration fondamentale dans l'étude des flammes laminaires. Elle permet en effet d'atteindre des conditions thermodynamiques de haute pression et haute température, qui sont difficilement atteintes en utilisant les configurations de flammes stabilisées. De plus, les effets de l'étirement peuvent être facilement déduits de la géométrie sphérique du front de flamme.

Par ailleurs, l'étude des flammes de prémélange en expansion est d'un grand intérêt dans le monde de la recherche en combustion, de part son application dans le domaine des moteurs à allumage commandé.

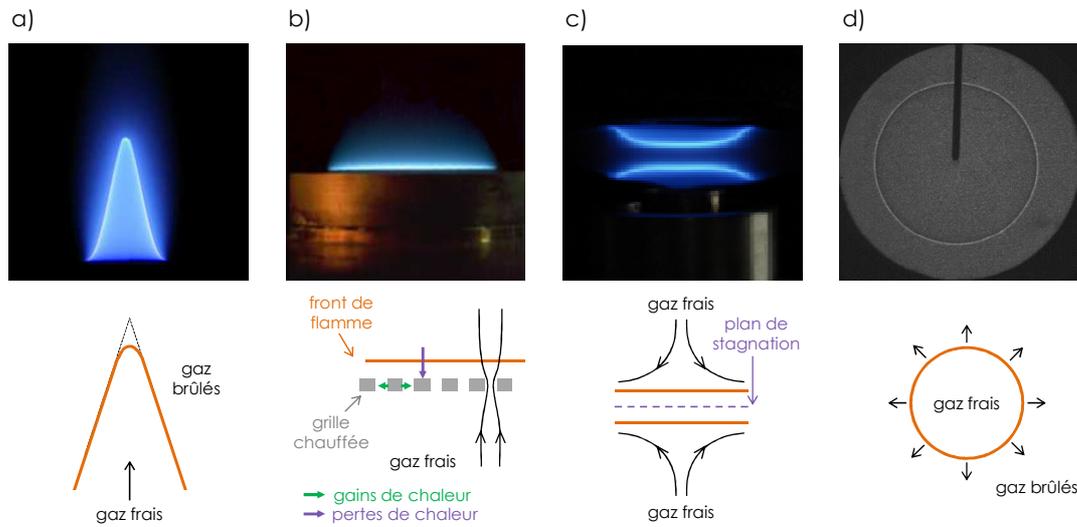


FIG. 1-3. Configurations de flammes laminaires : a) flamme conique, b) flamme plate, c) flamme à jets opposés, d) flamme sphérique

## 1.6. Vitesse de combustion d'une flamme sphérique en expansion

### 1.6.1. Vitesse de combustion laminaire étirée

Les techniques de diagnostics optiques telles que l'ombroscopie ou la tomographie laser par diffusion de Mie permettent de déterminer le rayon du front de flamme  $R_f$  correspondant respectivement au gradient maximal de température dans le front de flamme ou à l'isotherme associée à la température d'évaporation des particules d'ensemencement utilisées en tomographie. La position du rayon du front de flamme considéré est essentielle dans la détermination théorique de la vitesse de flamme laminaire. En pratique, la position du rayon  $R_f$  dans le front de flamme est à l'origine de l'hypothèse de flamme infiniment mince évoquée plus loin dans ce paragraphe.

La mesure expérimentale de l'évolution temporelle du rayon du front de flamme  $R_f$  permet de définir la vitesse de propagation étirée  $V_L$ , c'est-à-dire la vitesse de déplacement du front de flamme dans le référentiel du laboratoire :

$$V_L = \frac{dR_f}{dt} \quad (1-13)$$

Dans le cas d'une flamme sphérique en expansion, la seule vitesse pouvant être déterminée expérimentalement sans ambiguïté est la vitesse de propagation laminaire étirée  $V_L$ . En effet, la relation entre la vitesse de propagation laminaire  $V_L$  et la vitesse de combustion laminaire  $S_L$  n'est pas évidente et s'appuie sur de nombreuses hypothèses. On trouve couramment dans la littérature la relation suivante :

$$S_L(K) = \frac{\rho_b}{\rho_u} V_L(K) \quad (1-14)$$

où  $\rho_u$  et  $\rho_b$  sont respectivement les masses volumiques des gaz frais et des gaz brûlés. Cette relation approximée ne prend cependant pas en considération les phénomènes suivants :

- Pendant les premiers instants de la propagation de la flamme, l'énergie déposée à l'allumage modifie la température des gaz brûlés ainsi que la vitesse de combustion.
- Les effets de courbure et de diffusion influencent également l'évolution de la propagation de la flamme et la température des gaz brûlés. Dans l'équation (1-14), les effets de l'étirement sur la masse volumique  $\rho_b$  ne sont pas pris en compte.
- Pour les grands rayons, le confinement de la flamme dans une enceinte fermée influence  $\rho_b$  et  $\rho_u$  et donc modifie la vitesse de flamme  $S_L$ .

Ainsi, on préférera utiliser ici la démonstration décrite dans [19], permettant de relier la vitesse de consommation  $S_C$  à la vitesse de propagation  $V_L$ .

La vitesse de consommation des gaz frais  $S_C$  peut s'exprimer à partir du taux de réaction  $\dot{\omega}_k$  de l'espèce  $k$  (équation (1-5)). Dans le cas d'une flamme sphérique en expansion, elle s'écrit sous la forme :

$$S_C = \frac{1}{\rho_u(Y_k^b - Y_k^u)r^2} \int_0^{R_0} \dot{\omega}_k r^2 dr \quad (1-15)$$

où  $Y_k^u$  est la fraction massique de l'espèce  $k$  les gaz frais, et  $R_0$  est la limite du domaine d'intégration (en pratique,  $R_0$  correspond au rayon de l'enceinte de combustion).

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

$$\frac{\partial \rho Y_k}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho(u_i + V_{k,i})Y_k) = \dot{\omega}_k \quad (1-16)$$

où  $u_i$  et  $V_{k,i}$  sont 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 (1-16) dans le domaine de contrôle ( $0 \leq r \leq R_0$ ) donne :

$$\frac{dM_k}{dt} + 4\pi R_0^2 \rho_u Y_k(r = R_0)[u_r(r = R_0) + V_{k,r}(r = R_0)] = \int_0^{R_0} \dot{\omega}_k 4\pi r^2 dr \quad (1-17)$$

où  $M_k$  est la masse totale de l'espèce  $k$  dans le domaine :  $M_k = \int_V \rho Y_k dV$ . Le second terme à gauche de l'égalité (1-17) représente le flux de l'espèce  $k$  sortant du domaine au rayon  $r = R_0$ . En utilisant la définition (1-15) de la vitesse de combustion laminaire, l'équation (1-17) devient :

$$\frac{dM_k}{dt} + 4\pi R_0^2 \rho_u Y_k(r = R_0)[u_r(r = R_0) + V_{k,r}(r = R_0)] = S_C 4\pi r^2 \rho_u [Y_k^b - Y_k^u] \quad (1-18)$$

Dans une configuration où la flamme se propage dans un espace fini (dans une enceinte de combustion par exemple), la vitesse de diffusion de l'espèce  $k$ ,  $V_{k,r}$ , et la vitesse des gaz  $u_r$  sont nulles lorsque  $r = R_0$ .

La relation (1-13) est valable avec  $k$  étant un réactif ou un produit de la combustion. On considère le cas où  $k$  est un produit. On définit alors un rayon moyen  $r_p$  correspondant à une sphère contenant la masse  $M_p$  de produits formés :

$$r_p^3 = \frac{M_p}{\frac{4\pi}{3} \bar{\rho}_b Y_p^b} \quad (1-19)$$

où  $Y_p^b$  est la fraction massique d'un produit de la réaction dans l'ensemble des gaz brûlés et  $\bar{\rho}_b$  est la masse volumique des gaz brûlés moyenné spatialement entre  $r = 0$  et  $r = r_p$ .

Les équations (1-18) et (1-19) donnent alors :

$$S_c = \frac{\bar{\rho}_b}{\rho_u} \frac{dr_p}{dt} + \frac{r_p}{3\rho_u} \frac{d\bar{\rho}_b}{dt} \quad (1-20)$$

Il est important de remarquer que la *définition* (1-20) de la vitesse de consommation ne suppose pas que la flamme est infiniment mince. En pratique, la détermination de la vitesse de consommation  $S_c$  à partir de la *relation* (1-20) nécessite néanmoins d'émettre quelques hypothèses sur  $\bar{\rho}_b$  et  $\rho_u$ . En effet, on suppose que les masses volumiques sont homogènes dans l'espace et ne varient pas au cours du temps. Ainsi, il est généralement admis que la masse volumique des gaz frais  $\rho_u$  reste égale à sa valeur initiale, en négligeant les effets de confinement, c'est-à-dire en supposant que l'enceinte est suffisamment grande. La masse volumique moyenne  $\bar{\rho}_b$  est obtenue en admettant que sa valeur ne varie pas entre  $r = 0$  et  $r = r_p$ , et est assimilée à la masse volumique des gaz brûlés à l'équilibre  $\rho_b^{\text{éq}}$ . Il est important de noter que cette approximation est moins bien vérifiée à basse pression par exemple, c'est-à-dire lorsque l'épaisseur de flamme est relativement grande. La masse volumique moyenne  $\bar{\rho}_b$  peut aussi être considérée comme constante au cours du temps sous l'hypothèse d'une combustion isobare. Dans ces conditions, l'équation (1-20) devient alors :

$$S_c = \frac{\rho_b^{\text{éq}}}{\rho_u(t=0)} \frac{dr_p}{dt} \quad (1-21)$$

Expérimentalement, le rayon de la flamme détecté  $R_f$  ne correspond pas exactement à  $r_p$  à cause de la technique optique utilisée (l'isotherme correspondant au front de flamme observé dépend du diagnostic optique mis en place). Cependant, l'épaisseur de flamme laminaire est très fine et diminue au cours de la propagation de la flamme, et il est alors impossible de distinguer les rayons  $r_p$  et  $R_f$ . Ainsi, dans la suite de cette étude, on fera l'hypothèse d'une flamme infiniment mince et on admettra que  $r_p \approx R_f$ .

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

Afin d'obtenir une vitesse de flamme non-étirée (c'est-à-dire indépendante de la configuration expérimentale) et ainsi, caractéristique d'un mélange réactif, il est nécessaire de corriger la vitesse de propagation étirée obtenue expérimentalement. L'effet de l'étirement sur la propagation des flammes laminaires de prémélange a été étudié dans différents travaux théoriques et numériques [39, 48, 141, 142].

Dans le cas d'une flamme sphérique en expansion, l'étirement total  $K$  que subit la flamme à chaque instant  $t$  s'écrit, d'après l'équation (1-7) :

$$K = \frac{2}{R_f} \frac{dR_f}{dt} \quad (1-22)$$

Bradley et al. [26] expriment les étirements  $K_s$  et  $K_c$  à partir des *relations* (1-11) et (1-12) proposées par Candel and Poinso [39], dans le cas d'une flamme laminaire sphérique :

$$K_s = \frac{2}{R_f} u_g \quad (1-23)$$

et

$$K_c = \frac{2}{R_f} S_L \quad (1-24)$$

On retrouve, en utilisant la *relation* (1-3) entre les vitesses  $S_L$ ,  $u_g$  et  $V_L$ , l'*expression* (1-22) écrite sous la forme :

$$K = \frac{2}{R_f} V_L \quad (1-25)$$

L'existence d'une relation entre la vitesse de propagation laminaire locale et la courbure locale du front de flamme a été suggérée la première fois par Markstein [137]. Les travaux théoriques ultérieurs de Clavin [49, 50] et Matalon [142], sur des flammes laminaires en expansion sphérique, ont confirmé l'existence d'une telle relation et ont conduit à la formulation linéaire suivante :

$$V_L = V_L^0 - L_b K \quad (1-26)$$

où  $V_L^0$  est la vitesse de propagation non-étirée définie pour une flamme plane,  $L_b$  est la longueur de Markstein côté gaz brûlés, paramètre qui dépend des propriétés physico-chimiques du mélange réactif.

Cette relation s'appuie sur différentes hypothèses, et suppose notamment que la flamme est faiblement étirée, donc que le rapport  $V_L/V_L^0$  est proche de l'unité. Les limites de cette formulation linéaire ont été soulignées par Kelley [100] et Halter [84]. Il est maintenant admis que la relation non-linéaire suivante (*cf. équation (1-27) et figure 1-4*) doit être utilisée pour extrapoler la vitesse de propagation laminaire à étirement nul [100]. En effet, la relation linéaire (*équation (1-26)*) induit une surestimation de la longueur de Markstein et une erreur relative sur la détermination de la vitesse pouvant atteindre 10 %, dans le cas de mélanges réactifs isooctane/air pauvres ou méthane/air riches [84].

$$\left(\frac{V_L}{V_L^0}\right)^2 \ln\left(\frac{V_L}{V_L^0}\right) = -\frac{L_b K}{V_L^0} \quad (1-27)$$

La mesure expérimentale de l'évolution temporelle du rayon du front de flamme  $R_f$  permet de déterminer la vitesse de propagation laminaire étirée  $V_L$  (*équation (1-13)*) et l'étirement subi par la flamme à chaque instant (*équation (1-22)*). La vitesse de propagation laminaire non-étirée  $V_L^0$  est alors estimée par extrapolation non-linéaire en utilisant la *relation* (1-27).

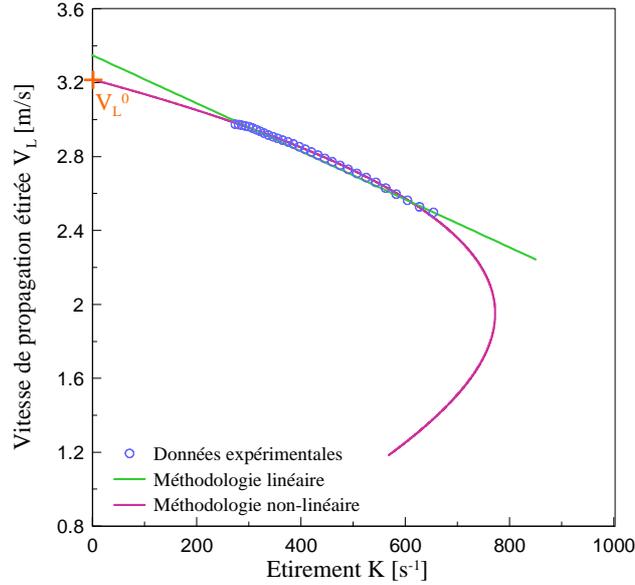


FIG. 1-4. Evolution de la vitesse de propagation laminaire en fonction de l'étirement dans le cas d'une flamme de prémélange isooctane/air à la stœchiométrie et dans les conditions initiales  $P_i = 1 \text{ bar}$  et  $T_i = 423 \text{ K}$

Dans le cas d'une flamme non-étirée, la vitesse de combustion laminaire  $S_L^0$  est égale à la vitesse de consommation des gaz frais [161]. D'après l'équation (1-21), à pression constante et dans l'hypothèse d'un front infiniment mince, on peut alors écrire :

$$S_L^0 = \frac{\rho_b^{\acute{e}q}}{\rho_u} V_L^0 \quad (1-28)$$

où  $\rho_b^{\acute{e}q}$  est la masse volumique des gaz brûlés supposée uniforme et à l'équilibre. Le rapport  $\rho_u/\rho_b^{\acute{e}q}$  correspond au facteur d'expansion thermique.

## 1.7. Instabilités du front de flamme

Les instabilités de combustion sont nombreuses et proviennent de l'interaction de deux ou plusieurs phénomènes physiques. Certaines font intervenir les propriétés du système (instabilités dues aux forces de gravité par exemple), d'autres sont intrinsèques aux mécanismes de propagation du front de flamme (instabilités hydrodynamiques et thermo-diffusives). L'ensemble de ces instabilités modifie à la fois l'équilibre local des paramètres thermodynamiques et les concentrations locales des espèces, et provoque la déformation du front de flamme.

### 1.7.1. Instabilités dues aux forces de gravité

Les instabilités dues aux forces de gravité sont indépendantes du plissement du front de flamme. Dans le cas d'une interface mince horizontale séparant un fluide de masse volumique élevée (en haut) d'un fluide de masse volumique plus faible (en bas), des instabilités apparaissent en raison du champ de pesanteur dirigé vers le bas. La flamme de

prémélange est donc stable si elle se propage vers le bas (gaz frais, plus lourds, en bas et gaz brûlés, plus légers, en haut) et instable dans le cas contraire.

Ces instabilités apparaissent pour les mélanges caractérisés par une vitesse fondamentale de combustion particulièrement faible et seront négligées dans le cadre de cette étude.

### 1.7.2. Instabilités hydrodynamiques

Les effets hydrodynamiques affectant un front de flamme laminaire ont été identifiés par Darrieus [56] et Landau [114] en négligeant les effets diffusifs. Les instabilités de Darrieus-Landau sont purement hydrodynamiques, la modification de la structure interne du front de flamme infiniment mince est négligée.

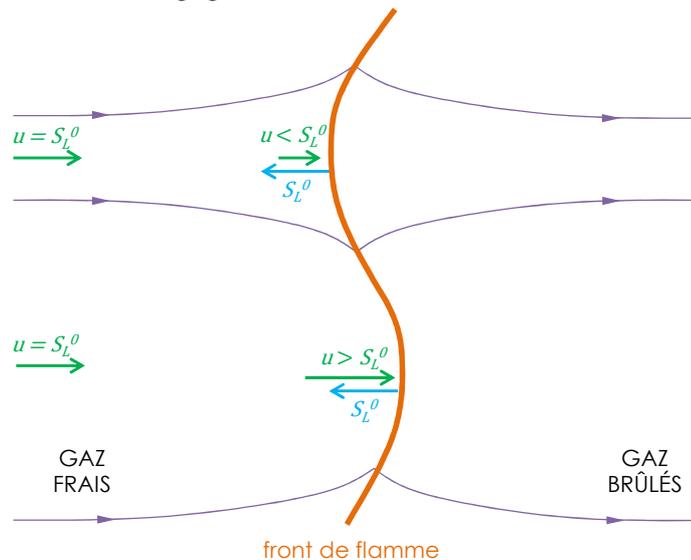


FIG. 1-5. Schématisation du mécanisme des instabilités de Darrieus-Landau

Un front de flamme infiniment mince, initialement plan, subissant une perturbation de petite amplitude à un instant donné, présente des plissements caractérisés par leurs courbures (par convention, la courbure est négative au niveau d'un front de flamme concave vis-à-vis des gaz frais, et positive dans les zones convexes). Des instabilités de combustion peuvent apparaître à cause de la déflexion des lignes de courant au niveau du front de flamme. En effet, un écoulement réactif est caractérisé par une variation brusque de la masse volumique entre les gaz frais et les gaz brûlés. À l'approche d'une zone convexe, les lignes de courant divergent afin d'assurer la conservation de la masse et la vitesse des gaz frais  $u$  diminue localement. Au contraire, à l'approche d'une zone concave, les lignes de courant convergent et la vitesse de l'écoulement  $u$  augmente, alors que la vitesse de combustion laminaire non-étirée  $S_L^0$  reste inchangée (cf. figure 1-5). Ainsi, les plissements créés par une perturbation s'accroissent continuellement ; le front de flamme est donc intrinsèquement instable.

Ces instabilités deviennent de plus en plus importantes lorsque l'épaisseur de flamme laminaire diminue (c'est-à-dire lorsque le gradient de masse volumique augmente), ce qui est le cas lorsque la pression devient élevée. Comme il sera observé au cours de cette étude (cf. figure 2-14 du chapitre 2), ces instabilités se traduisent par le développement de larges cellules au niveau du front de flamme. Dans le cas d'une flamme sphérique à haute pression,

ces instabilités vont se développer de plus en plus tôt au cours de la propagation de la flamme et vont limiter la gamme temporelle pendant laquelle la flamme reste laminaire.

### 1.7.3. Instabilités thermo-diffusives

Ces instabilités locales du front de flamme, également appelées instabilités de Rayleigh-Taylor, sont inhérentes aux mécanismes de combustion. Lors de la propagation de la flamme, le comportement du front de flamme est gouverné par le développement de flux diffusifs de masse et de chaleur, dans une direction tangente au front de flamme (*figure 1-6*). Les instabilités thermo-diffusives sont dues à la compétition entre la diffusion moléculaire (flux de masse) et la diffusion thermique (flux de chaleur), et peuvent stabiliser la flamme ou, au contraire, favoriser le développement de structures en forme de cellules.

Ces deux effets se traduisent par des valeurs caractéristiques du nombre de Lewis  $Le$ , c'est-à-dire du rapport entre la diffusivité thermique  $D_{th}$  et la diffusivité moléculaire  $D_m$  du réactif limitant.

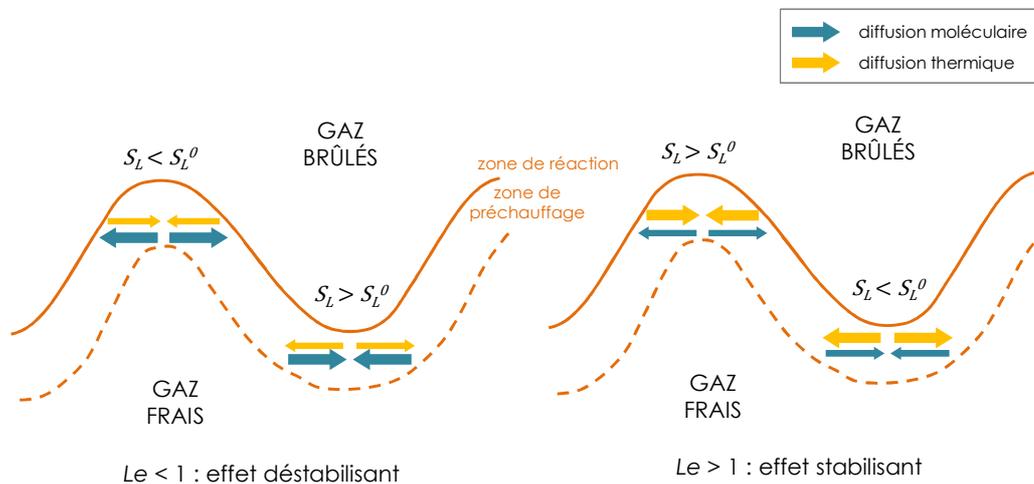


FIG. 1-6. Instabilités thermo-diffusives d'un front de flamme laminaire

- $Le < 1$  : La diffusivité moléculaire est plus grande que la diffusivité thermique. On observe alors, dans les zones du front de flamme à courbure négative, un appauvrissement en réactifs dû à une diffusion moléculaire importante, ce qui se traduit par une diminution de la vitesse de flamme. Dans le cas d'une courbure positive, l'apport d'espèces réactives entraîne une augmentation de la vitesse de combustion. Ces effets thermo-diffusifs sont alors déstabilisants car les plissements s'accroissent.
- $Le > 1$  : La diffusion de chaleur est importante par rapport à la diffusion de masse. On observe une augmentation de la température des gaz frais dans les zones concaves et une diminution dans les zones convexes. Cela implique une augmentation de la vitesse de flamme dans les zones concaves et une diminution dans les zones convexes. Les plissements sont globalement lissés, les effets thermo-diffusifs sont donc stabilisants.

L'évolution du nombre de Lewis, en fonction de la richesse, d'un mélange iso-octane/air dans les conditions de pression et de température  $P_i = 1 \text{ bar}$  et  $T_i = 423 \text{ K}$  est représentée à la *figure 1-7*. Les nombres de Lewis  $Le_D$  et  $Le_E$  sont déterminés en considérant respectivement le réactif limitant ou le réactif en excès. Afin d'éviter une discontinuité dans la définition du

nombre de Lewis à la stœchiométrie, on utilisera dans la suite de cette étude l'approche de Bechtold and Matalon [15]. Celle-ci permet de définir un nombre de Lewis « effectif »,  $Le_{eff}$ , correspondant à une moyenne pondérée des nombres  $Le_D$  et  $Le_E$ . L'expression du nombre de Lewis  $Le_{eff}$  est explicitée dans l'annexe A.

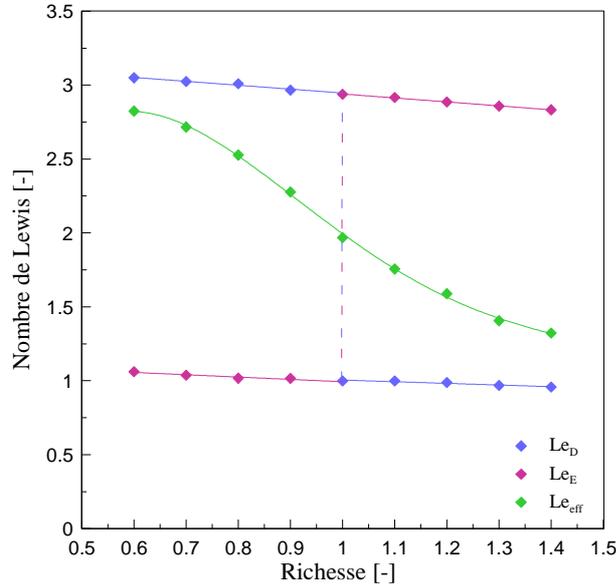


FIG. 1-7. Evolution du nombre de Lewis du réactif limitant  $Le_D$ , du réactif en excès  $Le_E$  et nombre de Lewis effectif  $Le_{eff}$  pour les mélanges isooctane/air à  $P_i = 1$  bar et  $T_i = 423$  K

En pratique, les instabilités thermo-diffusives sont observées à partir d'un nombre de Lewis critique pouvant être différent de 1 [49]. D'après [134], les instabilités thermo-diffusives se traduisent par des cellules de petite taille sur le front de flamme et peuvent être combinées aux instabilités de Darrius-Landau induisant une cellularité à grande échelle (cf. figure 2-14). Comme il sera évoqué dans le chapitre 2, ces instabilités vont réduire la plage de richesse dans laquelle la flamme est parfaitement laminaire.

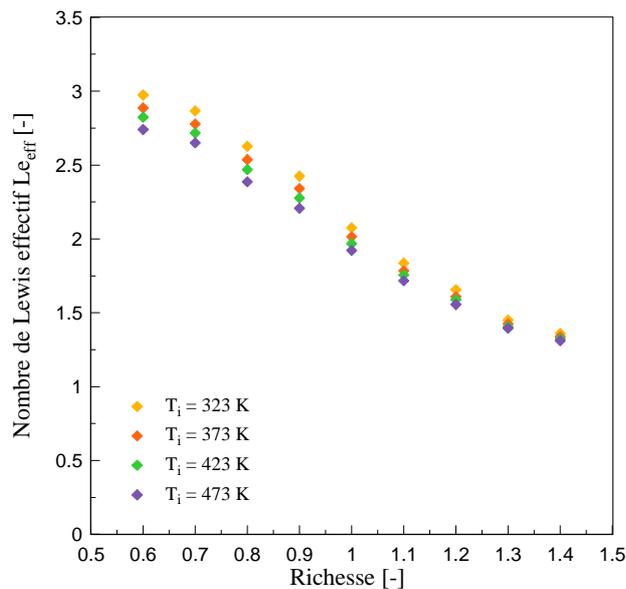


FIG. 1-8. Influence de la température sur le nombre de Lewis effectif  $Le_{eff}$  d'un mélange isooctane/air ( $P_i = 1$  bar)

Les effets de la pression et de la température sur le nombre de Lewis sont décrits ci-dessous :

- D'après les relations décrites dans l'*annexe A*, le nombre de Lewis est proportionnel à la conductivité thermique du mélange  $\lambda$  et à la diffusivité moléculaire  $D_j$  de l'espèce  $j$ , et est inversement proportionnel à la masse volumique du mélange réactif  $\rho_u$ . Etant donné que  $\lambda$  est indépendant de la pression [99],  $D_j$  est inversement proportionnel à la pression [99] et que  $\rho_u$  est proportionnelle à la pression (loi des gaz parfaits), le nombre de Lewis est indépendant de la pression.
- L'influence de la température sur le nombre de Lewis est représentée sur la *figure 1-8* et montre que le nombre de Lewis diminue légèrement lorsque la température augmente. Par ailleurs, l'influence de la température est de plus en plus faible quand la richesse augmente.

En conclusion, les instabilités hydrodynamiques se développent principalement à haute pression, tandis que les instabilités thermo-diffusives concernent essentiellement les prémélanges riches. Ces deux effets seront combinés dans le cas de l'étude de prémélanges riches à haute pression et vont limiter la gamme temporelle pendant laquelle la flamme pourra être considérée laminaire. Les prémélanges étudiés au cours de cette étude présentent des vitesses de combustion importantes et ne seront donc pas affectés par des instabilités dues aux forces de gravité.

## DISPOSITIF EXPERIMENTAL POUR L'ETUDE LAMINAIRE

Ce chapitre a pour objectif de présenter le dispositif expérimental utilisé afin de déterminer les vitesses de combustion laminaire non-étirées  $S_L^0$  et les longueurs de Markstein du côté gaz brûlés  $L_b$ , d'un prémélange iso-octane/air. Les limitations inhérentes au dispositif expérimental et aux hypothèses utilisées dans la méthodologie non-linéaire (cf. chapitre 1, §1.6) sont également étudiées et permettent de définir la gamme de rayons du front de flamme exploitable. Les conditions expérimentales investiguées sont présentées à la fin du chapitre.

### 2.1. Description du dispositif expérimental

#### 2.1.1. Caractéristiques de l'enceinte de combustion

La combustion laminaire de prémélange est étudiée dans une chambre de combustion sphérique en acier inoxydable et de volume intérieur 4.2 L (diamètre interne 200 mm), représentée sur la *figure 2-1*. Une résistance filaire chauffante située sur la surface extérieure de la sphère (en orange sur la *figure 2-1*) permet de porter les gaz initialement admis à une température maximale de 473 K. Cette température limite est liée à la température maximale de résistance des joints Viton®. La pression initiale des gaz frais à l'intérieur de l'enceinte est limitée à 10 bar.



FIG. 2-1. Schématisation de l'enceinte sphérique de combustion laminaire

Une photographie de l'ensemble du dispositif expérimental est présentée *figure 2-2*. L'installation est équipée d'une pompe à vide permettant d'atteindre dans l'enceinte une pression résiduelle inférieure à 0.003 bar avant l'introduction des gaz. A l'intérieur de l'enceinte, un agitateur tourne dès le début de la phase d'admission pour homogénéiser le

mélange réactif. De plus, les différents gaz sont introduits simultanément dans la chambre afin de garantir la meilleure homogénéité possible. La température de vaporisation de l'isooctane est de  $372\text{ K}$  à pression atmosphérique ; pour s'assurer de la vaporisation du carburant liquide, la vanne d'admission du mélange carburant/comburant est également chauffée à  $473\text{ K}$ . A la fin de l'admission, l'agitateur est arrêté et le prémélange est laissé au repos pendant 5 secondes avant l'inflammation, afin d'éviter toute perturbation turbulente lors de la propagation de la flamme.

L'inflammation du prémélange est réalisée au centre de la chambre par une décharge électrique entre deux électrodes en tungstène (diamètre  $1.5\text{ mm}$ , espacement inter-électrodes de l'ordre du millimètre), à l'aide d'un module de puissance conventionnel d'allumage automobile. Un espacement inter-électrodes plus grand permettrait d'accroître le volume d'allumage et assurerait ainsi une meilleure efficacité de l'allumage des mélanges pauvres. Cependant, la tension appliquée aux bornes des électrodes étant limitée, les électrodes doivent être assez rapprochées afin de créer et de maintenir l'arc électrique. Avec ce dispositif, une énergie de décharge maximale de  $95\text{ mJ}$  peut être fournie entre les deux électrodes. L'influence de l'énergie déposée à l'allumage sur la propagation de la flamme est étudiée au *paragraphe 2.3.1* de ce chapitre.

Cette installation est équipée de quatre hublots de section circulaire en quartz (épaisseur  $60\text{ mm}$ , diamètre  $70\text{ mm}$ ) permettant la mise en place de diagnostics optiques.

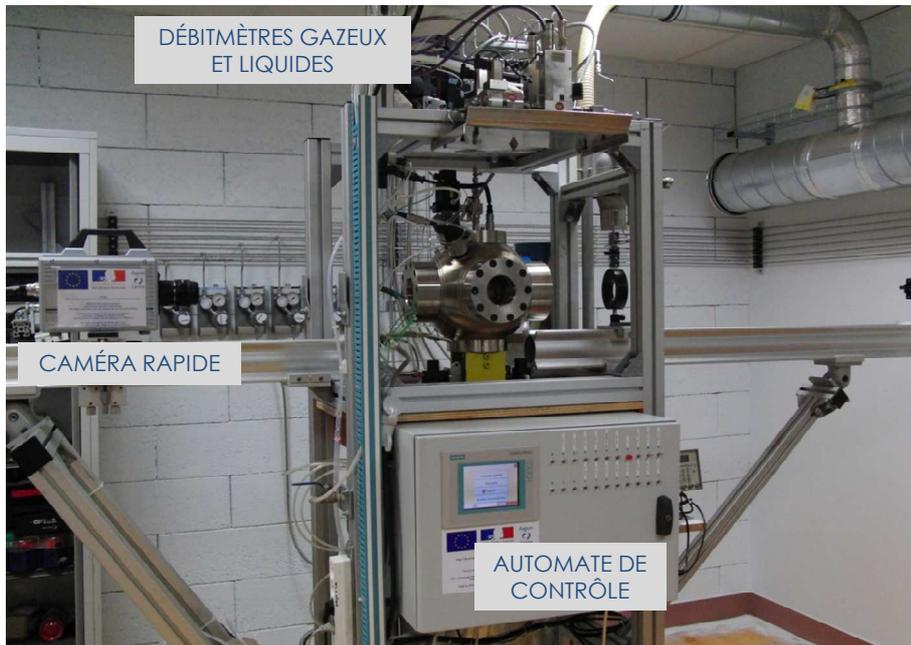


FIG. 2-2. Dispositif expérimental pour l'étude de la propagation de flammes laminaires de prémélange

### 2.1.2. Préparation du mélange

Les systèmes d'injection, de préparation de mélange et de contrôle de débits sont gérés par des régulateurs numériques de débit massique, associés à des débitmètres massiques thermiques Brooks 5850S (gamme de débit maximal  $2NL/min$  pour l'air,  $0.5NL/min$  pour le diazote) et à un débitmètre liquide Bronkhorst mini CORI-FLOW<sup>®</sup>  $30g/h$  pour l'injection de l'isooctane. L'injection de l'air passe en sortie du débitmètre liquide afin de s'assurer de l'entraînement total de la quantité de carburant dans la chambre de combustion. L'air utilisé est de l'air synthétique de composition 79.5 %  $N_2$  et 20.5 %  $O_2$  en volume. Afin de s'affranchir d'un biais lié à l'écart éventuel entre les quantités d'air et de carburant réellement injectées par rapport aux valeurs de consignes, la richesse effective du mélange est recalculée à partir des quantités d'air et de carburant mesurées injectées dans l'enceinte. Les précisions relatives des débitmètres gazeux ( $\pm 0.7\%$ ) et liquide ( $\pm 0.2\%$ ) induisent toutefois une erreur sur la richesse recalculée d'environ 0.5 %.

Un capteur de pression piézo-électrique et un thermocouple de type K sont utilisés pour contrôler les valeurs de pression et température initiales dans l'enceinte avant l'allumage. La déviation maximale entre la pression initiale effective et la pression requise est de l'ordre de 1 %. Les fluctuations de température du prémélange dans l'enceinte sont comprises dans l'intervalle  $\pm 2 K$  autour de la température de consigne.

## 2.2. Visualisation du front de flamme par ombroscopie

La propagation du front de flamme est visualisée à l'aide d'un système optique (source lumineuse + lentille + caméra rapide) permettant la mise en œuvre de la technique d'ombroscopie.

Cette méthode consiste à éclairer un objet ou un milieu transparent et à observer sur un écran l'ombre de cet objet ou de ce milieu. Si le milieu possède des variations d'indice de réfraction, on voit sur l'écran des variations locales d'éclairement. L'éclairement relatif sur l'ombre portée est proportionnel à la dérivée seconde des gradients transverses de l'indice de réfraction. L'ombroscopie est une technique voisine de la strioscopie (*ou Schlieren*) qui met en évidence la dérivée d'ordre 1 de l'indice de réfraction.

Dans le cadre de l'étude de la combustion, le principe de l'ombroscopie consiste à utiliser les variations spatiales de l'indice optique comme traceur de la dépendance spatiale du champ de température. En effet, la propagation du front de flamme dans les gaz frais initialement à température uniforme crée des gradients de température, qui induisent des gradients de densité et donc d'indice de réfraction (relation de Gladstone-Dayle, 1864). Les modulations de l'éclairement de l'écran permettent alors de visualiser la position du front de flamme : dans le cas d'une combustion laminaire et d'un front de flamme sphérique, celui-ci est situé à l'interface entre le cercle sombre et le cercle lumineux (*figure 2-3*).

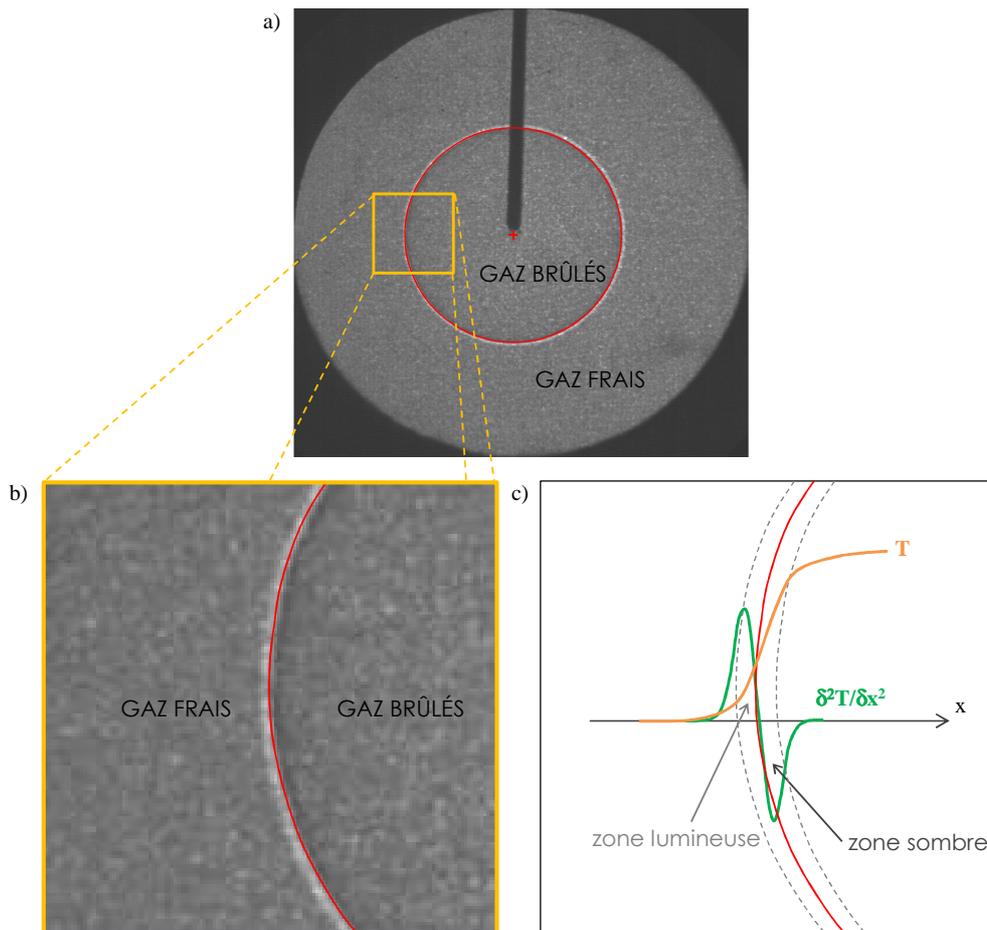


FIG. 2-3. Exemple d'image obtenue par ombroscopie (a), zoom sur une partie du front de flamme (b) et schématisation du profil de température (c)  
Le front de flamme est matérialisé par le contour rouge

La source lumineuse utilisée ici est une lampe LED (*Light-Emitting Diode*) haute performance (modèle DLR IL104G, HARDsoft®) permettant de délivrer un faisceau lumineux continu à la longueur d'onde  $528 \text{ nm}$  (bande passante :  $40 \text{ nm}$ ) et avec un flux lumineux de  $2100 \text{ lm}$ . Ce dispositif a un certain nombre d'avantages en comparaison à l'utilisation d'un faisceau laser. En effet, en plus de la durée de vie considérablement plus longue et de la facilité d'utilisation, les LED sont très stables en termes d'intensité et de distribution spatiale et fournissent une lumière incohérente sans phénomène d'interférences. Cette technologie est particulièrement adaptée pour la mise en œuvre de techniques de diagnostics optiques.

La lampe LED est équipée de l'objectif HSO-PL-360 permettant d'obtenir un faisceau lumineux de  $36 \text{ cm}$  de diamètre à une distance de  $1.0 \text{ m}$ . Un pinhole de diamètre  $3 \text{ mm}$ , placé au point focal image de l'objectif, permet de réduire la taille du faisceau lumineux. Ce pinhole est lui-même situé au point focal objet d'une lentille sphérique de  $1.0 \text{ m}$  de longueur focale. L'ensemble de ce dispositif (figure 2-4) permet d'obtenir un faisceau de lumière parallèle traversant l'enceinte de combustion.

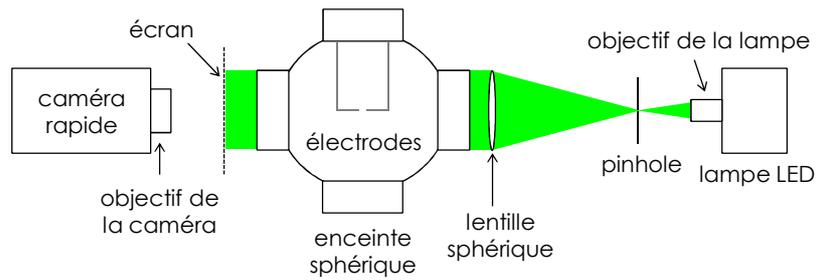


FIG. 2-4. Schématisation du dispositif d'ombroscopie

Les faisceaux lumineux déviés constituant l'image d'ombroscopie sont alors recueillis sur un écran faiblement opaque en papier calque et la propagation du front de flamme est enregistrée à l'aide d'une caméra rapide Photron Fastcam SA5 équipée d'un objectif Nikkor 50 mm. La caméra, synchronisée par rapport à la commande de l'allumage, est cadencée à 6000 images/seconde pour une résolution de  $512 \times 512 \text{ pixels}^2$  sur 12 bits (soit 4096 niveaux de gris).

La figure 2-5 montre un exemple de propagation de flamme à différents instants après l'allumage.

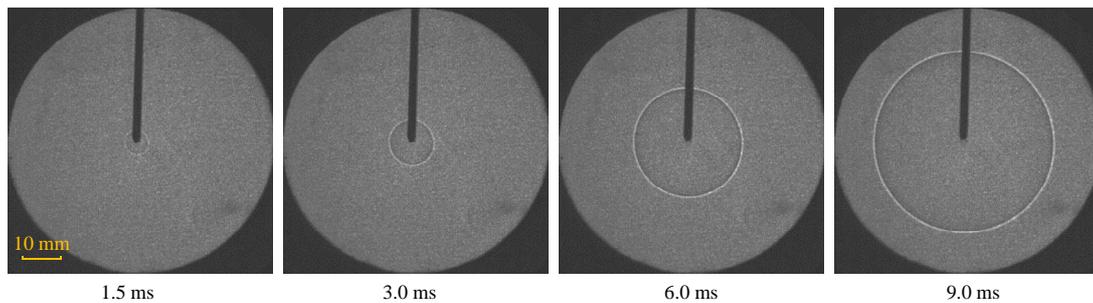


FIG. 2-5. Visualisation de la propagation du front de flamme dans le cas de la combustion de prémélange iso-octane/air à la stœchiométrie ( $P_i = 1.0 \text{ bar}$  et  $T_i = 423 \text{ K}$ )

L'évolution temporelle du rayon du front de flamme  $R_f$  est déterminée à partir de la détection du front de flamme sur chaque image instantanée, après soustraction de l'image de fond. L'estimation du centre et du rayon est basée sur la minimisation de la distance entre le cercle et le front de flamme lumineux.

## 2.3. Limitations expérimentales

Au cours de sa propagation, la flamme laminaire subit initialement l'influence de l'allumage par étincelle, puis l'influence du confinement dans l'enceinte fermée à volume constant. L'étude de ces effets permet de définir un rayon minimal  $R_{min}$  à partir duquel la propagation de la flamme n'est plus perturbée initialement par l'allumage, et un rayon maximal  $R_{max}$  en-dessous duquel l'hypothèse de combustion isobare est vérifiée. Ces rayons délimitent l'intervalle pouvant être utilisé lors de la détermination de la vitesse de combustion laminaire non-étirée  $S_L^0$  par visualisation du front de flamme en ombroscopie (cf. chapitre 1, §1.6).

### 2.3.1. Influence de l'allumage sur la propagation initiale de la flamme

On cherche ici à caractériser l'influence de l'allumage sur la propagation de la flamme et notamment à déterminer le rayon de flamme minimal à partir duquel la flamme s'auto-propage librement, sans influence des conditions d'allumage.

#### 2.3.1.1. Processus d'allumage

L'énergie nécessaire à l'initiation de la propagation de la flamme est apportée par un arc électrique créé entre deux électrodes par l'intermédiaire d'une bougie d'allumage conventionnelle d'un moteur automobile (ref. NGK PLZKBR7A-G). La haute tension entre les électrodes de la bougie est obtenue à partir d'un courant basse tension (12 V) et d'un transformateur à deux enroulements, appelé par abus de langage « bobine ». La modification du temps de charge de la bobine permet alors de modifier l'énergie délivrée lors de la décharge.

La création de l'arc électrique peut se décomposer en trois phases [135] décrites brièvement ci-après. Pour une description plus détaillée du processus d'allumage, on peut se référer aux travaux de Heywood [88].

- La phase de claquage (ou *breakdown*) est la première phase du processus. Elle requiert un champ électrique intense entre les deux électrodes. Celui-ci dépend du profil des électrodes, de leur éloignement et de la température et pression des gaz. Si le champ électrique appliqué est suffisamment intense, les électrons libres présents dans l'espace inter-électrodes vont accélérer et ioniser les molécules de gaz par collision, créant ainsi des ions et de nouveaux électrons libres. L'effet « avalanche » conduit au passage du courant dans le milieu qui devient ainsi conducteur, l'intensité du courant augmente exponentiellement et la tension chute en quelques nanosecondes. La température des gaz présents dans l'espace inter-électrodes peut atteindre 60 000 K [88], provoquant la dissociation des espèces présentes et la formation des précurseurs des réactions chimiques.
- La phase d'arc correspond à l'expansion du canal ionisé et à l'établissement d'un plasma entre les électrodes par conduction de chaleur et diffusion de masse. Cette phase dure généralement quelques microsecondes.
- La phase d'incandescence (ou *glow*) est très lumineuse et dure relativement longtemps (plusieurs millisecondes). Elle correspond à la décroissance exponentielle du courant.

L'énergie apportée réellement au volume du noyau de gaz est complexe à mesurer expérimentalement. En effet, les pertes énergétiques au cours du processus d'allumage sont importantes du fait de la chute de tension aux électrodes, mais également à cause des pertes occasionnées par le plasma (conduction thermique vers les électrodes et transferts radiatifs). Ainsi seule une partie de l'énergie électrique fournie aux électrodes est réellement transmise au volume du noyau de gaz. L'estimation de ces pertes, reste un point difficile à évaluer. Grâce à des visualisations par caméra rapide d'un dépôt d'énergie dans un mélange méthane/air, Eisazadeh-Far et al. [68] ont montré que seulement 10 à 25 % de l'énergie de décharge serait convertie en énergie thermique apportée au volume d'allumage. En effet, 20 à 60 % de l'énergie de décharge serait dissipée par rayonnement, et 25 à 30 % par conduction au niveau des électrodes.

### 2.3.1.2. Mesure de l'énergie de décharge au secondaire de la bobine

L'énergie de décharge délivrée au secondaire de la bobine est déterminée à partir des mesures temporelles de tension  $U$  et d'intensité  $I$  du courant (cf. *figure 2-6*), en gardant en mémoire que cette énergie correspond seulement à une fraction de l'énergie thermique réellement apportée au volume du noyau de gaz. Toutefois, ces mesures permettent d'étudier de manière qualitative l'influence de l'énergie apportée initialement sur la propagation de la flamme.

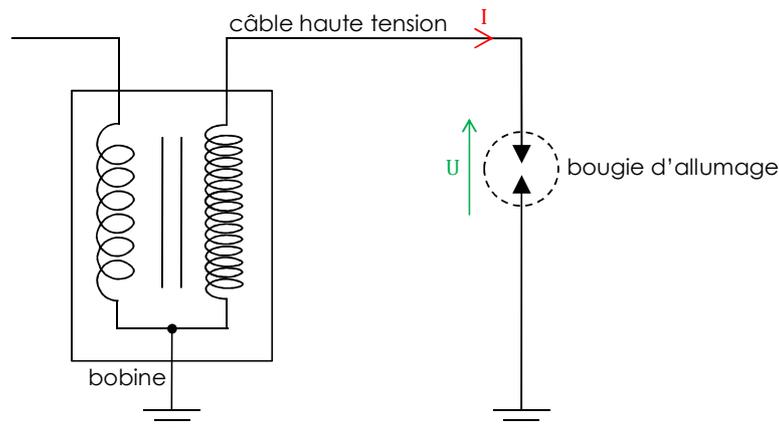


FIG. 2-6. Schématisation des mesures de tension et d'intensité

Les mesures de tension sont réalisées avec une sonde haute tension Tektronix P6015A, et les mesures d'intensité via une sonde de courant Stangenes 0.5-0.1W, transformant le courant en tension (rapport de 0.1 V/A). Les signaux temporels sont acquis à l'aide d'une carte d'acquisition GageScope® CS82G, caractérisée par une fréquence d'acquisition de 3.91 MHz et une résolution de 16 bits.

La *figure 2-7* présente un exemple de signaux temporels de tension et d'intensité, obtenus dans un mélange iso-octane/air à la stœchiométrie, aux conditions thermodynamiques  $P_i = 1 \text{ bar}$  et  $T_i = 423 \text{ K}$  et pour un temps de charge de bobine  $\tau_b = 1 \text{ ms}$ . Le temps  $t = 0 \text{ ms}$  est associé à la fin de la charge de la bobine. À  $t = 0 \text{ ms}$ , les pics de tension et d'intensité correspondent à la phase de « breakdown », précédant la phase de « glow » caractérisée par la décroissance du courant. La phase d'arc dure seulement quelques

microsecondes et n'est pas identifiable sur cette figure. Durant la phase de « glow », la valeur de la tension n'est pas liée à la valeur du courant et dépend du milieu gazeux et du matériau constituant les électrodes [68]. Les oscillations sur le signal de tension en fin de phase de « glow » indiquent la fin de la décharge électrique dans le gaz [157].

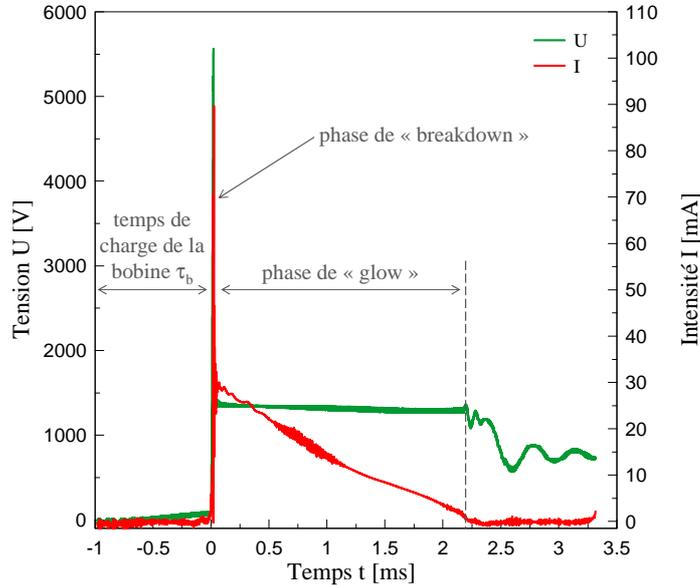


FIG. 2-7. Exemple de signaux temporels de tension  $U$  et intensité  $I$

La puissance instantanée  $\Pi$  est calculée en multipliant les signaux de courant  $I$  et de tension  $U$  :

$$\Pi = U \times I \quad (2-1)$$

L'énergie électrique  $E_D$  délivrée pendant la phase de décharge est ensuite déterminée en intégrant temporellement la puissance instantanée sur la durée de la phase de décharge  $D$  (« breakdown » + « glow ») :

$$E_D = \int^D U \times I dt \quad (2-2)$$

La figure 2-8 montre l'évolution de la puissance instantanée et de l'énergie cumulée associée, dans le cas de l'exemple présenté à la figure 2-7. Pour un temps de charge de bobine  $\tau_b = 1 \text{ ms}$ , l'énergie de décharge  $E_D$  mesurée au secondaire de la bobine est donc égale à  $42 \text{ mJ}$ .

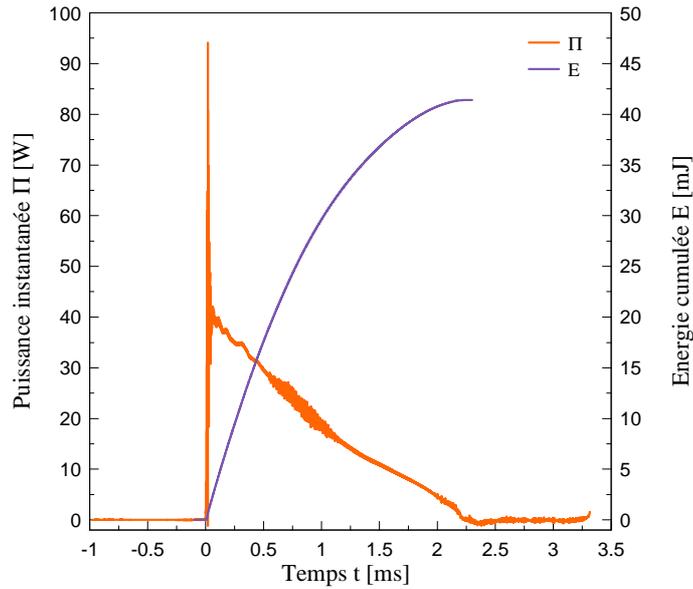


FIG. 2-8. Evolution de la puissance instantanée et de l'énergie cumulée pendant la phase de décharge

Différents temps de charge de la bobine sont étudiés, de 0.25 à 5.0 ms. L'augmentation du temps de charge de la bobine permet de délivrer une énergie plus grande au secondaire de la bobine (figure 2-9), et donc de déposer une énergie plus importante au volume du noyau de gaz.

L'augmentation du temps de charge de la bobine (jusqu'à la limite  $\tau_b = 3$  ms, intrinsèque au système d'allumage) permettra d'initier la combustion des mélanges réactifs les plus pauvres, difficilement inflammables. Les valeurs d'énergie de décharge reportées sur la figure 2-9 correspondent à la moyenne de trois mesures identiques. Les barres d'erreurs indiquent la dispersion de ces mesures.

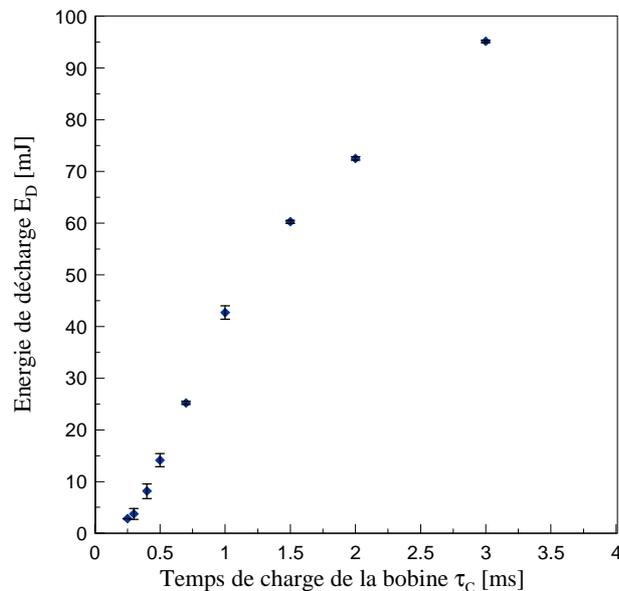


FIG. 2-9. Energie de décharge  $E_D$  en fonction du temps de charge de la bobine  $\tau_c$

### 2.3.1.3. Influence de l'énergie d'allumage sur la vitesse de propagation laminaire

Les mesures d'énergie de décharge précédentes ont été réalisées simultanément aux mesures de vitesse de propagation laminaire iso-octane-air pour les conditions de pression et température initiales  $P_i = 1 \text{ bar}$  et  $T_i = 423 \text{ K}$ , et à la stœchiométrie. La *figure 2-10* représente l'évolution de la vitesse de propagation laminaire étirée  $V_L$  en fonction du rayon du front de flamme  $R_f$ , pour différentes énergies de décharge.

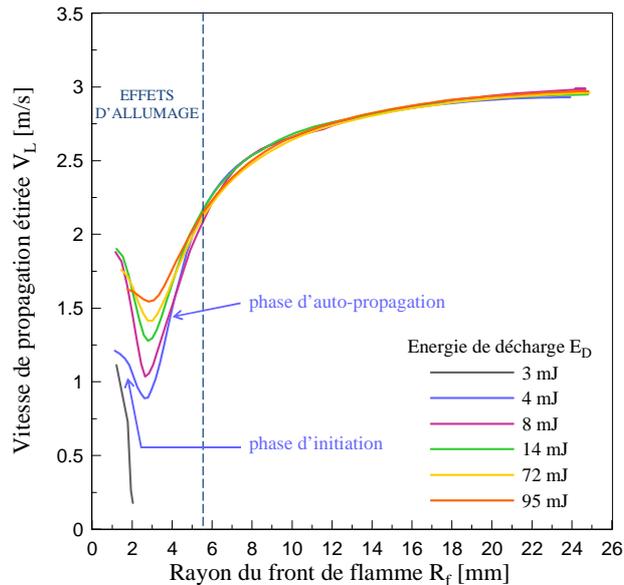


FIG. 2-10. Evolution de la vitesse de propagation étirée  $V_L$  en fonction du rayon du front de flamme  $R_f$

Pour une énergie de décharge minimale de  $4 \text{ mJ}$ , la combustion du mélange iso-octane/air est initiée et une flamme se propage de manière auto-entretenu. Pour les énergies de décharge supérieures à  $4 \text{ mJ}$ , la vitesse de propagation de la flamme est initialement trop élevée et diminue vers une valeur plus stable, puis ré-augmente au cours de la propagation de la flamme. Pour des énergies de décharge plus faibles, la combustion est initiée, mais la vitesse de propagation initiale diminue jusqu'à ce que la flamme soit « soufflée ». En effet, afin d'assurer l'inflammation du mélange iso-octane/air dans la chambre de combustion, la décharge électrique de la bougie doit répondre à deux critères principaux :

- La quantité d'énergie déposée dans le milieu doit être suffisante pour initier la combustion, c'est-à-dire que l'arc électrique doit produire une hausse de température suffisante de façon à atteindre, dans le volume d'allumage, la température d'initiation de la réaction.
- Une fois la réaction amorcée, l'allumage n'est pas nécessairement réussi. Si les pertes de chaleur par conduction à travers la surface du noyau de flamme sont trop importantes, les espèces dissociées se recombinent plus vite qu'elles ne sont générées par la réaction exothermique dans le noyau. La flamme s'éteindra alors après avoir consommé une petite quantité de combustible, comme on peut le voir sur la *figure 2-10* dans le cas où  $E_D = 3 \text{ mJ}$ . La poche de gaz chaud doit donc être suffisamment grande afin que la chaleur dégagée par les réactions chimiques dans le mélange vienne

compenser les pertes thermiques, et ainsi permettre une propagation autonome de la flamme. Il existe donc une énergie seuil en dessous de laquelle l'allumage ne sera pas réussi.

Par ailleurs, dans les premiers instants suivant l'allumage, les valeurs de l'éirement sont importantes (petit rayon de courbure) et peuvent également causer l'extinction de la flamme [30].

#### 2.3.1.4. Estimation du rayon $R_{min}$

D'après la *figure 2-10*, à partir d'un rayon compris entre 5 et 6 mm, les courbes  $V_L = f(R_f)$  semblent superposées quelque soit l'énergie de décharge. Cela signifie que la vitesse de propagation étirée  $V_L$  ne dépend plus de la quantité d'énergie déposée initialement. Cette observation est confirmée par l'évolution temporelle du rayon du front de flamme (*figure 2-11*) : les courbes  $R_f = f(t)$  présentent des pentes identiques à partir d'un rayon de front de flamme de 5 ou 6 mm environ. Ainsi, pour déterminer la vitesse de propagation non-étirée  $V_L^0$  et pour s'affranchir des effets liés au dépôt d'énergie initial, seule l'évolution temporelle du rayon  $R_f$  à partir d'un rayon minimal  $R_{min}$  sera utilisée. D'après les graphes présentés aux *figures 2-10* et *2-11* et en majorant le rayon minimal observé d'une marge d'erreur d'environ 1 mm, on utilisera dans la suite de cette étude la valeur  $R_{min} = 6.5$  mm. Par ailleurs, dans toutes les cas expérimentaux étudiés par la suite, on utilisera une énergie de décharge minimale de manière à minimiser l'influence de l'allumage sur la phase de propagation initiale [100].

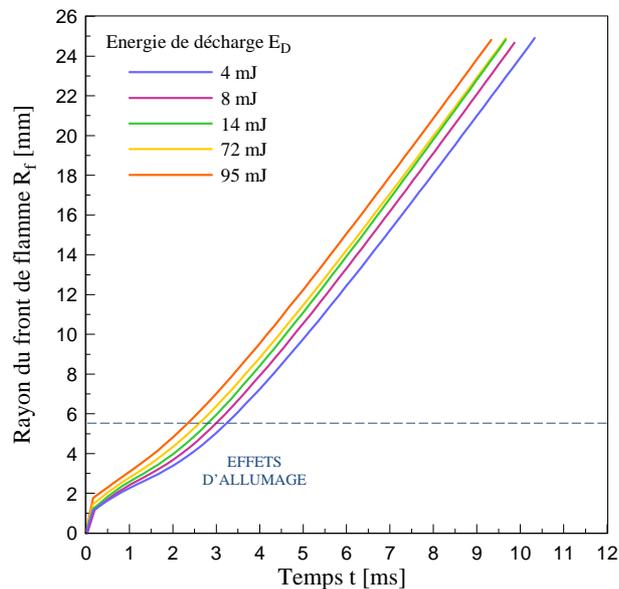


FIG. 2-11. Evolution temporelle du rayon du front de flamme  $R_f$  pour différentes énergies de décharge  $E_D$

### 2.3.2. Effets de confinement

On s'intéresse ici à l'influence du confinement sur la propagation de la flamme. En effet, la flamme se propage dans une enceinte fermée à volume constant et l'augmentation de la quantité de gaz brûlés à température élevée entraîne une augmentation de la pression dans l'enceinte au cours de la propagation.

La mesure de la pression instantanée permet de déterminer le rayon maximal au-delà duquel la combustion ne peut plus être considérée isobare. En effet, afin de pouvoir déterminer la vitesse de combustion laminaire non-étirée  $S_L^0$  à partir du rapport des masses volumiques des gaz frais et des gaz brûlés (cf. équation (1-28) du chapitre 1), la combustion doit être considérée isobare. Il est alors essentiel de quantifier l'élévation de pression lors de la propagation de la flamme, afin de déterminer la gamme de rayons  $R_f < R_{max}$  pour lesquels cette hypothèse est vérifiée (paragraphes 2.3.2.1 et 2.3.2.2.).

Par ailleurs, la présence de parois peut modifier la vitesse de combustion laminaire [38]. L'influence du confinement sur la propagation de la flamme sphérique doit donc être également envisagée (paragraphe 2.3.2.3).

#### 2.3.2.1. Détermination du rayon du front de flamme par mesure de pression rapide

On utilise un capteur de pression rapide Kistler de type 4045A20 (gamme 0 - 20 bar) pour mesurer la pression instantanée dans l'enceinte de combustion. On s'intéresse à la combustion d'un mélange iso-octane/air à la stœchiométrie et aux conditions thermodynamiques  $P_i = 1 \text{ bar}$  et  $T_i = 423 \text{ K}$ . L'enregistrement des signaux de pression est synchronisé sur le temps de fin de charge de la bobine et donc sur la formation de l'étincelle permettant d'initier la combustion.

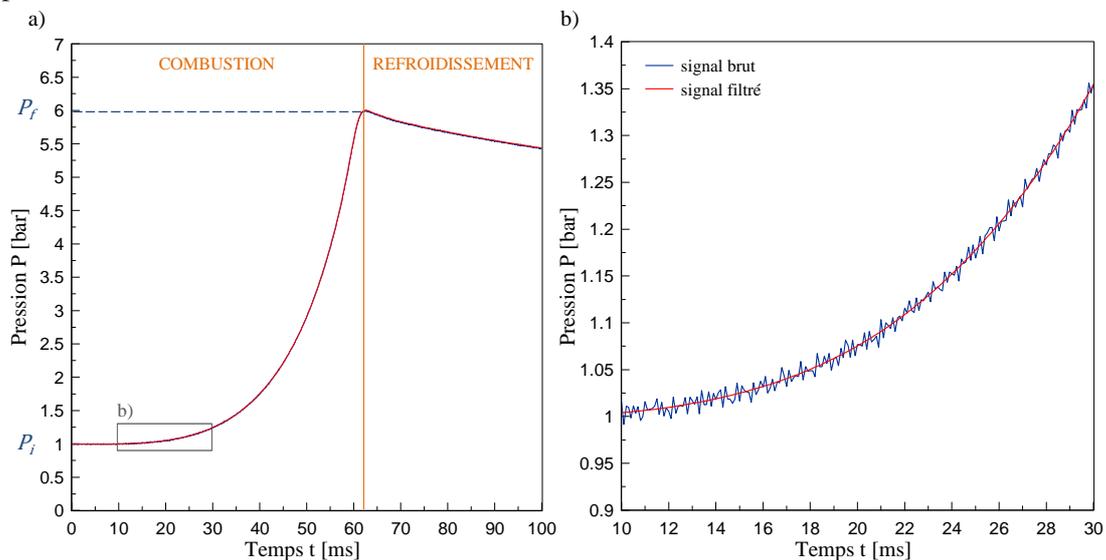


FIG. 2-12. (a) Evolution temporelle de la pression lors de la propagation de la flamme iso-octane/air à la stœchiométrie et aux conditions  $P_i = 1 \text{ bar}$  et  $T_i = 150^\circ\text{C}$  - (b) Zoom entre  $t = 10 \text{ ms}$  et  $t = 30 \text{ ms}$

La pression reste quasi-constante en début de propagation puis augmente sous l'effet de l'élévation de la température dans l'enceinte (cf. figure 2-12a). L'élévation de pression  $\Delta P = 6 \text{ bar}$  correspond environ à la valeur du facteur d'expansion dans ces conditions de

richesse, pression et température initiales ( $\rho_u/\rho_b = 5.8$ ). A partir de  $t = 62 \text{ ms}$  environ, l'ensemble des gaz frais a été brûlé et la pression diminue à cause du refroidissement des gaz brûlés.

Une méthode de filtrage par ondelettes [62] est appliquée sur les relevés de pression rapide afin d'éliminer le bruit numérique. Contrairement au résultat qu'il serait possible d'obtenir avec un filtre à moyenne glissante classique, l'utilisation d'un filtrage par ondelettes permet d'adapter temporellement le seuil de filtrage afin de ne pas dégrader le pic de pression observé en fin de combustion. Sur la *figure 2-12*, le graphe *b*) représente une partie zoomée de l'évolution temporelle de la pression et permet de visualiser l'effet du filtrage.

La mesure de l'évolution temporelle de la pression pendant la propagation de la flamme en expansion sphérique dans une enceinte à volume constant permet de déterminer l'évolution temporelle du rayon du front de flamme. Cette méthode, détaillée dans l'*annexe B*, repose sur les hypothèses suivantes :

- la flamme laminaire en expansion sphérique est considérée infiniment fine :  $r_u \approx r_b \approx R_f$ ,
- la pression  $P$  est spatialement uniforme dans l'enceinte,
- les constituants des gaz frais sont considérés comme des gaz parfaits,
- la compression des gaz frais est isentropique.

On peut alors déterminer le rayon du front de flamme  $R_f$  à partir de la relation suivante (démonstration dans l'*annexe B*) :

$$R_f = R_0 \left[ 1 - \left( \frac{P_f - P}{P_f - P_i} \right) \left( \frac{P_i}{P} \right)^{1/\gamma_u} \right]^{1/3} \quad (2-3)$$

où  $R_0$  est le rayon interne de la chambre de combustion ( $R_0 = 100 \text{ mm}$ ),

$P$  est la pression instantanée à l'intérieur de l'enceinte,

$P_i$  et  $P_f$  sont respectivement les pressions initiale et finale dans l'enceinte,

$\gamma_u$  est le coefficient isentropique des gaz frais. Dans cette étude,  $\gamma_u$  est considéré comme constant et égal à 1.4.

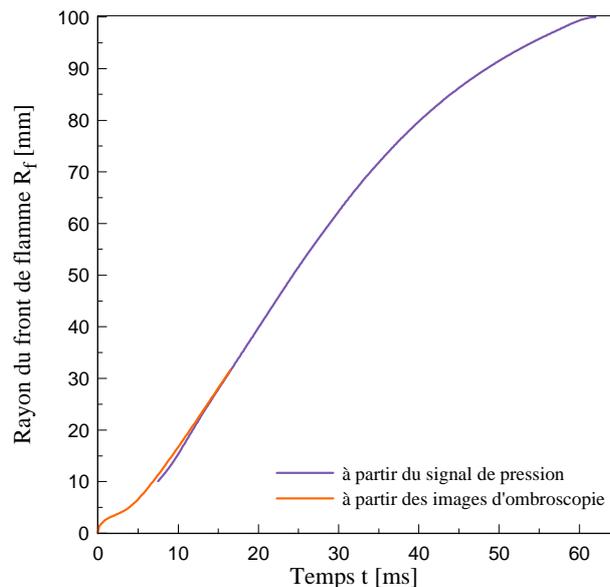


FIG. 2-13. Evolution temporelle du rayon du front de flamme déterminé à partir du relevé de pression rapide et des images d'ombroscopie ( $P_i = 1 \text{ bar}$ ,  $T_i = 423 \text{ K}$  à la stœchiométrie)

L'évolution du rayon du front de flamme déterminé à partir du relevé de pression rapide est comparée à l'évolution temporelle du rayon obtenu par ombroscopie (*figure 2-13*). Les données obtenues par ombroscopie sont en très bon accord avec les résultats issus du relevé de pression rapide. L'ensemble des données permet de décrire l'évolution du rayon du front de flamme depuis l'initiation jusqu'au moment où la flamme atteint les parois de l'enceinte sphérique.

#### 2.3.2.2. Estimation du rayon $R_{max}$ satisfaisant l'hypothèse isobare

On estime que l'accroissement de la pression peut être négligeable s'il est inférieur à 2 %. D'après les données reportées sur la *figure 2-12*, l'augmentation de la pression pendant la phase initiale de propagation de la flamme reste inférieure à 2 % pour les temps inférieurs à 15 ms. D'après la *figure 2-13*, le temps  $t = 15 \text{ ms}$  correspond à un rayon de front de flamme  $R_f = 27.9 \text{ mm}$ . Ce rayon limite a été évalué dans le cas d'une flamme iso-octane/air à la stœchiométrie et aux conditions  $P_i = 1 \text{ bar}$  et  $T_i = 423 \text{ K}$ . L'évolution temporelle du rayon du front de flamme étant fonction des conditions de pression et de température, de la richesse du mélange et des conditions d'allumage, une déviation de quelques millimètres de la valeur de ce rayon limite est envisageable. Ainsi, on utilisera dans la suite de cette étude la valeur  $R_{max} = 25.0 \text{ mm}$ . A cette valeur de rayon maximal, le volume des gaz brûlés ne représente que 1.6 % du volume total de l'enceinte, ce qui explique la très faible augmentation de pression.

#### 2.3.2.3. Influence des parois de l'enceinte sur la vitesse de combustion laminaire

Le confinement de la flamme dans l'enceinte modifie la propagation de la flamme à cause de l'interaction entre les parois et les gaz frais mis en mouvement par l'expansion de la flamme. Cet effet a été mis en évidence par Burke et al. dans une enceinte cylindrique [38] et implique, dans ce cas, des incertitudes sur la détermination de la vitesse de combustion laminaire. Grâce à des résultats expérimentaux et numériques, les auteurs montrent que ces effets peuvent être négligés pour des rayons de flamme inférieurs à 0.3 fois le rayon de l'enceinte,  $R_0$ . Au-delà, la présence de parois modifie la vitesse des gaz frais et la vitesse de propagation de la flamme est plus faible que dans le cas d'une propagation libre. Une correction doit alors être appliquée afin de déterminer correctement par extrapolation la vitesse de combustion laminaire non-étirée.

Dans notre cas, l'enceinte sphérique a un rayon  $R_0 = 100 \text{ mm}$  et le rayon  $R_{max}$  déterminé au paragraphe précédent est inférieur à  $0.3 R_0$ . Il est alors possible de négliger les effets d'interaction entre la paroi de l'enceinte et les gaz frais.

L'étude des limitations expérimentales liées au dispositif (allumage et confinement) a permis de déterminer les rayons du front de flamme délimitant l'intervalle pouvant être utilisé pour la détermination de la vitesse de combustion laminaire non-étirée  $S_L^0$  par ombroscopie. Ainsi, seuls les rayons supérieurs à  $R_{min} = 6.5 \text{ mm}$  et inférieurs à  $R_{max} = 25.0 \text{ mm}$  seront utilisés dans le post-traitement des images d'ombroscopie, afin de s'affranchir respectivement des effets d'allumage et des effets de confinement.

## 2.4. Conditions expérimentales étudiées

### 2.4.1. Sans dilution

Dans un premier temps, des mesures de vitesse de combustion laminaire iso-octane/air et de longueurs de Markstein sont réalisées par ombroscopie, sans dilution, pour différentes conditions de pression initiale  $P_i$  et température initiale  $T_i$ , et avec un balayage en richesse  $\phi$ . Le *tableau 2-1* présente l'ensemble des points étudiés sans dilution :

	1 bar		2 bar		3 bar		5 bar		10 bar	
	$\phi_{min}$	$\phi_{max}$								
323 K	0.9	1.6	0.8	1.5	0.75	1.25	0.75	1.2	0.9	1.1
373 K	0.85	1.6	0.75	1.5	0.75	1.3	0.7	1.2	0.8	1.1
423 K	0.8	1.6	0.7	1.5	0.7	1.3	0.65	1.2	0.8	1.05
473 K	0.7	1.6	0.65	1.5	0.6	1.3	0.7	1.25	0.8	1.1

TAB. 2-1. Conditions expérimentales de l'étude de la combustion laminaire iso-octane/air sans dilution

Pour chaque condition de pression et température (sauf pour  $P_i = 10 \text{ bar}$ ), le balayage en richesse est le plus large possible, c'est-à-dire que la richesse minimale  $\phi_{min}$  correspond à la limite de propagation de flamme pour notre système d'allumage. Pour les cas où  $P_i = 10 \text{ bar}$ , la vitesse de combustion est relativement faible et la flamme est trop déformée pour être post-traitée aux faibles richesses. La richesse maximale  $\phi_{max}$  correspond à la limite où la flamme devient trop cellulaire pour être post-traitée (*figure 2-14*). L'apparition de flammes cellulaires dans ce cas est due au développement d'instabilités thermo-diffusives. La méthodologie décrite dans le *chapitre 1* afin de déterminer la vitesse de combustion laminaire ne peut pas être appliquée sur de telles images.

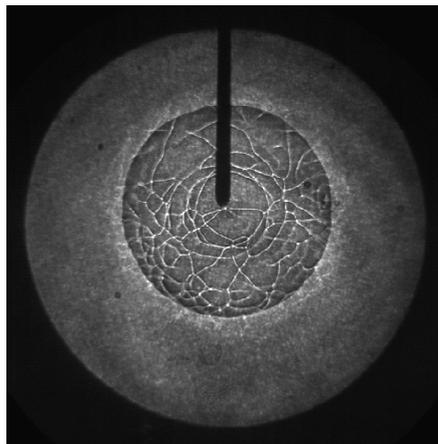


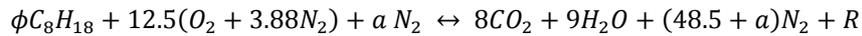
FIG. 2-14. Exemple de flamme cellulaire ( $P_i = 3 \text{ bar}$  -  $T_i = 323 \text{ K}$  -  $\phi = 1.3$ )

Parmi ces conditions de pression et température, le cas  $P_i = 1 \text{ bar}$  /  $T_i = 423 \text{ K}$  est choisi comme référence pour la suite de l'étude. Ce choix est motivé pour les raisons suivantes :

température initiale  $T_i = 423 \text{ K}$  est suffisamment élevée pour s'assurer de la vaporisation complète du carburant ;  $P_i = 1 \text{ bar}$  est la pression pour laquelle la gamme de dilution sera la plus grande possible.

#### 2.4.2. Dilution au diazote

Dans un deuxième temps, l'effet de la dilution est étudié sur les cinq conditions de pressions et deux températures  $T_i = 373 \text{ K}$  et  $T_i = 423 \text{ K}$ . Le diazote est utilisé comme diluant pour des taux de dilution compris entre 5 % et 25 % en volume. Le système d'allumage ne permet pas d'apporter au noyau de gaz une énergie initiale suffisante afin d'initier la combustion pour des mélanges plus fortement dilués. L'équation-bilan de la réaction de combustion s'écrit de la manière suivante :



où  $R$  est la quantité d'air ou de carburant imbrûlé en excès, respectivement dans le cas de mélanges pauvres ou de mélanges riches.

Le taux de dilution  $\chi$  est défini comme la fraction molaire de diazote par rapport à l'ensemble du mélange admis dans l'enceinte :

$$\chi = \frac{a}{a + \phi + 60.98} \quad (2-4)$$

Pour la condition de référence  $P_i = 1 \text{ bar} / T_i = 423 \text{ K}$ , un balayage est effectué à partir de la richesse limite de propagation de flamme et jusqu'à une richesse fixée à 1.3. Pour la température  $T_i = 373 \text{ K}$  et les autres conditions de pressions, seuls les cas à richesse 1.1 ont été étudiés. Cette richesse correspond au maximum de vitesse de combustion laminaire isoocane/air.

Les conditions expérimentales étudiées en dilution  $N_2$  sont regroupées dans le *tableau 2-2*. Les symboles « - » signifient qu'il n'est pas possible d'observer une propagation de flamme pour de telles conditions initiales avec le système d'allumage utilisé dans cette étude.

Taux de dilution (% vol. $N_2$ )		5 %		10 %		15 %		20 %		25 %	
373 K	1, 2, 3, 5 et 10 bar	1.1		1.1		1.1		1.1		-	
423 K	1 bar	$\phi_{min}$	$\phi_{max}$								
		0.8	1.3	0.85	1.3	0.95	1.3	1.1	1.3	1.15	1.3
	2, 3, 5 et 10 bar	1.1		1.1		1.1		1.1		-	

TAB. 2-2. Conditions expérimentales pour l'étude de la combustion laminaire isoocane-air avec addition de diazote

#### 2.4.3. Enrichissement en dioxygène

L'effet de l'enrichissement en dioxygène du mélange réactif est également étudié. Pour cette étude, l'air utilisé dans le mélange réactif est reconstitué à partir de volumes de diazote et de

dioxygène. Deux cas sont étudiés, correspondant chacun à un pourcentage de dioxygène dans l'air différent (23 % et 25 % vol.). Les mesures de vitesses de combustion laminaire sont effectuées à la condition de pression et température définie précédemment comme condition de référence :  $P_i = 1 \text{ bar}$  et  $T_i = 423 \text{ K}$  (tableau 2-3).

Pourcentage de dioxygène dans l'air	23 %		25 %	
423 K - 1 bar	$\phi_{min}$	$\phi_{max}$	$\phi_{min}$	$\phi_{max}$
	0.9	1.3	0.9	1.3

TAB. 2-3. Conditions expérimentales lors de l'étude de la combustion laminaire iso-octane-air avec addition de dioxygène

Par abus de langage, on parlera par la suite de dilution « à l'azote » et d'enrichissement « en oxygène », en faisant référence aux molécules de diazote et de dioxygène.



# DETERMINATION DES VITESSES DE COMBUSTION LAMINAIRE ET LONGUEURS DE MARKSTEIN

La vitesse de combustion laminaire non-étirée  $S_L^0$  et la longueur de Markstein côté gaz brûlés  $L_b$  des mélanges iso-octane/air sont déterminées à partir de l'évolution temporelle du rayon de front de flamme  $R_f$  déterminé par ombroscopie et en utilisant la méthodologie non-linéaire décrite dans le *chapitre 1*, §1.6, pour des rayons compris entre  $R_{min} = 6.5 \text{ mm}$  et  $R_{max} = 25.0 \text{ mm}$ . L'ensemble des conditions expérimentales présentées dans le chapitre précédent (*chapitre 2*, §2.4) représente plus de 270 conditions différentes et permet d'établir une base de données la plus exhaustive possible, en termes de vitesse de combustion laminaire non-étirée et de longueur de Markstein côté gaz brûlés des mélanges iso-octane/air.

L'ensemble des résultats présentés dans ce chapitre a fait l'objet d'une publication dans le journal *Combustion and Flame* 159 (2012) [75].

## 3.1. Vitesses de combustion laminaire iso-octane/air

La vitesse de combustion laminaire est directement liée aux propriétés du mélange réactif et aux conditions thermodynamiques du fluide dans lequel la flamme se propage. Chacun des trois paramètres, pression, température et dilution, est étudié ici de manière indépendante.

### 3.1.1. Effets de la pression et de la température initiales

#### 3.1.1.1. Résultats expérimentaux

Sur chacun des graphes présentés par la suite, chaque point correspond à la moyenne de trois mesures identiques. Les variations de mesure sont très faibles : inférieures à 5 % en termes de vitesse de combustion et inférieures à 0.3 % en termes de richesse.

La *figure 3-1* présente l'ensemble des résultats obtenus pour les différentes conditions de pression et température étudiées, sans ajout de diluant.

La gamme de mesure de la vitesse de combustion laminaire varie selon la pression et la température initiale dans l'enceinte : des mélanges de plus en plus pauvres peuvent être enflammés lorsque la température et la pression augmente (on rappelle ici que l'énergie maximale pouvant être apportée au noyau de gaz est limité par le système d'allumage, cf. *chapitre 2*, §2.3.1). Cette observation est en accord avec l'étude de Ternel [178] dans laquelle il est montré que l'énergie minimale d'allumage (ou *MIE*, pour *Minimum Ignition Energy*) diminue avec la pression et la température. En effet, lors de l'utilisation d'un gaz « chaud », la demande en énergie est plus faible pour atteindre la température d'initiation de

la réaction de combustion. Dans le cas de pressions initiales élevées, les molécules réactives sont plus proches les unes des autres et l'inflammation du mélange pauvre est facilitée (graphes *b, c, d* de la *figure 3-1*). A 10 bar (graphe *e*), le mélange isooctane/air s'enflamme pour des richesses inférieures à celles présentées ici ( $\phi = 0.8$ ), mais les vitesses de combustion laminaire étant particulièrement faibles (entre 10 et 20 cm/s), le front de flamme est relativement déformé et le post-traitement des images d'ombroscopie ne donnerait pas de résultats fiables et satisfaisants. Du côté des mélanges riches, les limites observées correspondent aux richesses pour lesquelles les flammes deviennent trop cellulaires pour être post-traitées.

Pour une pression donnée, l'augmentation de la température entraîne une augmentation de la vitesse de combustion laminaire (*cf. figure 3-1*). En effet, à haute température, les réactions de dissociations sont favorisées. Celles-ci introduisent alors de nombreux radicaux libres, initiateurs de la réaction de combustion, et permettent donc d'augmenter la vitesse de propagation de la flamme. Glassman [78] a montré que la vitesse de combustion laminaire et la température sont reliées par la relation suivante :

$$S_L^0 \sim (\exp(-E/RT_i))^{1/2} \quad (3-1)$$

où  $E$  est l'énergie d'activation de la réaction et  $R$  la constante des gaz parfaits.

A l'inverse, l'augmentation de la pression à une température donnée entraîne une diminution de la vitesse de combustion laminaire. Ce phénomène a également été démontré d'un point de vue théorique par Glassman [78] qui a établi la relation suivante :

$$S_L^0 \sim (P_i^{n-2})^{1/2} \quad (3-2)$$

où  $n$  est l'ordre global de la réaction. De manière générale, dans le cas d'une combustion hydrocarbure/air, la vitesse de combustion diminue avec l'augmentation de pression. En effet, à haute pression, la réaction de recombinaison suivante  $H + O_2 + M \rightarrow HO_2 + M$  entre en compétition avec la réaction d'initiation fournissant les radicaux libres  $O$  et  $OH$  :  $H + O_2 \rightarrow O + OH$  [78]. A pression élevée, cette réaction de recombinaison inhibe donc la réaction globale de combustion et la vitesse de combustion laminaire est alors plus faible qu'à pression atmosphérique.

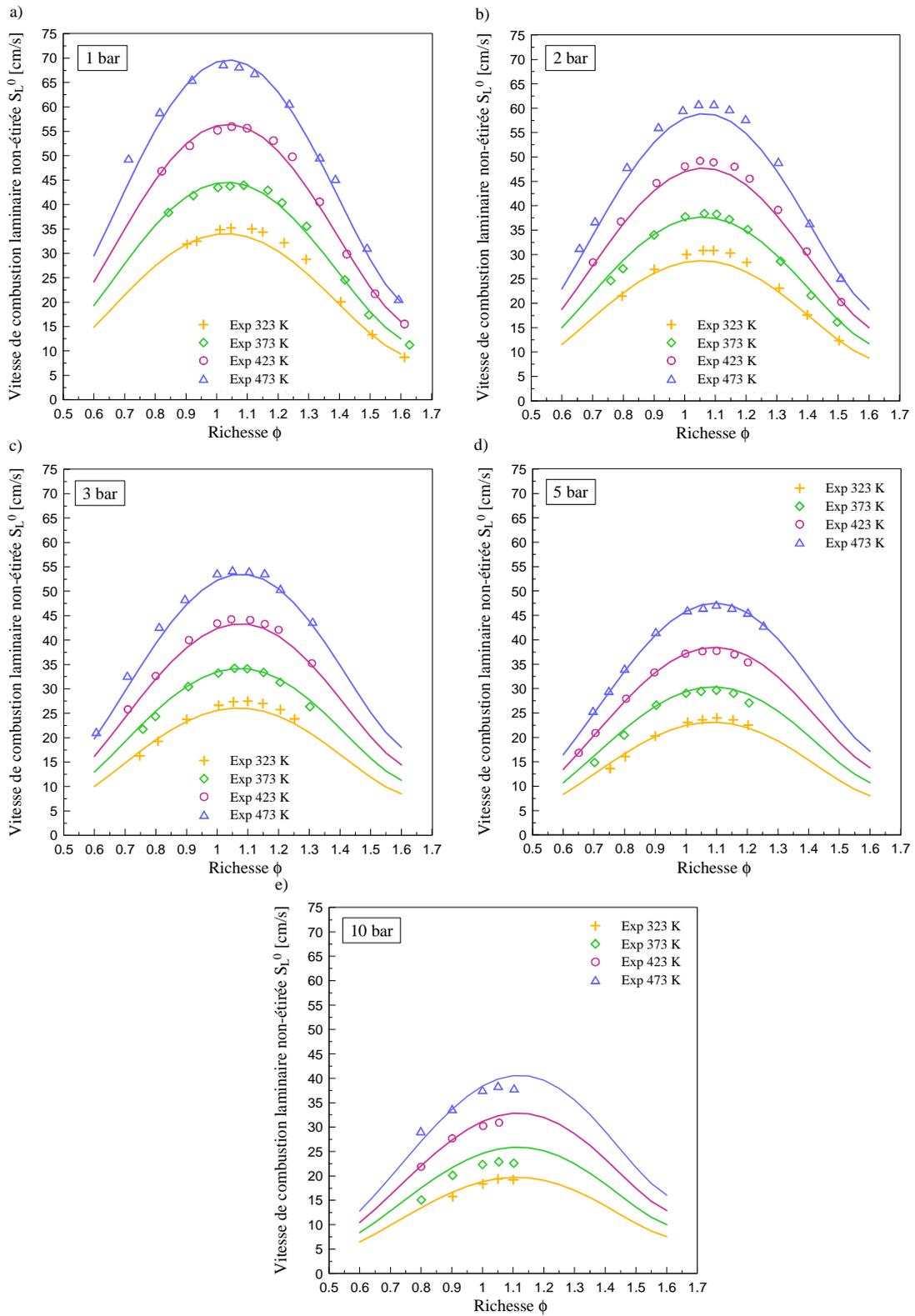


FIG. 3-1. Vitesses de combustion laminaire iso-octane/air pour différentes conditions de pression et température (les courbes en trait plein représentent la nouvelle corrélation (équation (3-4)) proposée dans la suite de cette étude, les paramètres de cette corrélation sont présentés dans le tableau 3-2)

Les résultats présentés à la *figure 3-1* sont comparés aux derniers résultats expérimentaux de Kelley et al. [101]. Dans cette publication, les auteurs utilisent une méthode identique à la nôtre (technique d'ombroscopie et méthodologie non-linéaire pour le post-traitement) afin de déterminer les vitesses de combustion laminaire iso-octane/air. Leurs mesures ont été effectuées à la température initiale de 353 K et à des pressions initiales comprises entre 1 bar et 10 bar. Afin de comparer nos résultats à ceux de Kelley et al., il est nécessaire d'interpoler nos données expérimentales entre 323 K et 373 K pour obtenir une estimation de la vitesse de combustion laminaire à 353 K. D'après Metghalchi and Keck [144], l'évolution de la vitesse de combustion laminaire en fonction de la température et de la température initiales suit une relation de la forme :

$$S_L^0 = S_{L^0_{ref}} \left( \frac{T_i}{T_{ref}} \right)^\alpha \left( \frac{P_i}{P_{ref}} \right)^\beta \quad (3-3)$$

où  $P_{ref}$ ,  $T_{ref}$  et  $S_{L^0_{ref}}$  sont respectivement des valeurs de pression et température de référence ( $P_{ref} = 1 \text{ atm}$  et  $T_{ref} = 298 \text{ K}$ ),  $S_{L^0_{ref}}$  est la vitesse de combustion laminaire non-étirée pour ces conditions, et  $\alpha$  et  $\beta$  dépendent du carburant considéré et de la richesse. Dans le cas d'un mélange iso-octane/air, Metghalchi and Keck montrent que le paramètre  $\alpha$  est de l'ordre de 2. Ainsi, on estime la vitesse de combustion laminaire à  $T_i = 353 \text{ K}$  en utilisant une interpolation polynomiale d'ordre 2 entre les températures  $T_i = 323 \text{ K}$  et  $T_i = 353 \text{ K}$ . Les résultats de cette interpolation sont présentés sur la *figure 3-2*.

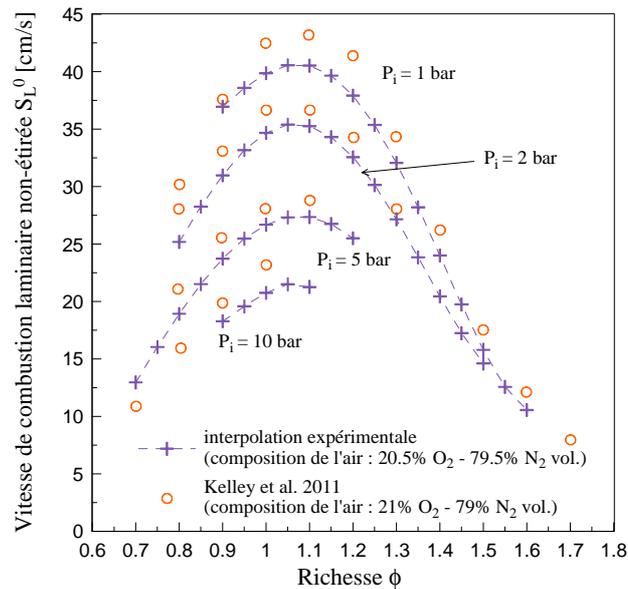


FIG. 3-2. Interpolation des vitesses de combustion laminaires à  $T_i = 353 \text{ K}$  (pour des raisons de clarté, ces points sont reliés par des tirets) et comparaison avec les résultats expérimentaux de Kelley et al. [101]

L'évolution globale des vitesses de combustion laminaire en fonction de la richesse pour les différentes conditions étudiées est similaire entre les deux études, malgré une légère sous-estimation de nos résultats expérimentaux. Cette différence est liée à la composition de l'air utilisé dans le mélange réactif. En effet, dans leur étude, Kelley et al. déterminent la vitesse de combustion de l'iso-octane dans de l'air contenant 21 % de dioxygène et 79 % de diazote en volume. On rappelle ici que l'air utilisé dans notre cas a la composition suivante : 20.5 %

vol.  $O_2$ , 79.5 % vol.  $N_2$ . Afin d'estimer l'importance de la teneur exacte en dioxygène sur la vitesse de combustion, des calculs de cinétique chimique ont été réalisés pour les deux compositions de l'air précédentes, à 1 bar et 323 K, en utilisant le schéma cinétique de Jerzembeck et al. [96] et le code de calcul Cantera [81]. Les résultats de cette étude montrent que l'augmentation de 0.5 % de la teneur en dioxygène de l'air conduit à une augmentation relative moyenne de la vitesse de combustion laminaire de l'ordre de 7 %. Ainsi, la différence entre nos résultats expérimentaux et ceux de Kelley et al. [101] est du même ordre de grandeur que l'effet de la teneur en oxygène dans l'air, ce qui permet de montrer la validité de nos mesures.

Des comparaisons sont également établies par rapport aux données expérimentales de Varea et al. [183], Zhou et al. [198] et Broustail [35]. Les résultats de ces comparaisons sont présentés sur la *figure 3-3*. Comme montré précédemment avec les résultats de Kelley et al. [101], la différence entre nos valeurs et celles de Zhou et al. [198] et Varea et al. [183] s'explique par la différence de teneur en dioxygène dans l'air. En effet, Zhou et al. utilisent de l'air reconstitué contenant 21 % de dioxygène et 79 % de diazote en volume, ce qui se traduit ici par une augmentation de la vitesse de combustion laminaire de l'ordre de 4 %. La composition de l'air dans les travaux de Broustail [35] est identique à celle utilisée dans notre étude, ce qui explique le très bon accord entre nos résultats avec ces valeurs.

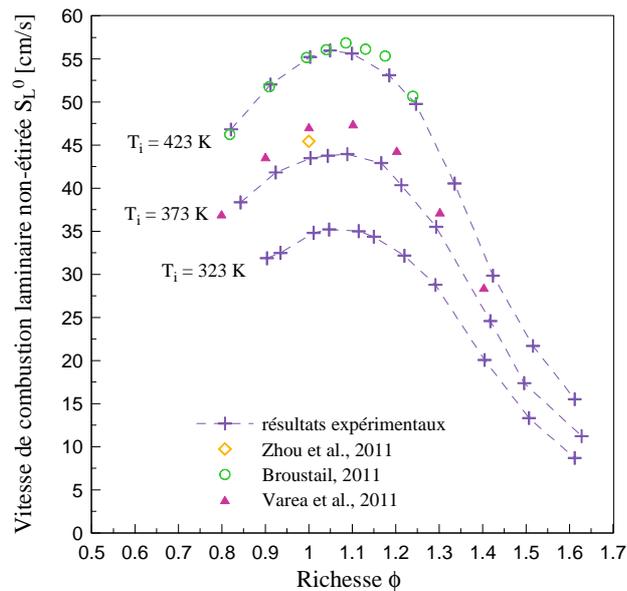


FIG. 3-3. Comparaisons avec les résultats expérimentaux de Varea et al. [183], Zhou et al. [198] et Broustail [35], à  $P_i = 1$  bar et  $T_i = 373$  K et 423 K (pour des raisons de clarté, nos points expérimentaux sont reliés par des tirets)

Les comparaisons représentées sur les *figures 3-2 et 3-3* permettent donc de valider le dispositif et nos résultats expérimentaux sur la gamme de pression étudiée (de 1 à 10 bar) et à différentes températures, de 353 K à 423 K.

### 3.1.1.2. Relations empiriques dans la littérature

Afin de juger de la validité des relations empiriques disponibles dans la littérature exprimant la vitesse de combustion laminaire iso-octane/air en fonction de la richesse et des conditions de pression et température, la *figure 3-4* présente des comparaisons entre nos résultats expérimentaux et différentes corrélations [11, 28, 82, 139, 140, 144, 149]. Le *tableau 3-1* regroupe les domaines de validité des principales formulations proposées dans la littérature. Les expressions empiriques de ces corrélations sont décrites dans l'*annexe C*.

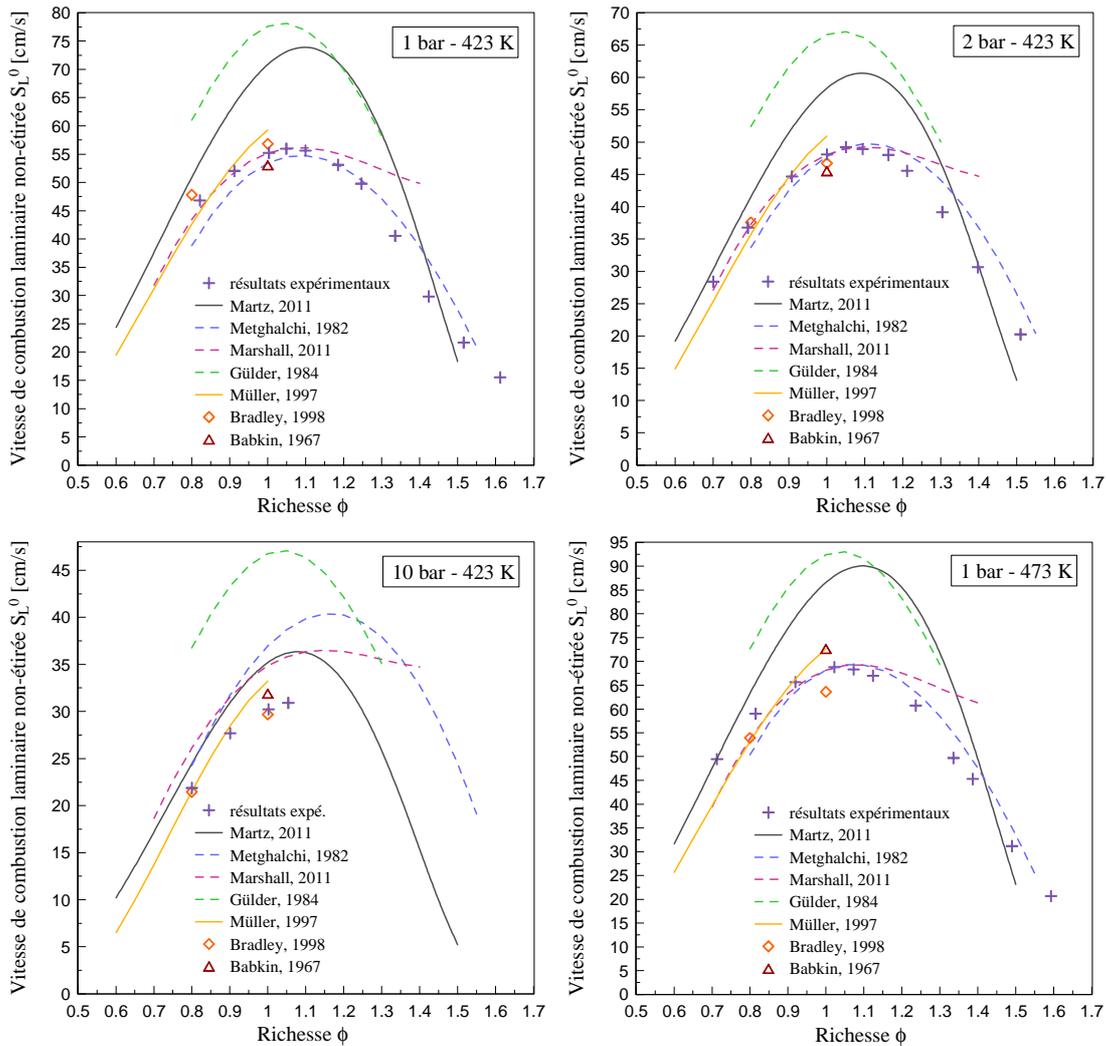


FIG. 3-4. Comparaison des résultats expérimentaux avec différentes corrélations issues de la littérature, pour quelques conditions de pression et température

Ces corrélations ont été obtenues à partir de résultats de simulations numériques ou à partir de mesures expérimentales effectuées sur des dispositifs différents et avec des techniques de détermination de la vitesse différentes (*cf. annexe C*). Babkin et al. [11] et Metghalchi and Keck [144], par exemple, n'ont pas utilisé de dispositif de visualisation directe de la flamme mais ont déterminé la vitesse de combustion laminaire à partir de mesures de pression rapide. Dans le *tableau 3-1*, les références correspondant à des simulations numériques de flammes laminares sont indiquées par le symbole « \* ».

Référence	Gamme de pression	Gamme de température	Gamme de richesse	Gamme de dilution
Babkin et al. [11]	1 à 73 atm	423 à 650 K	1.0	–
Bradley et al. [28]	1 à 10 bar	358 à 450 K	0.8 et 1.0	–
Gülde [82]	1 à 10 bar	300 à 675 K	0.8 et 1.3	–
Marshall et al. [139]	50 à 400 kPa	310 à 450 K	0.7 à 1.4	–
Martz et al. [140] *	1 à 250 bar	298 à 1000 K	0.6 à 1.5	–
Metghalchi and Keck [144]	0.4 à 50 atm	300 à 700 K	0.8 à 1.4	0 à 20 % vol.
Müller et al. [149] *	1 à 40 bar	298 à 800 K	0.5 à 1.0	–

TAB. 3-1. Tableau récapitulatif des gammes de validité des principales corrélations empiriques exprimant la vitesse de combustion laminaire non-étirée d'un prémélange iso-octane/air

La figure 3-4 permet de noter qu'il existe une dispersion importante entre ces corrélations. On peut cependant observer un bon accord entre la corrélation proposée par Metghalchi and Keck [144] et nos points expérimentaux pour des mélanges proches de la stoechiométrie et à faible pression. L'écart entre leurs résultats et les nôtres pour une pression initiale de 10 bar est non négligeable et peut être expliqué par la technique de mesure utilisée : en effet, les mesures de pression rapide ne permettent pas de détecter la cellularité de la flamme, ce qui peut engendrer des erreurs dans la détermination de la vitesse de combustion laminaire dans le cas de flammes sujettes aux instabilités.

La corrélation de Gülde [82] donne des valeurs de vitesse de combustion laminaire systématiquement plus élevées que celle des autres auteurs. En effet, cette corrélation ne tient pas compte de l'étirement subi par la flamme en expansion, les vitesses données correspondent à des vitesses de combustion laminaire à étirement non-nul.

On peut également remarquer que la corrélation proposée par Bradley et al. [28] semble être en assez bon accord avec nos résultats. Cependant, dans ces travaux, la vitesse de combustion laminaire est déterminée à partir des évolutions temporelles du rayon du front de flamme en utilisant une méthodologie linéaire. Il a été montré que cette méthodologie peut se révéler inexacte et induire des erreurs considérables, notamment pour les mélanges iso-octane pauvres [84].

Les données expérimentales ou numériques disponibles dans la littérature reportées sur la figure 3-4 présentent de fortes disparités, largement supérieures à une incertitude de mesure acceptable. Ces disparités proviennent des dispositifs expérimentaux et/ou des post-traitements utilisés. Par ailleurs, exceptée la relation empirique de Metghalchi and Keck définie pour différents taux de dilution mais dont la validité a été réfutée ci-dessus, le tableau 3-1 met en évidence l'absence de corrélation dans la littérature permettant de déterminer la vitesse de combustion laminaire à la fois sur une large gamme de pression, de température, de richesse et de dilution. Dans une configuration moteur à allumage commandé, et dans le contexte du développement des moteurs downsizés, ces observations justifient la nécessité d'améliorer la mesure des vitesses de combustion laminaire

isooctane/air et de proposer une nouvelle corrélation couvrant une gamme de conditions initiales la plus étendue possible.

### 3.1.1.3. Nouvelle corrélation

La corrélation suivante, basée sur l'approche de Metghalchi et Keck [144], est alors proposée afin d'estimer la vitesse de combustion laminaire en fonction de la richesse et des conditions de pression et température :

$$S_L^0 = S_{L^0_{ref}} \left( \frac{T_i}{T_{ref}} \right)^{\alpha_s} \left( \frac{P_i}{P_{ref}} \right)^{\beta_s} \quad (3-4)$$

$$\text{avec } S_{L^0_{ref}} = A + B(\phi - \phi_m) + C(\phi - \phi_m)^2 + D(\phi - \phi_m)^3 + E(\phi - \phi_m)^4 \quad (3-5)$$

$$\alpha_s = \alpha_1 + \alpha_2(\phi - \phi_m) \quad (3-6)$$

$$\beta_s = \beta_1 + \beta_2(\phi - \phi_m) \quad (3-7)$$

où  $P_{ref}$ ,  $T_{ref}$  et  $S_{L^0_{ref}}$  sont respectivement les valeurs de pression et température de référence ( $P_{ref} = 1 \text{ bar}$  et  $T_{ref} = 423 \text{ K}$ ) et  $S_{L^0_{ref}}$  est la vitesse de combustion laminaire non-étirée pour ces conditions. Les pressions  $P_i$  et  $P_{ref}$  sont exprimées en *bar*, les températures  $T_i$  et  $T_{ref}$  en *Kelvin* et les vitesses de combustion laminaires  $S_L^0$  et  $S_{L^0_{ref}}$  en *cm/s*.

L'ensemble des constantes  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$ ,  $E$ ,  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  et  $\phi_m$  est optimisé en minimisant l'erreur quadratique moyenne entre la corrélation et les points expérimentaux. Les valeurs numériques de ces paramètres sont présentées dans le *tableau 3-2*. L'optimisation est conduite en deux étapes :

1°/ optimisation des paramètres de l'équation (3-5) en utilisant les données expérimentales correspondant aux conditions initiales  $P_i = 1 \text{ bar}$  et  $T_i = 423 \text{ K}$ ,

2°/ optimisation des paramètres  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $\beta_1$  et  $\beta_2$  en utilisant les valeurs expérimentales de la vitesse de combustion laminaire aux pressions initiales *2 bar*, *3 bar*, *5 bar* et *10 bar* et températures initiales *323 K*, *373 K* et *473 K*.

La corrélation globale (équation (3-4)) est représentée sur la *figure 3-1* pour l'ensemble des conditions de pression et température étudiées. L'erreur relative moyenne entre nos résultats expérimentaux et cette corrélation est de l'ordre de 3 %.

Cette nouvelle corrélation est maintenant comparée à différents résultats expérimentaux publiés récemment dans la littérature [28, 57, 73, 84, 92, 96, 101, 111, 132, 136, 183, 198]. Les effets de la pression et température initiales sur la vitesse de combustion laminaire sont présentés respectivement sur les graphes *a)* et *b)* de la *figure 3-5*. En tenant compte des légères différences en termes de températures initiales auxquelles ont été effectuées les mesures, de composition de l'air et de méthodologie utilisée pour extraire la vitesse de combustion laminaire non-étirée, les valeurs expérimentales de vitesse de combustion laminaire issues de la littérature sont en très bon accord avec la nouvelle corrélation. Ces données expérimentales permettent donc de valider la corrélation proposée.

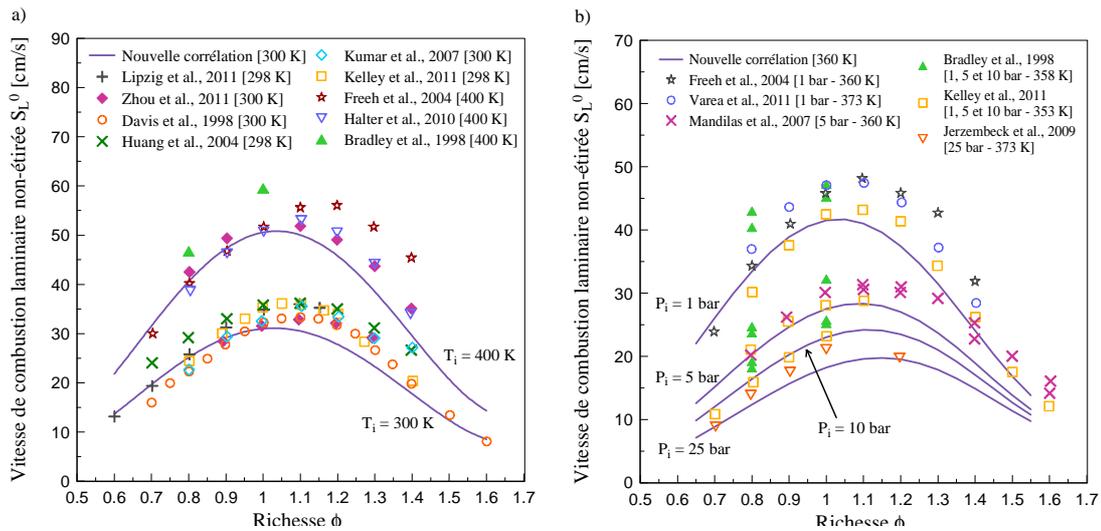


FIG. 3-5. Comparaison entre différents résultats expérimentaux issus de la littérature et la corrélation proposée (équation (3-4)) à  $P_i = 1$  bar (graphe a) et  $T_i = 360$  K (graphe b)

### 3.1.2. Effets de la dilution et de l'enrichissement en oxygène

#### 3.1.2.1. Résultats expérimentaux

L'effet de la dilution à l'azote est étudié pour les conditions expérimentales présentées dans le chapitre 2 (tableau 2-2). L'ensemble des résultats est représenté sur les figures 3-6 et 3-7 en termes de pourcentage d'oxygène  $v_{O_2}$  dans le mélange réactif. Lorsque la dilution augmente (c'est-à-dire lorsque  $v_{O_2}$  diminue), la vitesse de combustion diminue. En effet, la dilution du prémélange réactif entraîne une diminution de la température adiabatique de flamme et donc une diminution de la vitesse de combustion laminaire.

L'effet de l'enrichissement du mélange réactif en oxygène est également examiné aux conditions initiales décrites dans le tableau 2-3. Les valeurs expérimentales des vitesses de combustion laminaire à la stœchiométrie en fonction du pourcentage d'oxygène dans l'air sont présentées sur la figure 3-8. Les résultats précédents obtenus par dilution à l'azote sont également reportés sur ce graphe. On rappelle que ces résultats correspondent à un mélange réactif constitué d'isooctane, de diluant  $N_2$ , et d'air synthétique de composition : 79.5 % vol.  $N_2$  et 20.5 % vol.  $O_2$ . Afin de comparer les résultats concernant la dilution à l'azote et ceux relatifs à l'enrichissement en oxygène, le mélange réactif initial dilué est caractérisé par la quantité d'oxygène plutôt que le taux de dilution  $\chi$  correspondant. Le pourcentage d'oxygène dans le mélange réactif global est alors défini comme :

$$v_{O_2} = \frac{n_{O_2}(\text{air synthétique})}{n_{O_2}(\text{air synthétique}) + n_{N_2}(\text{air synthétique}) + n_{N_2}(\text{diluant})} \times 100 \quad (3-8)$$

où  $n_{O_2}$  et  $n_{N_2}$  sont respectivement les nombres de moles de dioxygène et de diazote.

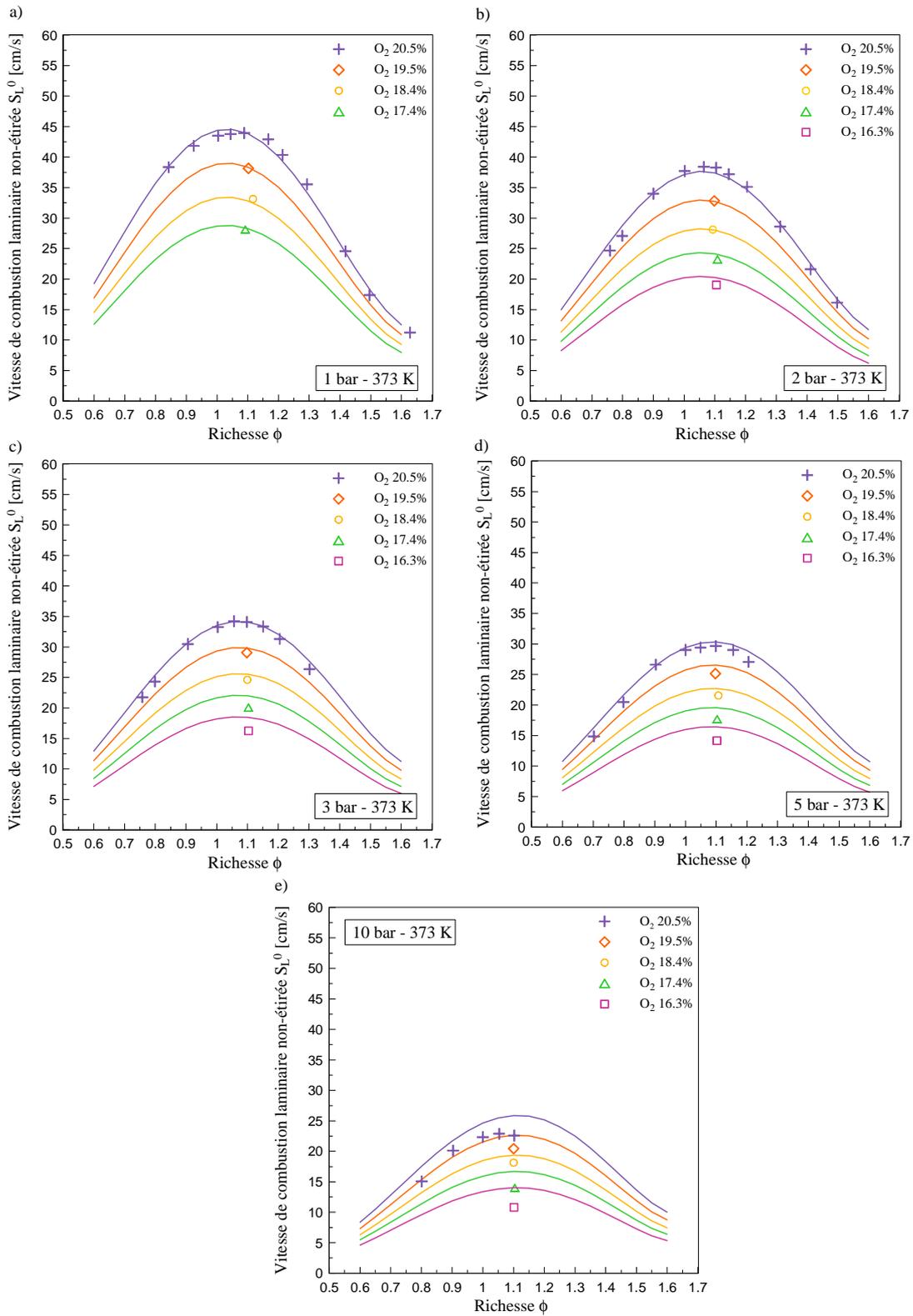


FIG. 3-6. Résultats expérimentaux à  $T_i = 373 \text{ K}$  (symboles) et nouvelle corrélation (lignes) en richesse, pression et dilution (équation (3-9))

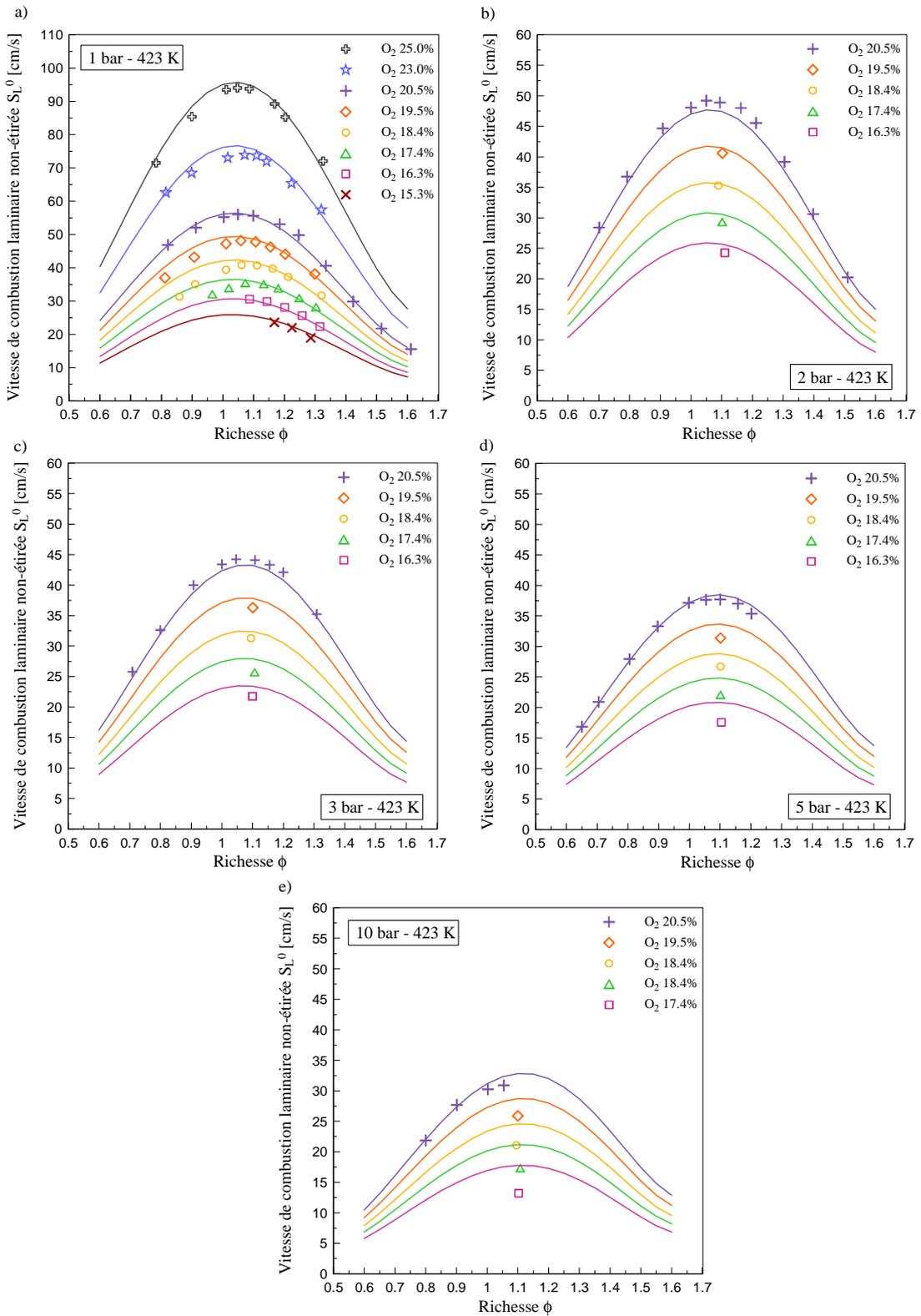


FIG. 3-7. Résultats expérimentaux à  $T_i = 423$  K (symboles) et nouvelle corrélation (lignes) en richesse, pression et dilution (équation (3-9))

La *figure 3-8* montre que la vitesse de combustion laminaire à la stœchiométrie augmente linéairement avec l'augmentation du pourcentage en oxygène dans le mélange réactif, ce qui est en accord avec les résultats de Zhou et al. [198].

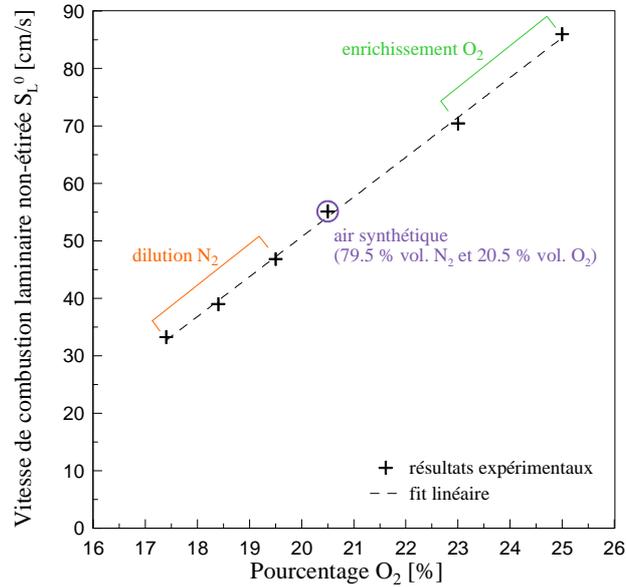


FIG. 3-8. Vitesses de combustion laminaire iso-octane/air en fonction du pourcentage d'oxygène dans l'air, à la stœchiométrie,  $P_i = 1 \text{ bar}$  et  $T_i = 423 \text{ K}$

### 3.1.2.2. Nouvelle corrélation

Afin d'établir une expression empirique permettant de calculer la vitesse de combustion laminaire à partir du taux de dilution, de la pression, de la température et de la richesse, un terme prenant en compte l'effet de la dilution a été ajouté à la corrélation proposée précédemment (*équation (3-4)*) :

$$S_L^0(v_{O_2}) = S_L^0(v_{O_2 \text{ ref}}) \left( \frac{v_{O_2}}{v_{O_2 \text{ ref}}} \right)^\gamma \quad (3-9)$$

où  $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2(\phi - \phi_m)$ ,  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  sont deux constantes,

$v_{O_2}$  est le pourcentage d'oxygène dans l'air défini par l'*équation (3-8)*,

$v_{O_2 \text{ ref}}$  est le pourcentage de référence d'oxygène dans l'air et correspond au pourcentage d'oxygène dans l'air synthétique utilisé ici,  $v_{O_2 \text{ ref}} = 20.5 \%$ ,

$S_L^0(v_{O_2 \text{ ref}})$  est la vitesse de combustion laminaire iso-octane/air exprimée par la *corrélation (3-4)*.

Les deux paramètres  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  sont optimisés à partir des résultats expérimentaux obtenus dans le cas des dilutions à l'azote et enrichissements en oxygène, pour la condition de référence  $P_i = 1 \text{ bar}$  -  $T_i = 423 \text{ K}$ . Cette nouvelle corrélation a ensuite été validée sur les autres points en dilution effectués à des pressions et températures différentes (*figures 3-6* et *3-7*) ; la déviation entre l'ensemble des valeurs expérimentales et la corrélation est inférieure à 5 %. Les valeurs numériques des paramètres optimisés  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$ ,  $E$ ,  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $\beta_1$ ,  $\beta_2$ ,  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  et  $\phi_m$  sont regroupées dans le *tableau 3-2*.

Il est intéressant de noter qu'à haute pression ( $P_i = 10 \text{ bar}$ ), les écarts entre les valeurs expérimentales et la corrélation proposée sont plus importants. En effet, à haute pression, les valeurs des vitesses de combustion laminaire non-étirées sont moins fiables à cause du développement de cellularités dues aux instabilités thermo-diffusives. Le nombre d'images d'ombroscopie pouvant être utilisées pour caractériser l'évolution temporelle du rayon du front de flamme est alors réduit, et l'incertitude sur les valeurs de vitesse de combustion non-étirée est plus élevée à de telles pressions initiales. Afin de tenir compte de ces imprécisions, une pondération plus importante a été donnée aux valeurs de vitesses laminares à faible pression dans le processus d'optimisation des paramètres de l'équation (3-9).

Paramètres	Valeurs optimisées
$A$	56.21
$B$	-14.44
$C$	-214.08
$D$	43.47
$E$	267.17
$\alpha_1$	1.88
$\alpha_2$	-0.19
$\beta_1$	-0.24
$\beta_2$	0.27
$\gamma_1$	2.67
$\gamma_2$	0.17
$\phi_m$	1.07

TAB. 3-2. Valeurs optimisées des paramètres des corrélations (3-4) et (3-9)

### 3.2. Longueurs de Markstein des mélanges isooctane/air

Les longueurs de Markstein côté gaz brûlés  $L_b$  peuvent être déterminées, comme les vitesses de combustion laminaire non-étirées, à partir de la méthodologie non-linéaire (cf. chapitre 1, §1.6). Des mesures de longueurs de Markstein sont réalisées dans les conditions initiales indiquées dans les tableaux 2-1 et 2-2. La figure 3-9 présente l'évolution de la longueur de Markstein  $L_b$  en fonction de la richesse et à différentes conditions initiales. Le graphe a) montre l'effet de la température initiale sur la longueur de Markstein  $L_b$ . Les influences de la pression initiale et de la dilution sont respectivement représentées sur les graphes b) et c). Pour des raisons de clarté, les tendances moyennes sont également tracées en pointillés sur ces graphes. Pour des pressions initiales élevées ( $P_i = 10 \text{ bar}$ ), la variation de la vitesse de propagation avec l'étirement est très faible et l'incertitude sur la détermination de la longueur de Markstein  $L_b$  est non négligeable. Ainsi, les valeurs de  $L_b$  pour  $P_i = 10 \text{ bar}$  ne sont pas reportées sur la figure 3-9b.

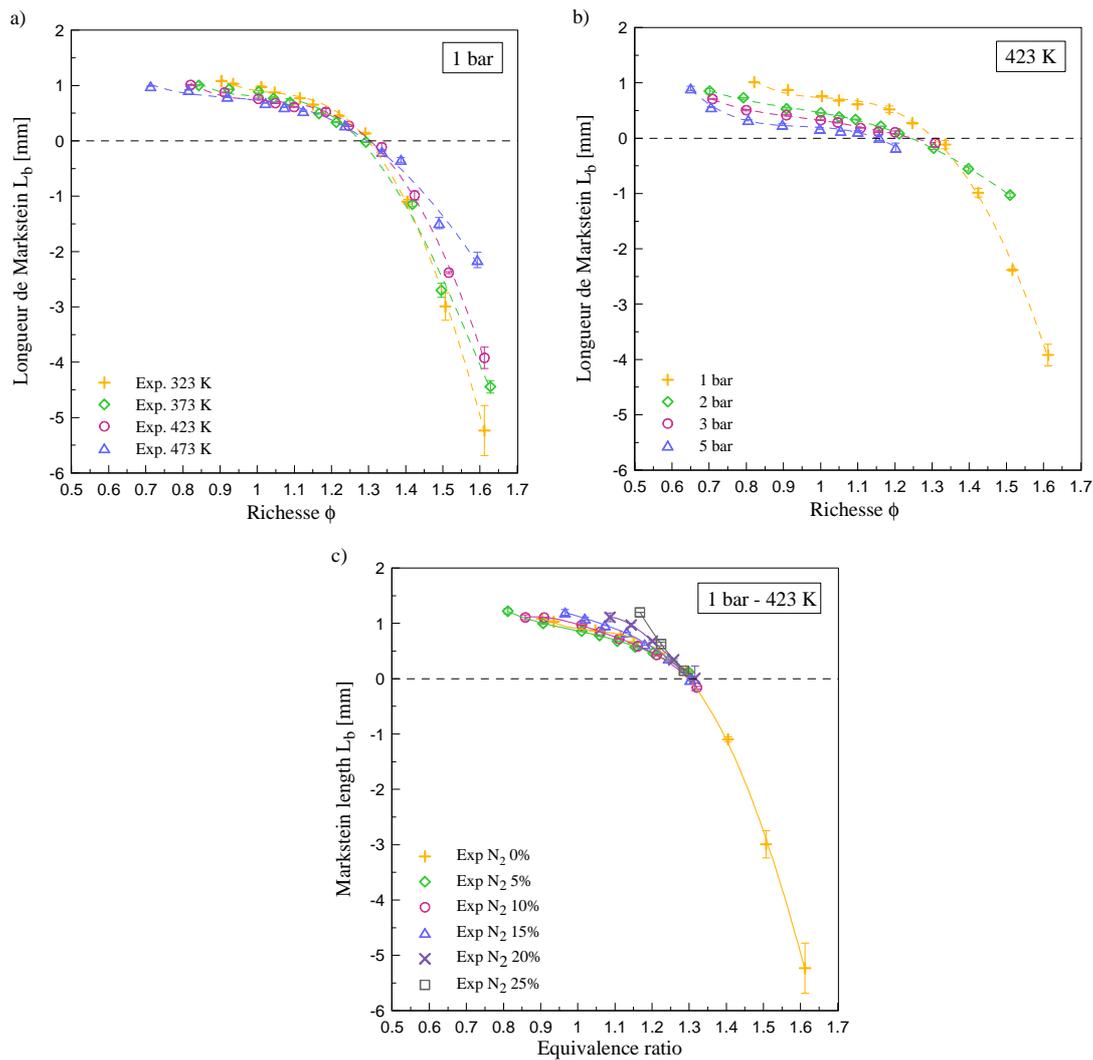


FIG. 3-9. Effet de la température initiale (a), de la pression initiale (b) et du taux de dilution (c) sur la longueur de Markstein côté gaz brûlés  $L_b$

Dans tous les cas, la longueur de Markstein  $L_b$  diminue avec l'augmentation de la richesse, ce qui indique que la vitesse de propagation de la flamme est d'avantage sensible à l'étirement pour les prémélanges isooctane/air pauvres. En accord avec ce qui a été observé par Zhou et al. [198], la longueur de Markstein devient négative dans le cas d'un prémélange isooctane/air pour une richesse comprise entre 1.3 et 1.4 et la flamme devient instable.

Des comparaisons avec des données expérimentales récemment publiées dans la littérature sont présentées sur la figure 3-10, à pression atmosphérique. De très bons accords sont obtenus entre nos résultats expérimentaux et ceux de Halter et al. [84], Zhou et al. [198] et Varea et al. [183]. Comme déjà noté précédemment, Bradley et al. [28] utilisent la méthodologie linéaire afin de déterminer la vitesse de propagation laminaire non-étirée et la longueur de Markstein côté gaz brûlés. Cette méthodologie entraîne une surestimation des longueurs de Markstein à faible richesse.

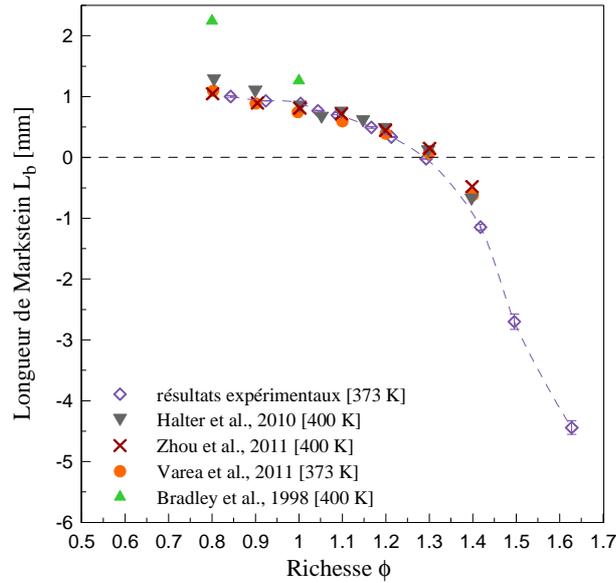


FIG. 3-10. Comparaison des longueurs de Markstein côté gaz brûlés avec la littérature ( $P_i = 1 \text{ bar}, \chi = 0 \%$ )

Similairement à la corrélation exprimant la vitesse de combustion laminaire non-étirée d'un mélange iso-octane/air (équation (3-4)), une corrélation empirique permettant de décrire la longueur de Markstein côté gaz brûlés en fonction de la température et de la pression initiales est proposée (équation (3-10)). Cette corrélation est établie à partir des résultats obtenus pour une richesse comprise entre  $\phi = 0.9$  et  $\phi = 1.1$ . À ces conditions de richesse, les longueurs de Markstein déterminées ici sont plus fiables (incertitudes inférieures à 4 %) que les valeurs obtenues pour des richesses plus élevées. En effet, dans le cas de mélanges riches, la dispersion des mesures est plus grande du fait des instabilités du front de flamme. Par ailleurs, cette gamme de richesse correspond aux conditions de fonctionnement d'un moteur downsized à allumage commandé. Au-delà de la nécessité de disposer d'une telle corrélation en vue d'étudier expérimentalement les flammes de prémélange turbulentes, cette corrélation pourra être utilisée dans des modèles de combustion turbulente impliqués dans la simulation des moteurs downsized afin d'estimer la réponse de la flamme à l'étirement.

La corrélation proposée est de la forme suivante :

$$L_b = L_{b_{ref}} \left( \frac{T_i}{T_{ref}} \right)^{\alpha_L} \left( \frac{P_i}{P_{ref}} \right)^{\beta_L} \quad (3-10)$$

où  $L_{b_{ref}} = M\phi + N$  avec  $0.9 < \phi < 1.1$ .

$L_{b_{ref}}$  est la valeur de la longueur de Markstein côté brûlés aux conditions de pression et température  $P_{ref}$  et  $T_{ref}$ , et  $M$ ,  $N$ ,  $\alpha_L$  et  $\beta_L$  sont des paramètres constants. Dans la gamme de richesse utilisée ici, l'évolution de  $L_{b_{ref}}$  peut être considérée linéaire. Dans cette corrélation, les pressions  $P_i$  et  $P_{ref}$  sont exprimées en bar, les températures  $T_i$  et  $T_{ref}$  en Kelvin, et les longueurs de Markstein  $L_b$  et  $L_{b_{ref}}$  en mm.

Les paramètres  $M$ ,  $N$ ,  $\alpha_L$  et  $\beta_L$  sont optimisés en utilisant la méthode des moindres carrés. Les valeurs optimisées sont regroupées dans le tableau 3-3. La figure 3-11 montre le résultat

de cette nouvelle corrélation aux richesses  $\phi = 0.9$ ,  $\phi = 1.0$  et  $\phi = 1.1$ . On observe un très bon accord entre les longueurs de Markstein déterminées expérimentalement et les valeurs calculées. L'écart relatif moyen entre les données expérimentales et la corrélation est inférieur à 15 %. L'erreur relative maximale correspond à la condition  $P_i = 5 \text{ bar}$  et  $T_i = 473 \text{ K}$ , où les instabilités du front de flamme deviennent significatives.

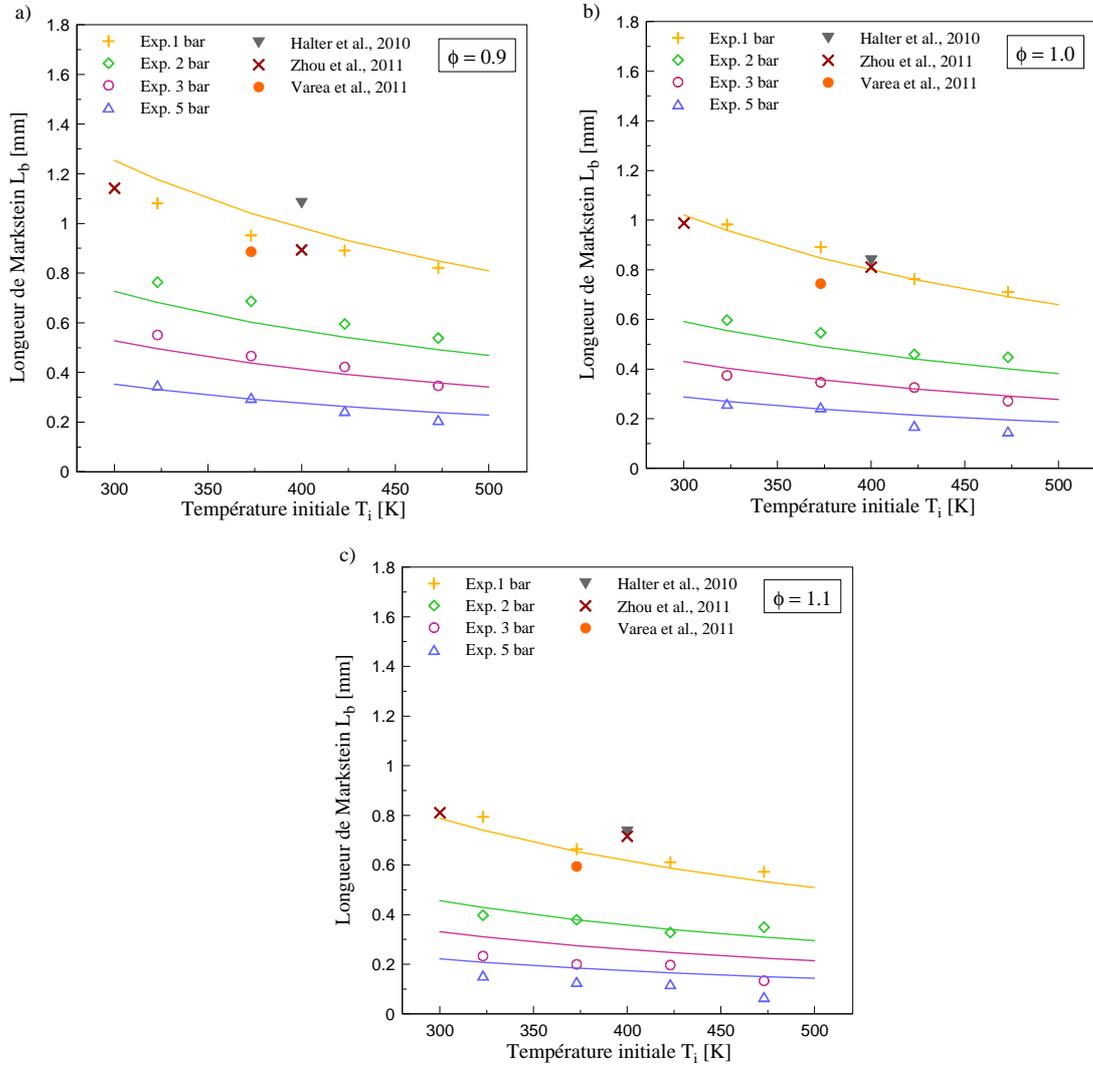


FIG. 3-11. Longueurs de Markstein déterminées expérimentalement (symboles), calculées à partir de la corrélation (3-10) (lignes), et comparaison avec la littérature à  $\chi = 0\%$

Des comparaisons avec la littérature sont également ajoutées sur la *figure 3-11*. A pression atmosphérique, les résultats de Halter et al. [84], Zhou et al. [198], et Varea et al. [183] sont en très bon accord avec la corrélation proposée.

Paramètres	Valeurs optimisées
$M$	-1.74
$N$	2.50
$\alpha_L$	-0.86
$\beta_L$	-0.79

*TAB. 3-3. Valeurs optimisées des paramètres de la corrélation (3-10)*



## CONCLUSION

L'étude des flammes laminaires, et en particulier des phénomènes d'étirement et d'instabilités modifiant la propagation du front de flamme, est essentielle dans le but d'analyser correctement les phénomènes mis en jeu lors d'une combustion turbulente. Afin d'étudier les flammes turbulentes de prémélange isooctane/air, il est alors indispensable de caractériser, dans un premier temps, les flammes laminaires prémélangées isooctane/air. Le comportement des flammes laminaires prémélangées s'exprime notamment à travers la vitesse de combustion laminaire non-étirée et la longueur de Markstein. Ces grandeurs dépendent de la nature et de la composition du mélange réactif et des conditions thermodynamiques.

Cette étude répond également à la nécessité de disposer de corrélations permettant d'estimer la vitesse de combustion laminaire isooctane/air dans des conditions thermodynamiques proches des conditions rencontrées dans un moteur à allumage commandé downsized, c'est-à-dire dans des conditions de pression et température élevées et avec un taux de dilution important. Il existe dans la littérature, différentes corrélations permettant de prédire ces grandeurs en fonction des conditions thermodynamiques et du mélange. Au vu de la disparité observée entre les données (expérimentales ou numériques) et des corrélations exprimant la combustion laminaire de prémélange isooctane/air, il s'est avéré nécessaire d'établir notre propre base de données, établie le plus rigoureusement possible et couvrant une gamme de conditions initiales la plus large possible.

Ainsi, des mesures de vitesse de combustion laminaire non-étirée et de longueurs de Markstein côté gaz brûlés ont été effectuées dans une enceinte de combustion à volume constant. Afin de garantir la fiabilité des mesures de vitesse de combustion laminaire et longueur de Markstein déterminées dans cette étude, l'impact de l'énergie apportée à l'allumage et les effets de confinement de la flamme dans l'enceinte fermée ont été préalablement étudiés. Les comparaisons avec des résultats récents de la littérature ont montré la validité des résultats expérimentaux obtenus, en termes de vitesse de combustion laminaire non-étirée et longueur de Markstein côté gaz brûlés. Les résultats expérimentaux obtenus ont permis d'étendre la gamme de validité des corrélations antérieures proposées dans la littérature, même si les gammes de pression et température régnant dans la chambre de combustion au moment de l'étincelle ( $P_i = 20 - 25 \text{ bar}$ ,  $T_i = 600 \text{ K} - 700 \text{ K}$ ) n'ont pas pu être reproduites avec ce dispositif expérimental. Toutefois, les nouvelles corrélations proposées dans cette étude permettront de donner des estimations de la vitesse de combustion laminaire et de la longueur de Markstein pour de telles conditions.



# PARTIE 2

---

## Caractérisation de la turbulence dans l'enceinte de combustion

Introduction .....	83
Chapitre 4 – Rappels sur la théorie de la turbulence .....	85
Chapitre 5 – Dispositif expérimental pour l'étude turbulente .....	91
Chapitre 6 – Détermination des grandeurs caractéristiques de la turbulence .....	103
Conclusion .....	127



## INTRODUCTION

L'étude de la combustion turbulente nécessite une caractérisation préalable détaillée de la turbulence du milieu dans lequel se propage la flamme. En effet, dans les dispositifs expérimentaux tels que les brûleurs ou les enceintes de combustion, l'exactitude et la précision des investigations menées dans le cadre de l'étude de la combustion turbulente reposent sur une connaissance détaillée des statistiques turbulentes caractérisant l'écoulement où a lieu la combustion. La vitesse de combustion turbulente ou le taux de plissement par exemple dépendent de l'intensité turbulente et des échelles caractéristiques de la turbulence. La connaissance des spectres de la turbulence permet également de définir la gamme d'échelles turbulentes pouvant affecter le front de flamme. Ainsi, la caractérisation de la turbulence, au moyen d'outils d'analyse spatiaux et temporels, est essentielle.

Dans cette étude, la turbulence est générée par des ventilateurs en rotation, installés à l'intérieur de l'enceinte de combustion. Cette technique de génération de turbulence en vue d'étudier les flammes de prémélange turbulentes en expansion, a déjà été utilisée par différents groupes de recherche ayant développé des dispositifs expérimentaux similaires [1, 27, 70, 104, 167, 173, 186]. Un des principaux intérêts de la génération d'un écoulement turbulent dans une enceinte fermée repose sur la capacité à obtenir une turbulence homogène et isotrope (THI). Outre l'utilisation de ventilateurs équi-répartis en périphérie du volume, différentes méthodes et dispositifs expérimentaux, basés sur le montage de Betchov [16], peuvent permettre d'obtenir une turbulence homogène et isotrope. Ces méthodes incluent par exemple, l'utilisation de haut-parleurs [79, 94] ou de plusieurs jets opposés [110].

Cette partie du mémoire a pour objectif de fournir une caractérisation détaillée de la turbulence dans l'enceinte de combustion. Ainsi, le Chapitre 4 constitue un bref rappel sur la théorie de la turbulence et les grandeurs statistiques permettant de caractériser la turbulence. Le Chapitre 5 décrit plus précisément le dispositif expérimental et les techniques de diagnostics optiques utilisées dans le cadre de la caractérisation de la turbulence. Enfin, le Chapitre 6 présente les résultats de cette caractérisation, à pression atmosphérique et température ambiante, en termes de vitesses moyennes, d'intensité turbulente, d'échelles de longueur caractéristiques et de spectres d'énergie temporels. La validité de l'hypothèse de turbulence homogène et isotrope est examinée. Cette enceinte de combustion ayant été conçue pour étudier la combustion turbulente à haute température et haute pression, les effets de la pression et de la température sur les paramètres de la turbulence sont alors également étudiés.



## RAPPELS SUR LA THEORIE DE LA TURBULENCE

### 4.1. Approche statistique en turbulence

Un écoulement turbulent présente un caractère apparemment très désordonné, caractérisé par l'existence de nombreux tourbillons dont la taille, l'orientation et la localisation varient constamment. Le comportement complexe et imprévisible des écoulements turbulents ne peut être abordé que par une voie statistique afin de déterminer des grandeurs moyennes, des fluctuations et des échelles caractéristiques temporelles et spatiales.

Statistiquement, toute grandeur turbulente  $G$  peut s'exprimer sous la forme de la décomposition de Reynolds :

$$G(x, y, z, t) = \overline{G(x, y, z, t)} + g(x, y, z, t) \quad (4-1)$$

où  $\overline{G(x, y, z, t)}$  est la grandeur moyenne et  $g(x, y, z, t)$  est une composante fluctuante.

Cette relation, appliquée à la vitesse de l'écoulement  $U(x, y, z, t)$  présentant une composante fluctuante aléatoire  $u(x, y, z, t)$  autour de la valeur moyenne notée  $\overline{U(x, y, z, t)}$ , donne :

$$U_i(x, y, z, t) = \overline{U(x, y, z, t)} + u(x, y, z, t) \quad (4-2)$$

avec  $\overline{u(x, y, z, t)} = 0$ .

Les fluctuations de vitesse, notées par la suite  $u'$  et appelées « intensité turbulente », correspondent à la moyenne quadratique de la composante fluctuante  $u'(x, y, z, t)$  :

$$u' = \sqrt{\overline{u^2(x, y, z, t)}} \quad (4-3)$$

Dans la suite de ce mémoire, on utilisera, sauf indication contraire, les notations simplifiées précisées dans le *tableau 4-1*.

	Notation formelle	Notation simplifiée
Vitesse instantanée	$U_i(x, y, z, t)$	$U_i, V_i, W_i$
Vitesse moyenne temporelle	$\overline{U(x, y, z, t)}$	$\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}$
Composante fluctuante de la vitesse	$u(x, y, z, t)$	$u, v, w$
Fluctuations de vitesse (ou intensité de la turbulence)	$\sqrt{\overline{u^2(x, y, z, t)}}$	$u', v', w'$

TAB. 4-1. Notations formelles et notations simplifiées

## 4.2. Turbulence homogène et isotrope

De nombreuses études se placent dans le cas particulier d'une turbulence homogène isotrope (THI). Le concept de THI défini par Taylor [176] se caractérise, dans un domaine spatial illimité, par l'invariance par translation, rotation et symétrie plane de toute propriété statistique prise en au moins deux points. On trouve également d'autres définitions, moins restrictives, de la turbulence homogène et isotrope dont celles de Craya [51] et Lesieur [124].

En d'autres termes, d'après Taylor, la turbulence est *isotrope* si, en un point  $M$ , les grandeurs statistiques basées sur les fluctuations sont uniformes dans toutes les directions, c'est-à-dire qu'il est impossible de détecter une direction privilégiée d'observation. Elle est *homogène* si cette valeur constante est indépendante du point  $M$ , c'est-à-dire que les propriétés statistiques de l'écoulement sont invariantes par translation spatiale, rotation et symétrie plane. Une conséquence immédiate de l'hypothèse de turbulence homogène et isotrope est que les grandeurs fluctuantes ne peuvent dépendre que du temps.

L'intérêt majeur de la THI réside dans les simplifications importantes qu'elle apporte aux équations de Navier-Stokes, en particulier au niveau du schéma énergétique. En effet, la turbulence homogène et isotrope présente l'avantage de pouvoir être décrite au moyen d'un nombre limité de grandeurs, permettant ainsi le développement de théories analytiques poussées.

Par ailleurs, on constate que, quelque soit l'écoulement considéré (THI ou non), si les gros tourbillons sont très sensibles aux conditions qui ont créé la turbulence, et sont donc fortement anisotropes, les petits tourbillons évoluent localement de façon quasi-homogène et isotrope. Il est alors envisageable de les représenter, en calcul numérique, par un modèle qui serait universel et valable pour tous les écoulements turbulents. C'est précisément la philosophie des simulations LES (*Large Eddy Simulations*) où l'évolution des gros tourbillons est explicitement simulée, alors que le comportement des petits tourbillons est modélisé avec un modèle simple, universellement applicable.

## 4.3. Théorie de Kolmogorov et échelles caractéristiques

### 4.3.1. Spectres d'énergie de la turbulence

Les différents transferts qui se déroulent dans un écoulement turbulent sont soumis aux lois des différentes échelles caractéristiques de l'écoulement. Selon la théorie de Kolmogorov (1941), la turbulence est caractérisée par une succession de tourbillons de tailles différentes, que l'on appelle « cascade de Kolmogorov ». L'énergie cinétique de la turbulence est alors distribuée selon les fréquences associées à ces tourbillons. L'analyse de Kolmogorov est fondée sur une représentation très schématique de la turbulence et s'appuie sur les hypothèses suivantes :

- L'énergie  $k$  est essentiellement portée par les grandes structures qui ne sont pas influencées directement par la viscosité du fluide,

- Les tourbillons d'une échelle donnée sont produits par l'instabilité de tourbillons plus grands. Ces tourbillons sont supposés perdre leur stabilité pour générer des tourbillons d'échelle spatiale inférieure à qui ils transmettent leur énergie,
- La dissipation est essentiellement due aux petites structures, qui sont détruites par l'effet des frottements visqueux.

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

$$k = \int_0^{\infty} E(\kappa) d\kappa \quad (4-4)$$

où  $k$  est l'énergie cinétique de la turbulence et  $\kappa = 2\pi/l$  est le nombre d'onde associé au tourbillon de taille  $l$ . Cette relation exprime la contribution des nombres d'ondes compris entre  $\kappa$  et  $\kappa + d\kappa$  à l'énergie cinétique de la turbulence.

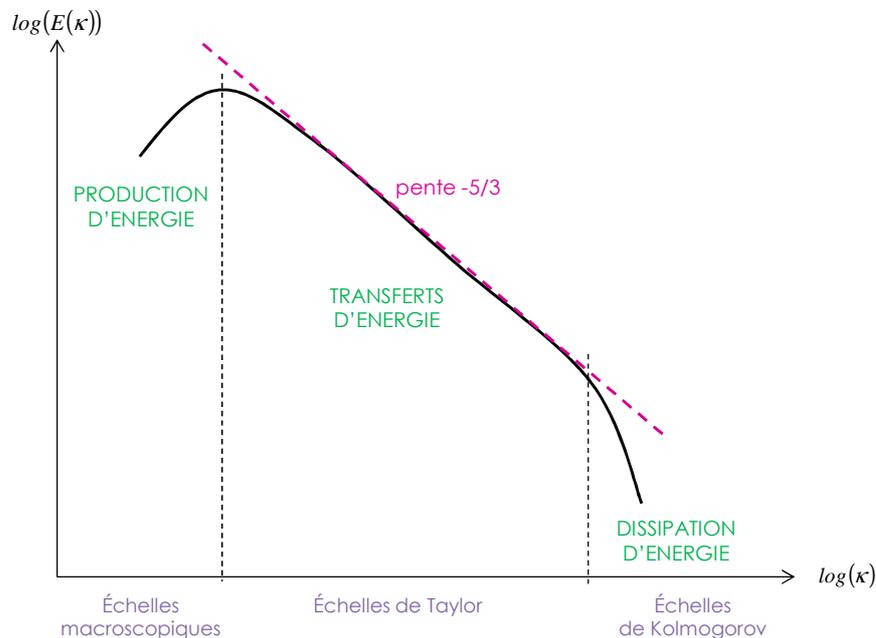


FIG. 4-1. Représentation classique du spectre d'énergie en turbulence homogène isotrope

Le spectre d'énergie (figure 4-1) indique donc comment se répartit l'énergie en fonction de  $\kappa$  et permet de distinguer le rôle des grosses structures (petits  $\kappa$ ) et des petites structures (grands  $\kappa$ ). Il peut être décomposé en trois zones distinctes. La partie fortement énergétique, située au niveau des faibles nombres d'onde  $\kappa$ , correspond à la production d'énergie du fait de la présence de gradients de vitesse dans l'écoulement. La seconde partie de ce spectre est appelée zone inertielle. D'après la théorie de Kolmogorov, la pente de la courbe spectrale dans la zone inertielle est proportionnelle à  $\kappa^{-5/3}$ . Cette zone est le siège de transferts énergétiques des grandes vers les petites structures. La dernière partie du spectre est la zone dissipative. La fréquence de rotation très rapide des petits tourbillons implique une forte dissipation visqueuse de l'énergie sous forme de chaleur.

Le spectre d'énergie met ainsi en évidence les échelles caractéristiques responsables des différents processus de formation, de transfert et de dissipation de l'énergie cinétique.

### 4.3.2. Echelles intégrales

L'échelle intégrale spatiale caractérise la taille des plus gros tourbillons, porteurs de l'énergie cinétique de la turbulence. L'échelle intégrale temporelle associée à la composante fluctuante de la vitesse,  $u(x, y, z, t)$ , peut être estimée à partir de l'analyse du coefficient d'autocorrélation temporelle  $R_u(\tau)$ .  $R_u(\tau)$  est défini par :

$$R_u(0, 0, 0, \tau) = \frac{\overline{u(x, y, z, t) \cdot u(x, y, z, t + \tau)}}{\sqrt{\overline{u^2(x, y, z, t)}} \sqrt{\overline{u^2(x, y, z, t + \tau)}}} \quad (4-5)$$

où  $t$  est le temps et  $\tau$  est le décalage ou retard.

La fonction  $R_u(\tau)$  mesure le temps pendant lequel  $u(t)$  reste corrélé avec lui-même. Par définition, le coefficient d'autocorrélation vaut 1 en zéro. Il tend ensuite vers 0 lorsque les vitesses deviennent indépendantes (cf. figure 4-2). Si la fonction d'autocorrélation reste égale à 1, cela signifie que la vitesse est corrélée avec elle-même au cours du temps et donc qu'il n'y a pas de turbulence.

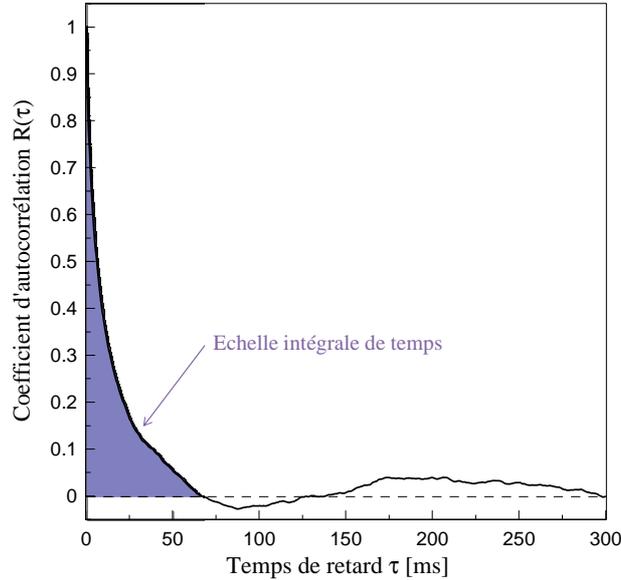


FIG. 4-2. Evolution temporelle du coefficient d'autocorrélation des vitesses fluctuantes

L'échelle intégrale temporelle  $T$  est alors approximée par le temps d'intégration de  $R_u(\tau)$  jusqu'au premier zéro de la fonction au temps  $t_0$  [159] :

$$T = \int_0^{\infty} R_u(t) dt \approx \int_0^{t_0} R_u(t) dt \quad (4-6)$$

De manière similaire, l'échelle intégrale spatiale peut être directement déterminée à partir de la corrélation des mesures en deux points au même instant ( $\tau = 0$ ). La formulation générale du coefficient de corrélation spatial associé à la composante fluctuante de la vitesse,  $u(x, y, z, t)$ , s'écrit en notation formelle :

$$R_u(\xi_x, \xi_y, \xi_z, 0) = \frac{\langle u(x, y, z, t) u(x + \xi_x, y + \xi_y, z + \xi_z, t) \rangle}{\sqrt{\langle u^2(x, y, z, t) \rangle} \sqrt{\langle u^2(x + \xi_x, y + \xi_y, z + \xi_z, t) \rangle}} \quad (4-7)$$

On définit alors les échelles spatiales intégrales longitudinales et transversales associées aux fluctuations  $u'$  et  $v'$  par :

$$\begin{cases} L_{Ux} = \int_0^{\infty} R_u(\xi_x, 0, 0, 0) d\xi_x \\ L_{Uy} = \int_0^{\infty} R_u(0, \xi_y, 0, 0) d\xi_y \\ L_{Vx} = \int_0^{\infty} R_v(\xi_x, 0, 0, 0) d\xi_x \\ L_{Vy} = \int_0^{\infty} R_v(0, \xi_y, 0, 0) d\xi_y \end{cases} \quad (4-8)$$

$L_{Ux}$  et  $L_{Uy}$  sont respectivement les échelles longitudinales et transversales associées à  $u'$  et  $L_{Vx}$  et  $L_{Vy}$  les échelles longitudinales et transversales associées à  $v'$ .

Pour une turbulence homogène et isotrope, la relation de Howarth et Karman [91] permet de relier directement les échelles intégrales spatiales longitudinales et transversales d'une même composante de vitesse :

$$L_{Ux} = 2L_{Uy} \quad \text{et} \quad L_{Vy} = 2L_{Vx} \quad (4-9)$$

Par la suite, sauf précision contraire, l'expression « échelle intégrale spatiale » et la notation simplifiée «  $L$  » désigneront l'échelle intégrale longitudinale.

L'hypothèse de Taylor [177], qui suppose que la vitesse de convection des structures turbulentes est égale à la vitesse non nulle de l'écoulement moyen, permet de relier l'échelle intégrale temporelle  $T$  à l'échelle intégrale spatiale  $L$  :

$$L = \bar{U} \cdot T \quad (4-10)$$

### 4.3.3. Micro-échelles de Taylor

La micro-échelle de Taylor  $\lambda$  caractérise la taille des tourbillons à partir de laquelle la dissipation visqueuse devient prédominante. Par définition, le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente  $\varepsilon$  s'écrit :

$$\varepsilon = \nu \overline{\left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u'_i}{\partial x_i}} \quad (4-11)$$

où  $\nu$  est la viscosité cinématique du fluide.

Dans le cas d'une turbulence homogène et isotrope, la simplification de la relation (4-11) permet d'écrire [90] :

$$\varepsilon = 15\nu \frac{u'^2}{\lambda^2} = C_\varepsilon \frac{u'^3}{L} \quad (4-12)$$

La détermination expérimentale du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente  $\varepsilon$  et du taux de dissipation normalisé  $C_\varepsilon$  n'est pas aisée, comme en témoigne le nombre important de travaux à ce sujet [23, 37, 60, 151, 169, 175]. Dans [37], Burattini et al. mettent en évidence la dispersion de la valeur de  $C_\varepsilon$ , entre 0.5 et 2.5, suivant la configuration utilisée (turbulence de jets, turbulence de grille...) et les conditions initiales.

Dans le cadre de l'étude de la combustion turbulente présentée dans la *partie 3*, on s'intéressera essentiellement à l'évolution des petites échelles de la turbulence (Taylor et Kolmogorov) en fonction des conditions initiales. Ainsi, le taux de dissipation normalisé  $C_\epsilon$  est approximé à  $C_\epsilon \sim 1$  et l'échelle de Taylor  $\lambda$  est alors donné par la relation suivante :

$$\lambda \sim \sqrt{15 \frac{Lv}{u'}} \quad (4-13)$$

soit :

$$\frac{\lambda}{L} \sim \sqrt{\frac{15}{Re_L}} \quad (4-14)$$

où  $Re_L$ , nombre de Reynolds basé sur l'échelle intégrale spatiale, caractérise le rapport entre l'intensité de l'agitation turbulente à celle des forces de viscosité,  $Re_L = u'L/\nu$ .

#### 4.3.4. Echelles de Kolmogorov

La dimension de Kolmogorov  $\eta$  est la plus petite des échelles qui existent dans un écoulement turbulent. Elle caractérise les structures dissipatives, c'est-à-dire les structures qui assurent la dissipation de l'énergie par frottement et donc par chaleur.

Le rapport de l'échelle intégrale spatiale  $L$  et de l'échelle de Kolmogorov spatiale  $\eta$  est directement relié au nombre de Reynolds turbulent  $Re_L$ . Dans les hypothèses et approximations évoquées dans le *paragraphe 4.3.3*, il peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{\eta}{L} \sim (Re_L)^{-3/4} \quad (4-15)$$

## DISPOSITIF EXPERIMENTAL POUR L'ETUDE TURBULENTE

### 5.1. Nouvelle configuration du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental doit maintenant répondre à un nouveau besoin, celui de générer un écoulement turbulent à l'intérieur de l'enceinte. La caractérisation de la turbulence et l'étude de la combustion turbulente nécessite également de disposer d'un système permettant d'ensemencer le milieu à l'intérieur de la chambre de combustion.

#### 5.1.1. Génération de la turbulence dans l'enceinte de combustion

L'étude de la combustion turbulente est réalisée dans une enceinte identique à celle utilisée pour l'étude laminaire. La turbulence est générée à l'intérieur de l'enceinte par six ventilateurs identiques positionnés à proximité de la paroi intérieure de l'enceinte et selon une configuration octaédrique (cf. figures 5-1 et 5-2).

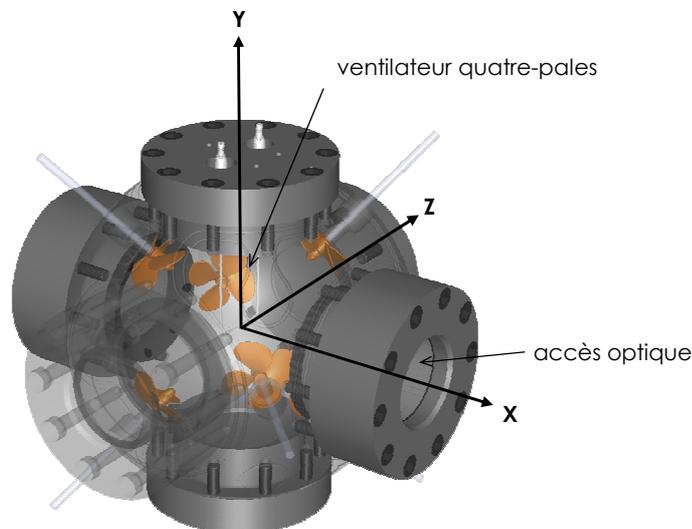


FIG. 5-1. Représentation de l'enceinte de combustion turbulente

Chaque ventilateur est constitué de quatre pales. Les ventilateurs sont directement couplés à six moteurs électriques brushless (Parker-NNV310EAW) équipés de contrôleurs de vitesse indépendants (Parker-Compax3M). La vitesse de rotation de chaque ventilateur peut ainsi être contrôlée de manière indépendante dans une large gamme de vitesse (0 à 15 000  $tr/min$ ). Le sens de rotation des ventilateurs a été choisi de manière à diriger les flux vers le centre de l'enceinte (figure 5-2). Différents modèles de ventilateurs (différentes formes de pales et différents diamètres) ont été envisagés. Une étude complémentaire, présentée en annexe D, a permis de caractériser le flux généré par un seul ventilateur en termes de vitesses

moyennes et de fluctuations de vitesse. Cette pré-étude a permis de définir le type de ventilateurs à installer dans l'enceinte : le modèle de ventilateur choisi permet de générer, parmi les différents ventilateurs disponibles, le flux le plus unidirectionnel (afin de simplifier les interactions entre les six ventilateurs) et les fluctuations de vitesse les plus élevées.

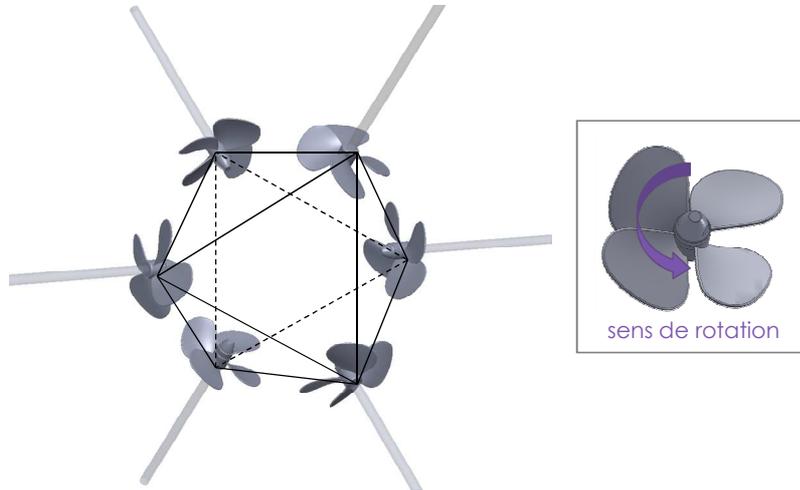


FIG. 5-2. Positionnement et sens de rotation des ventilateurs dans l'enceinte

### 5.1.2. Dispositif d'ensemencement

Afin de caractériser, dans un premier temps, l'écoulement aérodynamique dans l'enceinte puis, dans un second temps, d'étudier les caractéristiques des flammes turbulentes, plusieurs diagnostics optiques sont utilisés : la technique de Vélocimétrie par Images de Particules (PIV), la technique de Vélocimétrie Laser Doppler (LDV) et la tomographie laser par diffusion de Mie. Ces techniques nécessitent un ensemencement de l'air dans l'enceinte par des particules solides ou liquides. Dans cette étude, de fines particules liquides d'huile de silicone servent à ensemercer l'air pendant la phase de remplissage de l'enceinte. L'ensemencement de l'air admis dans l'enceinte est réalisé grâce à un système diffuseur d'huile de silicone, fonctionnant sur le principe de l'effet Venturi (cf. figure 5-3). Un jet d'air issu d'un trou micrométrique permet de créer une dépression devant l'extrémité d'un capillaire afin d'aspirer l'huile dans le capillaire. Le jet d'air brise l'écoulement d'huile en une dispersion de gouttelettes entraînées vers l'extérieur de l'ensemenceur et donc vers l'enceinte de combustion.

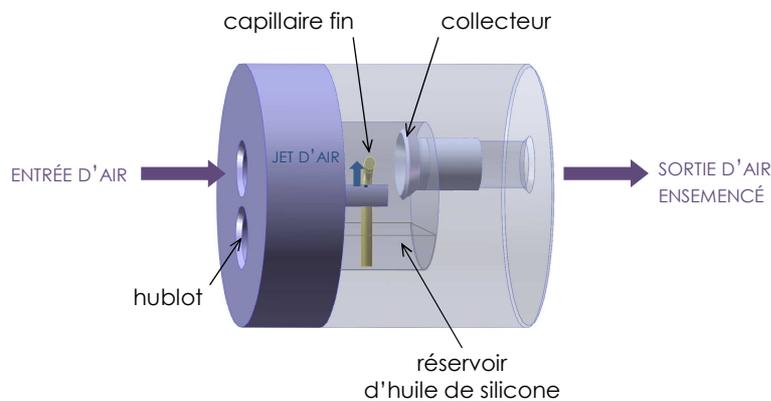


FIG. 5-3. Représentation de l'ensemencement

La figure 5-4 représente une schématisation du système d'admission avec ensemencement de l'air (en orange). Un second débitmètre est installé en parallèle sur la ligne d'admission d'air. Les deux débitmètres « air » sont utilisés simultanément : une fraction de la quantité d'air de consigne traverse le débitmètre 1 et le reste passe par le débitmètre 2. Le rapport entre les quantités d'air passant respectivement dans les deux débitmètres peut être ajusté afin de contrôler la quantité d'air passant au travers de l'ensemenceur, et donc la quantité de particules présentes dans l'enceinte. Sur ce schéma est également représentée la ligne d'admission du carburant iso-octane.

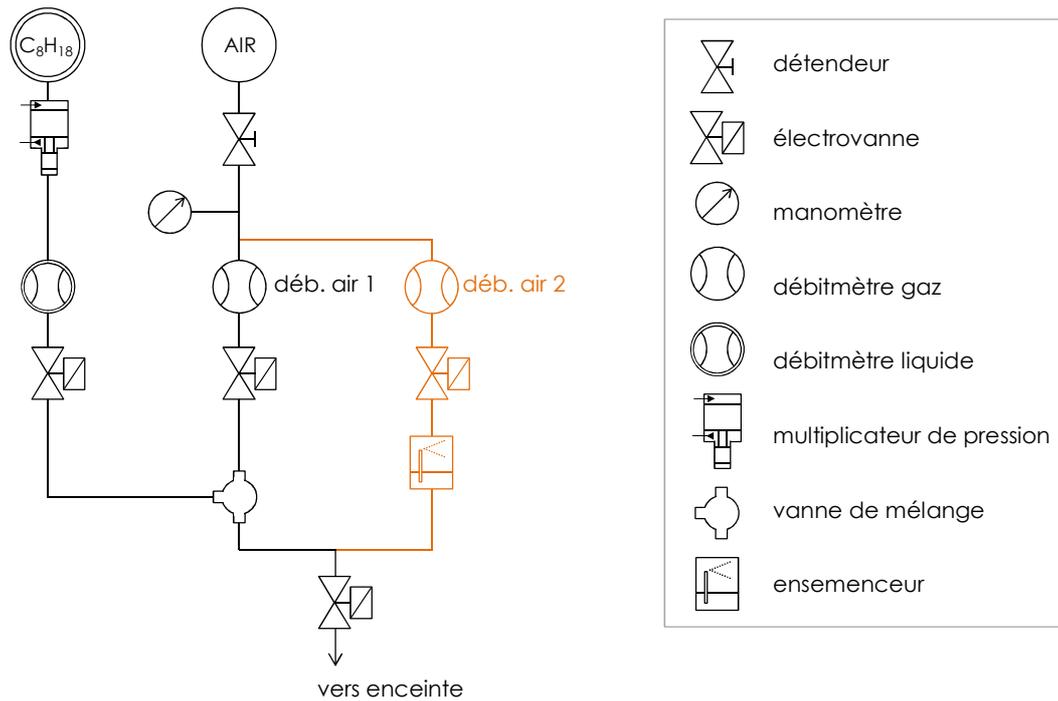


FIG. 5-4. Schématisation du montage d'admission avec ensemencement de l'air

## 5.2. Techniques de diagnostics optiques utilisés pour caractériser la turbulence

### 5.2.1. Caractérisation de la turbulence dans la littérature

Dans une publication datant de 2013, Ravi et al. [167] ont établi un état de l'art détaillé concernant les dispositifs expérimentaux permettant d'étudier les flammes turbulentes en expansion sphérique et se propageant dans un écoulement turbulent homogène et isotrope. Bien que la turbulence homogène et isotrope (THI) soit un cas théorique idéal (*cf. chapitre 4, §4.2*), cette configuration est quasiment reproduite dans les dispositifs expérimentaux relevés dans la littérature. D'un point de vue expérimental, l'investigation des petites échelles de la turbulence est souvent limitée par la précision intrinsèque des techniques de mesures utilisées. L'hypothèse de THI permet alors de déduire les petites échelles de la turbulence des plus grandes, celles-ci pouvant être plus facilement déterminées avec une résolution spatiale ou temporelle correcte.

Le *tableau 5-1* est basé sur le travail de Ravi et al. [167] et présente un aperçu de la caractérisation, dans la littérature, de la turbulence dans des enceintes de combustion équipées de ventilateurs. Les deux paramètres habituellement utilisés pour décrire la turbulence sont l'intensité de la turbulence (caractérisée par la moyenne quadratique de la vitesse fluctuante,  $u'$ ) et l'échelle intégrale spatiale longitudinale  $L$ .

Par sa facilité d'utilisation et sa résolution temporelle élevée, l'anémométrie par fil chaud est la technique généralement utilisée pour caractériser les écoulements turbulents. Cependant, cette technique ne peut pas être utilisée en THI où l'écoulement moyen est nul. Ainsi, dans les dispositifs expérimentaux dont il est question ici, les paramètres  $u'$  et  $L$  sont déterminés par mesures LDV ou PIV.

Les moyennes quadratiques des vitesses fluctuantes (ou fluctuations de vitesse)  $u'$  peuvent être déterminées à partir de l'évolution temporelle de la vitesse instantanée  $U_i$  mesurée en un point par LDV [1, 27, 70, 186]. Les champs 2D de la vitesse instantanée  $U_i$ , obtenus par PIV, permettent également de fournir une cartographie détaillée des fluctuations de vitesse dans la zone étudiée [104, 167, 173, 186]. Dans ce cas, une attention particulière doit être portée à la résolution spatiale des mesures PIV afin de ne pas biaiser la détermination des fluctuations de vitesse  $u'$  [186]. Les effets de filtrage passe-bas induits par la résolution des mesures PIV sont soulignés dans le *chapitre 6, §6.4*.

L'échelle intégrale temporelle  $T$  peut être aisément déterminée à partir des signaux LDV temporels et des fonctions d'auto-corrélation de la vitesse. Dans la majorité des dispositifs expérimentaux conçus pour étudier la turbulence, l'échelle intégrale spatiale  $L$  est habituellement reliée à l'échelle intégrale temporelle  $T$  par la relation de Taylor (*équation (4-10)*). Cette relation n'est cependant pas utilisable lorsque l'écoulement moyen est nul, comme c'est le cas dans les enceintes de combustion turbulente en THI. Pour palier à ce problème, Abdel-Gayed et al. [1] proposent alors la relation suivante :

$$L = \bar{s} \cdot T \quad \text{avec} \quad \bar{s} = \sqrt{\frac{8}{\pi}} u' \quad (5-1)$$

D'après Abdel-Gayed et al. [1],  $\bar{s}$  est la vitesse moyenne associée à une loi de probabilité gaussienne, tridimensionnelle, de la vitesse en turbulence homogène et isotrope (la vitesse  $\bar{s}$  sera appelée par la suite « vitesse pseudo-convective »). Dans le *tableau 5-1*, le symbole (\*) indique les valeurs d'échelles intégrales spatiales déterminées à partir de la *relation (5-1)*. La validité de cette relation est étudiée dans le *chapitre 6*, §6.6.2.

Une alternative à l'utilisation des relations de Taylor ou d'Abdel-Gayed consiste à déterminer directement l'échelle intégrale spatiale, en utilisant des mesures LDV corrélées en deux points différents [18, 27, 79]. Cette méthode nécessitant d'importantes ressources techniques, les mesures PIV sont préférentiellement utilisées [104, 167, 173, 186]. Dans les deux cas, les échelles intégrales spatiales sont déduites des fonctions de corrélations spatiales. Lors de la détermination des échelles intégrales spatiales à partir des mesures PIV, une attention particulière doit donc aussi être portée à la taille de la région d'intérêt. En effet, si les fonctions de corrélation n'atteignent pas la valeur zéro dans la zone de visualisation PIV, une approximation exponentielle de la courbe de corrélation est nécessaire [167] et peut conduire à des imprécisions sur les valeurs des échelles intégrales spatiales.

### 5.2.2. Complémentarité des techniques LDV, PIV et TR-PIV

Dans cette étude, la technique LDV sera utilisée pour déterminer les statistiques en un point (vitesse moyenne et moments d'ordres supérieurs) ainsi que les statistiques temporelles (spectres d'énergie) avec une grande précision.

La topologie de l'écoulement peut être étudiée par PIV-2D. On utilisera ici la technique PIV classique (basse cadence) pour obtenir des champs 2D de la vitesse instantanée sur toute la zone de visualisation accessible depuis un hublot de l'enceinte de combustion. Ces mesures permettront d'investiguer qualitativement la nature homogène et isotrope de l'écoulement turbulent dans l'enceinte. Cependant, dans ce cas, la taille importante de la région d'intérêt induit une faible résolution spatiale. Par ailleurs, en PIV classique, la fréquence d'acquisition ne dépasse généralement pas 10 Hz, valeur correspondant au taux de répétition des lasers classiques, et les hautes fréquences de la turbulence ne peuvent pas être résolues.

Ainsi, on utilisera un système de PIV résolue en temps (*TR-PIV*, pour *Time Resolved PIV*) et caractérisé par une fréquence d'acquisition de plusieurs kHz, associé à une petite zone de visualisation pour déterminer à la fois les statistiques temporelles et spatiales de l'écoulement turbulent. Ces mesures permettront d'évaluer les échelles intégrales spatiales à partir de fonctions de corrélations spatiales, et les spectres temporels d'énergie avec une grande précision.

TAB. 5-1. Caractéristiques des enceintes de combustion dans la littérature pour l'étude de la combustion turbulente de prémélange

Référence	Abdel-Gayed et al. (1984)	Fansler and Groff (1990)	Shy et al. (2000)	Sick et al. (2001)	Bradley et al. (2003, 2011)	Kitagawa et al. (2008)	Weiß et al. (2008)	Ravi et al. (2013)	cette étude
Caractéristiques de l'enceinte	cylindrique $\varnothing = 305$ mm $l = 305$ mm	cylindrique $\varnothing = 260$ mm $l = 260$ mm	intersection de deux cylindres $\varnothing_1 = 89$ mm $\varnothing_2 = 225$ mm	sphère équivalente : $\varnothing \approx 58$ mm	sphérique $\varnothing = 380$ mm	sphère équivalente : $\varnothing \approx 406$ mm	sphère équivalente : $\varnothing \approx 118$ mm	cylindrique $\varnothing = 305$ mm $l = 356$ mm	sphérique $\varnothing = 200$ mm
Nombre de ventilateurs	4	4	2	4	4	2	8	4	6
Nombre de pales	8	8	8	-	8	-	6	3 à 6	4
Diamètre des ventilateurs [mm]	147	135	116	48	-	-	45	76.2	40
Vitesse de rotation max. [tr/min]	10 000	2 500	7620	7 000	10 000	-	10 000	8 300	15 000
Intensité turbulente max. [m/s]	16	~ 2.2	2.6	1.8	12	1.59	~ 3.5	3.5	2.4
Echelle intégrale longitudinale [mm]	38 à 42 (*)	40 (*)	15 à 48 (*)	6.9	20	10.3	3.9	20 à 27 (dépend du pas des pales)	3.4
Technique de caractérisation de la turbulence	LDV	LDV	LDV	PIV	LDV	PIV	LDV ( $u'$ ) PIV ( $L$ )	PIV	LDV ( $u'$ ) PIV ( $L$ )

## 5.3. Dispositifs de mesures

### 5.3.1. Vélocimétrie Laser Doppler (LDV)

Le principe de la technique LDV et le dispositif expérimental utilisé ici sont décrits en détail dans l'*annexe E*. Les caractéristiques essentielles du dispositif de mesure sont rappelées ci-dessous.

Le dispositif LDV utilisé est un système Dantec® à deux composantes, utilisant les longueurs d'onde verte et bleue (respectivement 541.5 nm et 488 nm) d'un laser Argon ionisé d'une puissance nominale de 6 W. L'air à l'intérieur de l'enceinte estensemencé par des gouttelettes d'huile de silicone à l'aide du dispositif décrit au *paragraphe 5.1.2*.

Le post-traitement des bouffées Doppler est effectué par le logiciel BSAFlow™ afin d'obtenir les deux composantes de la vitesse,  $U$  et  $V$ . La durée d'acquisition des signaux est fixée à 100 s, ce qui permet, d'une part, d'assurer la convergence des vitesses moyennes  $\bar{U}$  et  $\bar{V}$  et des fluctuations  $u'$  et  $v'$ , et d'autre part, de permettre la détection des plus basses fréquences lors de l'analyse spectrale des fluctuations de vitesse. La fréquence moyenne d'acquisition dépend de la fréquence de passage des particules dans le volume de mesure. Selon le cas étudié, entre 50 000 et 300 000 mesures de vitesses instantanées sont enregistrées, ce qui correspond à une fréquence moyenne d'acquisition comprise entre 500 Hz et 3 000 Hz. En effet, pour des faibles vitesses de rotation des ventilateurs, l'intensité de la turbulence est peu élevée, les fluctuations de vitesse sont faibles et un petit nombre de particules traverse le volume de mesure. Au contraire, pour des hautes vitesses de rotation des hélices, les fluctuations de vitesse sont plus importantes et la fréquence d'acquisition des signaux est plus élevée.

En LDV, un biais statistique dû à l'échantillonnage aléatoire des signaux de vitesse doit être pris en compte. En effet, le nombre de particules à grandes vitesses passant dans le volume de mesure est plus grand que celui des particules à faibles vitesses et la vitesse moyenne, ainsi que les moments de degré supérieurs, sont alors biaisés vers les grandes vitesses. Dans cette étude, ce biais est corrigé en prenant en compte le temps de transit des particules dans le volume de mesure [36], lors du calcul des vitesses moyennes  $\bar{U}$  et  $\bar{V}$ , des fluctuations  $u'$  et  $v'$  et des moments de degré 3 et 4 (asymétrie et aplatissement des distributions de vitesse). La correction utilisée [36] est détaillée dans l'*annexe E*.

Les paramètres d'acquisition des mesures LDV sont présentés dans le *tableau 5-2*. Le dispositif LDV est fixé sur une traverse permettant les déplacements 3D, dans les directions  $X$ ,  $Y$  et  $Z$  (*figure 5-5*).

Pour les mesures LDV comme pour les mesures PIV, les électrodes utilisées pour l'inflammation du mélange réactif sont retirées.

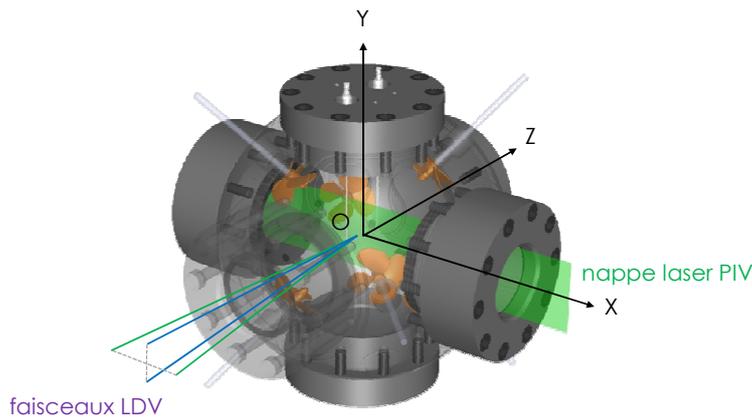


FIG. 5-5. Représentation des configurations de mesures LDV et PIV dans l'enceinte

### 5.3.2. Vélocimétrie par Images de Particules (PIV)

Les deux composantes de vitesse  $U$  et  $V$  peuvent également être déterminées dans le plan  $XOY$  (n'intersectant aucun des six ventilateurs), en utilisant un dispositif PIV (figure 5-5). Afin de compléter les informations apportées par les mesures LDV, deux configurations de mesures PIV sont envisagées (cf. paragraphe 5.2.2). La première utilise la technique PIV classique (basse cadence, 2 Hz) et permet d'obtenir des champs 2D des deux composantes de vitesse couvrant une large zone de visualisation (environ  $80 \times 80 \text{ mm}^2$ ). Cette configuration sera appelée par la suite *LR-PIV*, pour *Low Spatial and Temporal Resolution*. La seconde utilise la PIV résolue en temps et permet d'obtenir des champs de vitesse dans une zone réduite (environ  $20.5 \times 20.5 \text{ mm}^2$ ) associée à une haute résolution temporelle (3 500 Hz). Cette configuration sera appelée *HR-PIV*, pour *High Spatial and Temporal Resolution*.

Le principe de la technique PIV, ainsi que celui de la méthode d'intercorrélation permettant de déterminer les deux composantes de la vitesse, sont rappelés dans l'annexe F.

#### 5.3.2.1. PIV faible résolution spatiale et temporelle (LR-PIV)

Les mesures LR-PIV sont obtenues en utilisant un laser pulsé Nd :YAG (Spectra-Physic® PIV 200) générant des séries de doubles impulsions lumineuses de  $2 \times 200 \text{ mJ}$  à la longueur d'onde  $532 \text{ nm}$ . Un système optique constitué d'une lentille sphérique divergente (de focale  $f = -300 \text{ mm}$ ) et d'une lentille cylindrique convergente ( $f = 25 \text{ mm}$ ) permet d'obtenir une nappe laser verticale passant par le centre de l'enceinte de combustion, d'une hauteur de  $10 \text{ cm}$  environ. Le profil d'intensité lumineuse de la nappe laser étant gaussien, la hauteur de la nappe est supérieure au diamètre du hublot afin d'exploiter uniquement la partie centrale de la nappe, zone où la distribution de l'intensité est la plus homogène. L'épaisseur de la nappe laser est d'environ  $0.5 \text{ mm}$  au centre de l'enceinte et légèrement supérieure lorsqu'on s'approche des hublots.

On utilise une caméra numérique 12 bits PowerView Plus  $2048 \times 2048 \text{ pixel}^2$ , équipée d'un objectif Nikor  $60 \text{ mm}$ , d'ouverture  $f/8$ , produisant un grandissement de  $49.7 \mu\text{m}/\text{pixel}$ . Un filtre interférentiel de  $10 \text{ nm}$  de bande passante, centré sur  $532 \text{ nm}$ , est utilisé afin de supprimer le rayonnement ambiant et les éventuelles réflexions. Le grandissement est de

$49.7 \mu\text{m}/\text{pixel}$ , ce qui permet de couvrir l'ensemble de la zone de visualisation accessible depuis un hublot.

Un système de synchronisation (Laser Pulse Synchronizer 610035) est utilisé afin de faire coïncider les impulsions laser et les temps d'ouverture de la caméra. Les champs de vitesse sont déduits des images PIV en utilisant le logiciel *Insight-4G<sup>TM</sup>* développé par *TSI<sup>®</sup>*. Pour chaque vitesse de rotation des ventilateurs étudiée, un minimum de 200 images a été enregistré. Ce nombre d'images est suffisant pour atteindre la convergence statistique des champs de vitesse moyenne et des statistiques du deuxième ordre. L'intervalle de temps  $\Delta t$  entre les deux pulses laser varie entre  $10 \mu\text{s}$  et  $30 \mu\text{s}$  en fonction de la vitesse de rotation des ventilateurs, afin de garantir un déplacement maximal des particules d'un quart de la taille de la fenêtre d'interrogation. Un algorithme multi-passes, avec des fenêtres d'interrogation finales de taille  $32 \times 32 \text{ pixels}^2$  et un recouvrement de 50 %, est appliqué. Le champ de vitesse est déduit de chaque couple d'images en utilisant une méthode d'intercorrélation par transformée de Fourier rapide. L'utilisation de la technique d'intercorrélation sub-pixel par fonctions gaussiennes permet d'améliorer la précision des vitesses déterminées. Cette méthodologie de traitement des images est détaillée dans l'*annexe F*. La taille finale des fenêtres d'interrogation implique une résolution spatiale de  $1.7 \times 1.7 \text{ mm}^2$ .

Il peut arriver que le manque de particules donne une mauvaise détection du déplacement des particules et donc des « vecteurs faux ». Afin de corriger ces anomalies de mesure, les vecteurs faux sont identifiés à partir d'une valeur seuil du rapport signal sur bruit. Celui-ci caractérise l'aptitude à distinguer le déplacement réel des particules du bruit présent dans l'espace de corrélation. Il est obtenu en calculant le rapport entre l'amplitude du pic de corrélation maximal utilisé pour les mesures de vitesse et le pic de bruit le plus élevé. Il est à noter qu'une valeur de rapport signal sur bruit élevée n'implique pas nécessairement que le vecteur calculé est valide. En revanche, une valeur proche de 1 aboutit dans la majorité des cas à un vecteur faux. Dans cette étude, un des critères de validation des vecteurs vitesse est l'obtention d'un rapport signal sur bruit supérieur à 1.2. On impose également un second critère de validation sur le déplacement maximal des particules (vitesse maximale autorisée dans l'écoulement :  $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ). Ces opérations de filtrage éliminent environ 2 % des vecteurs vitesse. Les vecteurs faux sont ensuite remplacés artificiellement en appliquant un filtre médian sur les valeurs de vitesse avoisinantes.

Les paramètres d'acquisition de la configuration LR-PIV sont résumées dans le *tableau 5-2*.

### 5.3.2.2. PIV haute résolution spatiale et temporelle (HR-PIV)

Dans cette configuration, on utilise un laser double cavité Quantronix<sup>®</sup> Dual-Hawk-HP Nd:YAG ( $532 \text{ nm}$ ) afin de former une nappe laser d'épaisseur environ  $0.5 \text{ mm}$  traversant l'enceinte de combustion. Chaque tête du laser est cadencée à  $3\,500 \text{ Hz}$ . Comme précédemment, le délai  $\Delta t$  entre deux pulses laser est ajusté en fonction de la vitesse de rotation des ventilateurs.

Les doublets d'images sont enregistrés par une caméra rapide Fastcam SA5 équipée d'un objectif Nikor  $200 \text{ mm}$ , ouverture  $f/4$ . Des séries de 8192 images sont enregistrées pendant une durée de  $2.3 \text{ secondes}$ . Cette durée d'enregistrement correspond à la capacité mémoire

maximale de la caméra utilisée avec la résolution maximale  $1024 \times 1024 \text{ pixels}^2$ . La convergence statistique de la vitesse moyenne et des fluctuations de vitesse est vérifiée.

La zone d'intérêt, positionnée au centre de l'enceinte, mesure  $20.5 \times 20.5 \text{ mm}^2$ , correspondant à un grandissement de  $20.0 \mu\text{m}/\text{pixel}$ . La taille finale des fenêtres d'interrogation est de  $16 \times 16 \text{ pixels}^2$  avec un recouvrement de 50 %, ce qui induit une résolution spatiale des champs de vitesse de  $320 \times 320 \mu\text{m}^2$ . Comme dans la configuration LR-PIV, les vecteurs faux sont éliminés et remplacés par une valeur médiane. Le champ de vitesse final contenant moins de 5 % de valeurs extrapolées, on peut légitimement considérer que ces extrapolations ne sont pas une source significative d'incertitudes.

Les résolutions spatiales et temporelles des trois techniques de mesure, LDV, LR-PIV et HR-PIV sont reportées dans le *tableau 5-2*. Afin de comparer les résolutions spatiales des trois techniques utilisées dans cette étude, la résolution spatiale des dispositifs est définie comme le plus petit volume dans lequel sont effectuées les mesures. Ainsi, les résolutions suivant X, Y et Z des mesures LDV correspondent à la taille du volume défini par l'intersection des faisceaux laser. Pour les mesures PIV, les résolutions spatiales suivant X et Y correspondent à la taille finale des fenêtres d'interrogation. La résolution suivant Z est conditionnée par l'épaisseur de la nappe laser. En LDV, la vitesse de l'écoulement n'est mesurée que si une particule d'ensemencement passe à travers le volume de mesure et les mesures de vitesse sont donc irrégulièrement échantillonnées. La fréquence d'acquisition reportée dans le *tableau 5-2* est donc la fréquence moyenne calculée à partir du temps d'acquisition et du nombre de particules détectées. Comme souligné précédemment dans le *paragraphe 5.3.1*, la fréquence d'acquisition en LDV dépend de la vitesse de rotation des ventilateurs.

	LDV	LR-PIV	HR-PIV
Nature des mesures (D : dimension - C : composante)	locales (1D-2C)	2D-2C	2D-2C
Résolution suivant X	80 $\mu\text{m}$	1 700 $\mu\text{m}$	320 $\mu\text{m}$
Résolution suivant Y	80 $\mu\text{m}$	1 700 $\mu\text{m}$	320 $\mu\text{m}$
Résolution suivant Z	1 mm	~ 0.5 mm	~ 0.5 mm
Fréquence d'acquisition	500 - 3 000 Hz	2 Hz	3 500 Hz
Nombre d'échantillons	50 000 - 300 000	200	8192
Durée d'acquisition	100 s	100 s	2.3 s

TAB. 5-2. Résolutions spatiale et temporelle des trois techniques de mesure utilisées

## 5.4. Conditions expérimentales caractérisées

Les paramètres de la turbulence sont caractérisés pour différentes vitesses de rotation des ventilateurs  $\omega$ , et différentes pressions et températures initiales  $P_i$  et  $T_i$ . Les conditions étudiées sont présentées dans le *tableau 5-3*. Afin de comparer les techniques de mesure, certaines conditions sont investiguées par plusieurs techniques.

$P_i$ [bar]	$T_i$ [K]	$\omega$ [tr/min]	LDV mesures locales au point (0,0)	LR-PIV plan $xOy$	HR-PIV plan $xOy$
1	300	1 000	●		
		1 500	●		
		2 000	● (*)	●	●
		3 000	●		
		4 000	●		
		5 000	●	●	●
		10 000	●	●	●
		15 000	●	●	●
	323	2 000	●		●
	348	2 000	●		
	373	2 000	●		●
	423	2 000	●		●
	2	300	2 000	●	
5 000			●		
3	300	2 000	●		●
		5 000	●		
5	300	2 000	●		●
		5 000	●		
10	300	2 000	●		●
		5 000	●		

(\*) pour cette condition, la vitesse est également mesurée en différents points le long des axes  $X$ ,  $Y$  et  $Z$ .

TAB. 5-3. Conditions expérimentales de caractérisation de la turbulence dans l'enceinte



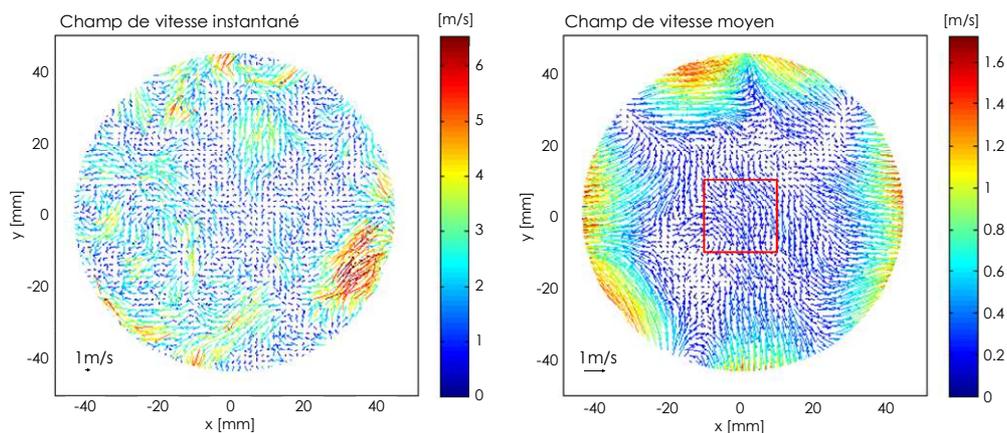
## DETERMINATION DES GRANDEURS CARACTERISTIQUES DE LA TURBULENCE

La turbulence créée dans l'enceinte est caractérisée par des mesures de champs globaux (mesures PIV-2D) et des mesures locales (mesures LDV). La complémentarité de ces techniques de mesure permet de caractériser l'écoulement turbulent à la fois en termes de vitesses moyennes, fluctuations de vitesses, spectres d'énergie temporels et échelles caractéristiques. Ces résultats ont fait l'objet d'une publication dans le journal *Experiments in Fluids* 55 (2014) [77].

### 6.1. Topologie de l'écoulement

- o PIV faible résolution spatiale et temporelle (LR-PIV)

L'écoulement turbulent dans l'enceinte est caractérisé, dans un premier temps, par sa vitesse moyenne. La *figure 6-1* (à gauche) représente un exemple de champ de vitesses instantanées obtenu à partir de la technique LR-PIV (*cf. chapitre 5, §5.3.2.1*), à pression atmosphérique et température ambiante ( $T_i = 300\text{ K}$ ), et avec une vitesse de rotation des ventilateurs  $\omega = 10\ 000\text{ tr/min}$ . Cette représentation met en évidence les tourbillons caractéristiques de la turbulence. Le champ de vitesse moyen déterminé à partir des 200 champs instantanés est également présenté sur la *figure 6-1* (à droite). Pour des raisons de clarté, seul un vecteur sur deux est représenté sur ces cartographies.



*FIG. 6-1. Exemple de champ de vitesses instantanées et champ de vitesse moyen pour la vitesse de rotation des ventilateurs  $\omega = 10\ 000\text{ tr/min}$  (technique LR-PIV). La zone délimitée en rouge sur la figure de droite correspond à la zone de visualisation de la technique HR-PIV.*

Le champ de vitesse moyen permet de montrer que la vitesse moyenne de l'écoulement est quasiment nulle au centre de l'enceinte et augmente lorsqu'on se rapproche des

ventilateurs. La *figure 6-2* présente les cartographies des moyennes des deux composantes de vitesse,  $\bar{U}$  et  $\bar{V}$  pour les mêmes conditions.

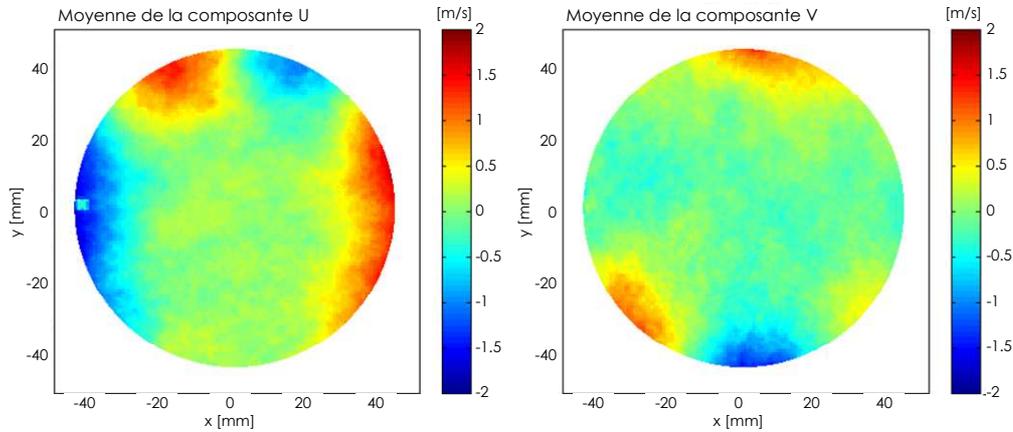


FIG. 6-2. Cartographie des moyennes des deux composantes de vitesse,  $\bar{U}$  et  $\bar{V}$ , pour la vitesse de rotation des ventilateurs  $\omega = 10\,000$  tr/min (technique LR-PIV)

Le champ moyen et les cartographies moyennes des *figures 6-1* et *6-2* mettent en évidence, dans le plan de visualisation, un écoulement périphérique dirigé vers les parois de l'enceinte. On rappelle ici que le sens de rotation des ventilateurs est pourtant choisi de manière à ce que le flux de chaque ventilateur soit dirigé vers le centre de l'enceinte. Cependant, il peut être montré (cf. *annexe D*) que le flux généré par chaque ventilateur présente des zones de recirculation de part et d'autre de l'axe du ventilateur. Le plan de visualisation des mesures PIV dans l'enceinte de combustion ne contient aucun des axes de ventilateurs et permet donc de visualiser les zones de recirculation créées entre les ventilateurs. La *figure 6-3* schématise une vue du dessus du système ventilateurs/plan laser ; quelques lignes de courant sont représentées et permettent d'illustrer cet effet.

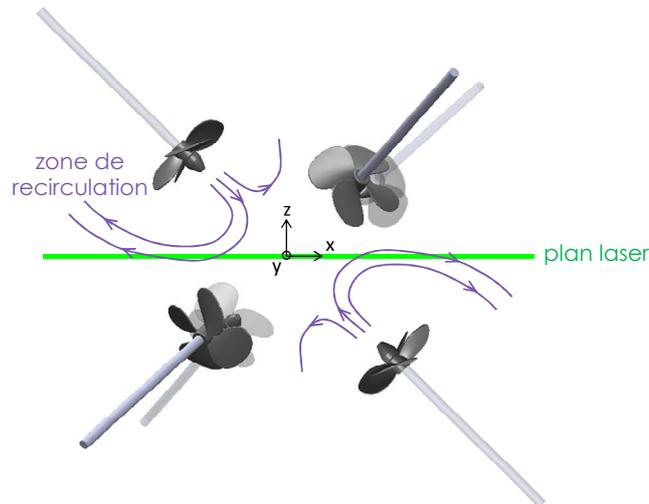


FIG. 6-3. Illustration (vue du dessus) de la topologie de l'écoulement et position du plan laser

Les *figures 6-1* et *6-2* permettent de définir qualitativement une zone centrale de 40 - 50 mm dans laquelle la turbulence semble être homogène avec des vitesses moyennes proches de zéro. D'après la *figure 6-4*, l'étendue de cette région ne dépend pas de manière

significative de la vitesse de rotation des ventilateurs  $\omega$ , seule la vitesse moyenne de l'écoulement en périphérie de la zone de visualisation est amplifiée. Dans ces champs de vitesse, seul un vecteur sur deux est représenté et les échelles de couleur sont différentes par soucis de clarté.

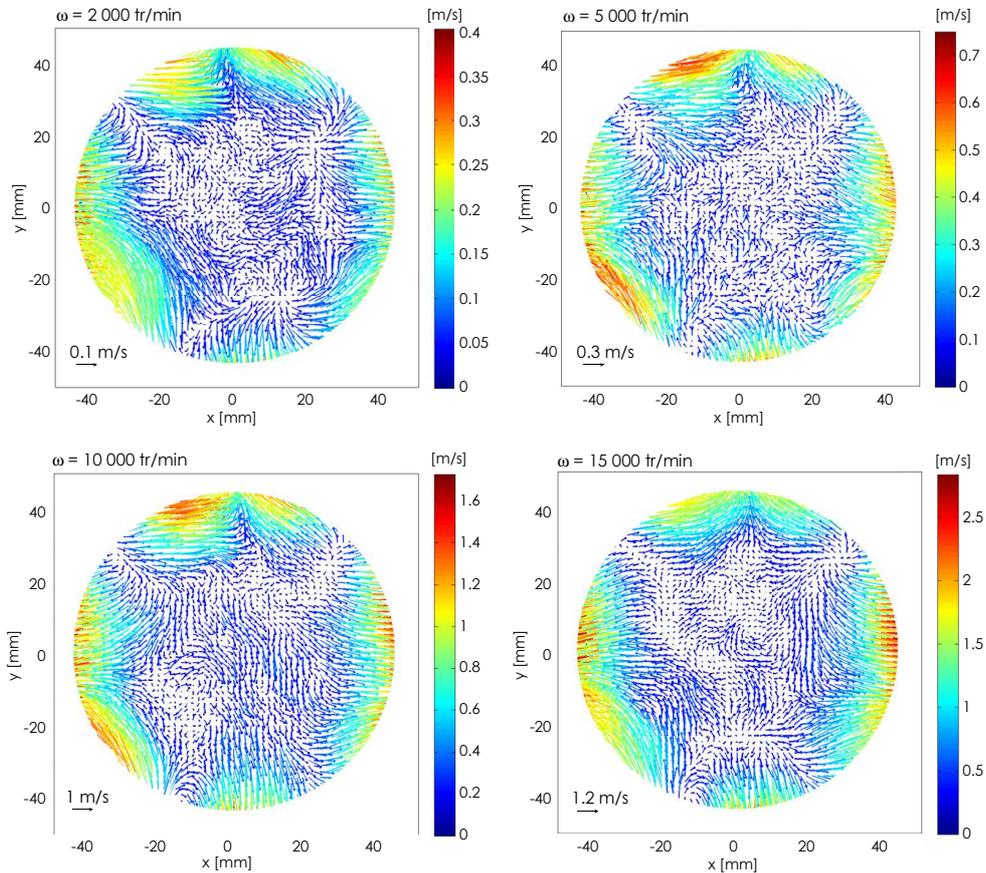


FIG. 6-4. Effet de la vitesse de rotation des ventilateurs  $\omega$  sur le champ de vitesse moyen

o PIV haute résolution spatiale et temporelle (HR-PIV)

Les champs de vitesse instantanée et de vitesse moyenne sont également investigués en utilisant la technique HR-PIV (cf. chapitre 5, §5.3.2.2). La région de visualisation de cette technique,  $20.5 \times 20.5 \text{ mm}^2$ , est délimitée en rouge sur la figure 6-1. La figure 6-5 présente un exemple de champ de vitesses instantanées obtenu à partir de la technique HR-PIV, à pression atmosphérique et température ambiante ( $T_i = 300 \text{ K}$ ), et avec une vitesse de rotation des ventilateurs  $\omega = 10\,000 \text{ tr/min}$ . Comme précédemment, les cartographies des moyennes des deux composantes de vitesse,  $\bar{U}$  et  $\bar{V}$ , correspondant aux mêmes conditions, sont représentées sur la figure 6-6. Dans cette zone de visualisation, les figures 6-5 et 6-6 permettent de confirmer que la vitesse moyenne résultante et les vitesses moyennes des deux composantes,  $\bar{U}$  et  $\bar{V}$ , sont négligeables.

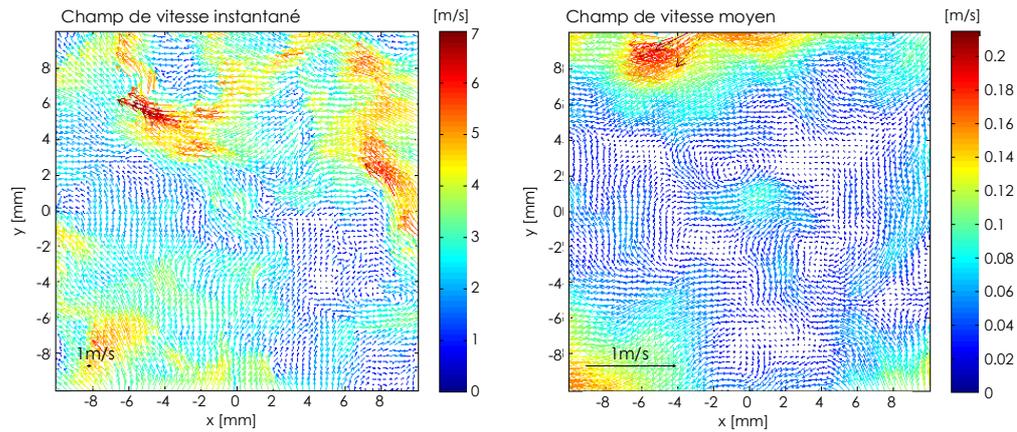


FIG. 6-5. Exemple de champ de vitesses instantanées et champ de vitesse moyenne pour la vitesse de rotation des ventilateurs  $\omega = 10\,000\text{ tr/min}$  (technique HR-PIV).

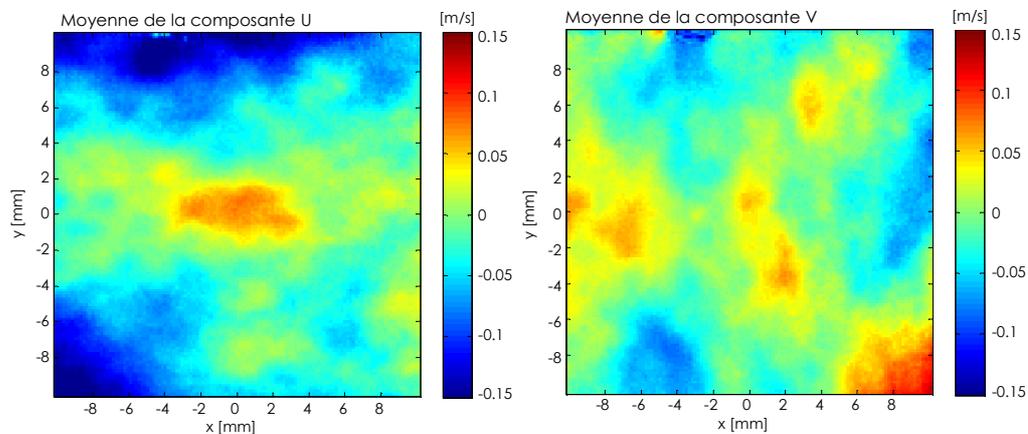


FIG. 6-6. Cartographie des moyennes des deux composantes de vitesse,  $\bar{U}$  et  $\bar{V}$ , pour la vitesse de rotation des ventilateurs  $\omega = 10\,000\text{ tr/min}$  (technique HR-PIV)

#### o LDV

Les deux composantes de vitesse  $U$  et  $V$  peuvent également être déterminées localement à partir de la technique LDV (cf. chapitre 5, §5.3.1). La figure 6-7 montre un exemple d'évolution temporelle des vitesses instantanées obtenues par LDV au point (0,0,0) (centre de l'enceinte) pendant 0.5 ms, pour la vitesse de rotation  $\omega = 10\,000\text{ tr/min}$ . Pour cette condition, les composantes de la vitesse instantanée peuvent atteindre des valeurs de l'ordre de  $\pm 5\text{ m/s}$ , ce qui est en accord avec les champs de vitesses instantanés LR-PIV et HR-PIV (figures 6-1 et 6-5) présentant une gamme maximale de la norme de la vitesse d'environ 6.5 - 7 m/s.

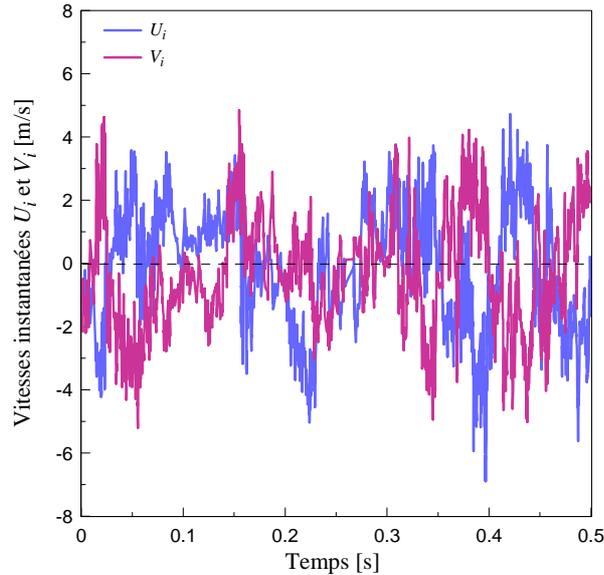


FIG. 6-7. Exemple d'évolution temporelle des vitesses instantanées  $U_i$  et  $V_i$  pour la vitesse de rotation  $\omega = 10\,000\text{ tr/min}$

Pour la vitesse de rotation des ventilateurs  $\omega = 2\,000\text{ tr/min}$ , les mesures LDV sont effectuées tous les  $5\text{ mm}$ , en déplaçant la sonde de mesure le long de l'axe  $X$ , dans un intervalle de  $40\text{ mm}$ . Cet intervalle de déplacement est limité par la distance, au niveau du hublot, entre les deux faisceaux laser de couleur verte convergents mesurant la composante  $U$  de la vitesse (cf. figure 5-5).

o Comparaison des techniques de mesures

Les résultats obtenus à partir des trois techniques de mesures sont comparés sur la figure 6-8 présentant les profils des vitesses moyennes le long de l'axe  $X$ , pour une vitesse de rotation des ventilateurs fixée  $\omega = 2\,000\text{ tr/min}$  et dans la zone centrale  $[-25\text{ mm}; 25\text{ mm}]$  identifiée homogène, comme première approximation, à partir des figures 6-1, 6-2 et 6-4. Un très bon accord est obtenu entre les trois techniques de mesure. Pour cette condition, les vitesses moyennes  $\bar{U}$  et  $\bar{V}$  restent inférieures à  $0.05\text{ m/s}$  dans la zone centrale de l'enceinte.

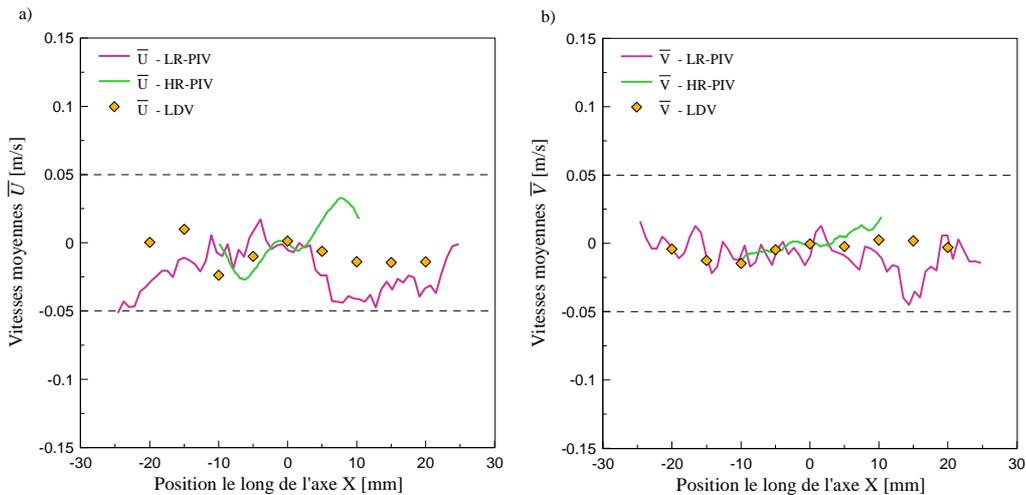


FIG. 6-8. Profils des vitesses moyennes  $\bar{U}$  (a) et  $\bar{V}$  (b) le long de l'axe  $X$  à partir des mesures LDV, LR-PIV et HR-PIV ( $\omega = 2\,000\text{ tr/min}$ )

## 6.2. Distribution des vitesses centrées réduites

Les vitesses moyennes  $\bar{U}$  et  $\bar{V}$  sont soustraites aux vitesses instantanées  $U_i$  et  $V_i$  afin d'obtenir les composantes fluctuantes de la vitesse,  $u_i = U_i - \bar{U}$  et  $v_i = V_i - \bar{V}$ , à partir desquelles sont déterminées les moyennes quadratiques  $u'$  et  $v'$ . De manière générale<sup>1</sup>, les fluctuations de vitesse  $u'$  et  $v'$  sont définies par :

$$u' = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i^2} \quad \text{et} \quad v' = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_i^2} \quad (6-1)$$

où  $N$  est le nombre d'échantillons temporels.

On peut alors déterminer les valeurs des vitesses centrées réduites, c'est-à-dire les composantes fluctuantes normalisées  $u_r = u_i/u'$  et  $v_r = v_i/v'$ . La *figure 6-9* représente les fonctions de densité de probabilité des variables centrées réduites  $u_r$  et  $v_r$ , obtenues au centre de l'enceinte à partir des mesures LDV et HR-PIV, pour deux vitesses de rotation  $\omega = 2\,000 \text{ tr/min}$  et  $\omega = 10\,000 \text{ tr/min}$ . Ces densités de probabilité sont déterminées à partir des vitesses mesurées par LDV au point (0,0,0) et, pour les mesures HR-PIV, à partir de l'ensemble des vitesses de la petite zone d'investigation PIV. Une échelle semi-logarithmique est utilisée pour mettre en évidence la déviation entre ces densités de probabilité et une distribution gaussienne. D'après la *figure 6-9*, les fonctions de densité de probabilité des vitesses normalisées  $u_r$  et  $v_r$  suivent une loi normale. Cette observation peut être confirmée à partir des moments d'ordre 3 et 4, décrivant respectivement l'asymétrie et l'aplatissement des distributions de vitesse.

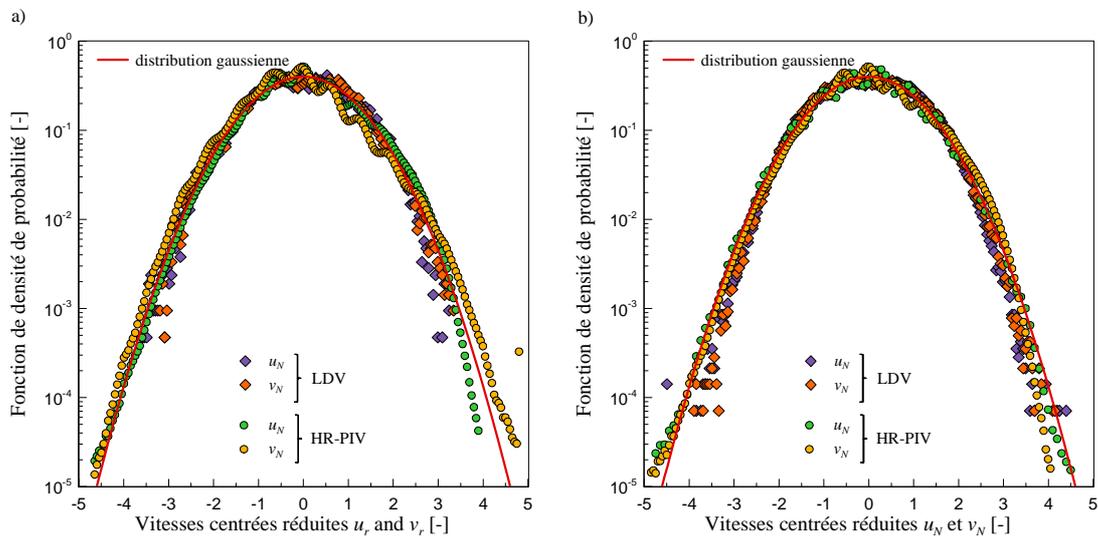


FIG. 6-9. Fonctions de densité de probabilité des vitesses centrées réduites  $u_r$  et  $v_r$  pour la vitesse de rotation  $\omega = 2\,000 \text{ tr/min}$  (a) et  $\omega = 10\,000 \text{ tr/min}$  (b)

<sup>1</sup> Ces définitions sont appliquées aux mesures PIV. Comme évoqué dans le *chapitre 5*, §5.3.1., et développé dans l'*annexe E*, une correction par le temps de transit des particules dans le volume de mesure doit être appliquée aux mesures LDV.

Les facteurs d'asymétrie associés aux composantes  $U$  et  $V$  de la vitesse, notés  $S_U$  et  $S_V$ , et les facteurs d'aplatissement, notés  $K_U$  et  $K_V$ , sont respectivement définis par 1 :

$$S_U = \frac{1}{u'^3} \sum_{i=1}^N \frac{1}{N} (U_i - \bar{U})^3 \quad \text{et} \quad S_V = \frac{1}{v'^3} \sum_{i=1}^N \frac{1}{N} (V_i - \bar{V})^3 \quad (6-2)$$

$$K_U = \frac{1}{u'^4} \sum_{i=1}^N \frac{1}{N} (U_i - \bar{U})^4 \quad \text{et} \quad K_V = \frac{1}{v'^4} \sum_{i=1}^N \frac{1}{N} (V_i - \bar{V})^4 \quad (6-3)$$

La figure 6-10 montre l'évolution des facteurs  $S_{U,V}$  et  $K_{U,V}$  en fonction de la vitesse de rotation des ventilateurs  $\omega$ . Un bon accord entre les résultats issus des mesures LDV et HR-PIV peut être observé. Les facteurs  $S_{U,V}$  sont proches de 0 et les facteurs  $K_{U,V}$  sont quasiment égaux à la valeur correspondant à une distribution gaussienne, c'est-à-dire  $K = 3$ , quelque soit la vitesse de rotation des ventilateurs. Ces résultats appuient l'hypothèse formulée par Abdel-Gayed et al. [1] dans l'équation (5-1), reliant les échelles intégrales spatiales et temporelles dans le cas d'un écoulement à vitesse moyenne nulle et basée sur une distribution gaussienne des composantes de la vitesse.

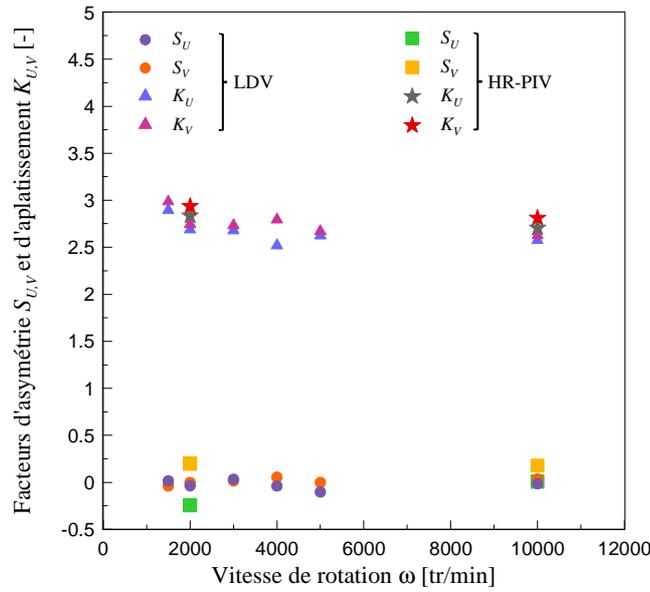


FIG. 6-10. Evolution des facteurs d'asymétrie  $S_{U,V}$  et d'aplatissement  $K_{U,V}$  en fonction de la vitesse de rotation  $\omega$

### 6.3. Homogénéité et isotropie de la turbulence

La *figure 6-11* présente l'évolution spatiale des vitesses moyennes et des fluctuations de vitesse des deux composantes à partir des mesures LDV dans les trois directions X, Y et Z, et pour la vitesse de rotation  $\omega = 2\,000\text{ tr/min}$ .

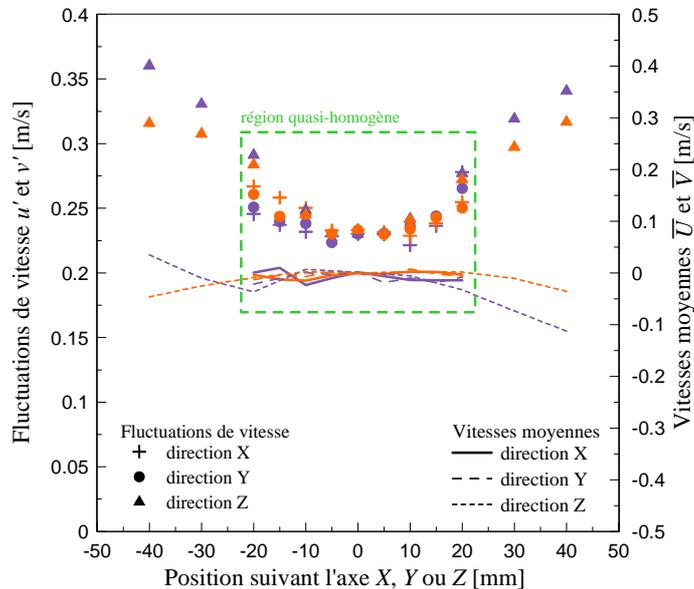


FIG. 6-11. Evolution spatiale des vitesses moyennes et fluctuations de vitesse pour la vitesse de rotation  $\omega = 2\,000\text{ tr/min}$  (mesures LDV). La composante U est représentée en violet et la composante V en orange.

Les variations des fluctuations de vitesse  $u'$  et  $v'$  sont inférieures à 10 % dans la zone  $\pm 20\text{ mm}$  autour du centre de l'enceinte, et attestent de l'homogénéité de la turbulence dans cette région. Cette observation est en accord avec les champs bidimensionnels présentés au *paragraphe 6.1* (*figures 6-1* et *6-2*) montrant une zone centrale quasi-homogène en termes de vitesse moyenne. Dans cette région, les vitesses moyennes  $\bar{U}$  et  $\bar{V}$  sont négligeables (moins de  $0.15u'$ ).

Les résultats présentés sur les *figures 6-9*, *6-10* et *6-11* mettent également en évidence que les propriétés statistiques de la composante de vitesse U sont très proches de celles associées à la composante de vitesse V, ce qui peut être interprété comme un bon niveau d'isotropie dans la région centrale de l'enceinte. Afin de confirmer cette observation, l'isotropie globale peut être quantifiée par le rapport  $u'/v'$ . La *figure 6-12* représente les cartographies spatiales du rapport d'isotropie  $u'/v'$  obtenues à partir des mesures LR-PIV et HR-PIV, pour les vitesses de rotation  $\omega = 2\,000\text{ tr/min}$  et  $\omega = 10\,000\text{ tr/min}$ . Afin de faciliter la comparaison entre les résultats, une même échelle de couleur est utilisée pour les quatre cartographies.

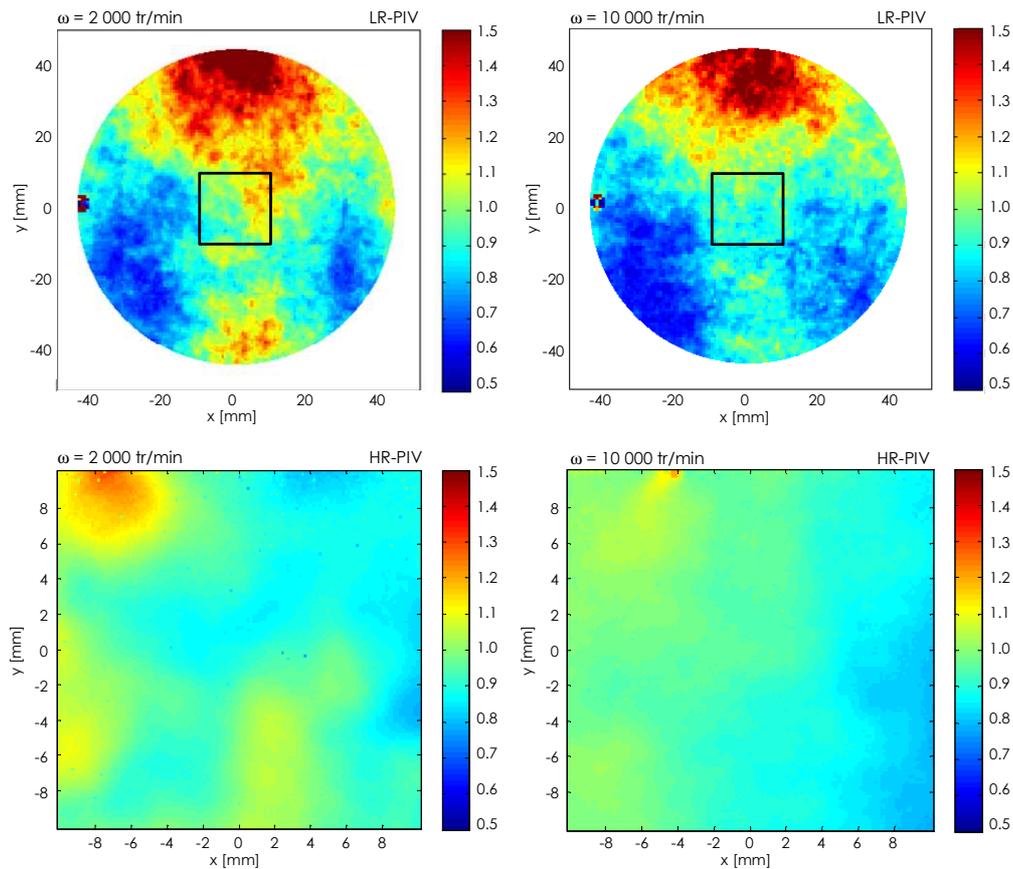


FIG. 6-12. Cartographies d'isotropie obtenues à partir des champs de vitesse LR-PIV et HR-PIV pour deux vitesses de rotation des ventilateurs  $\omega = 2\,000\text{ tr/min}$  et  $\omega = 10\,000\text{ tr/min}$ .

L'écoulement est clairement anisotrope à proximité des ventilateurs. Cependant, dans la région centrale étudiée avec la technique HR-PIV et délimitée en noir sur les cartographies LR-PIV, un degré correct d'isotropie est atteint ( $u'/v'$  est proche de 1). Le niveau d'isotropie dépend de la vitesse de rotation des ventilateurs. En effet, dans cette région, le rapport d'isotropie est compris dans l'intervalle  $\pm 10\%$  autour de la valeur 1 pour  $\omega = 10\,000\text{ tr/min}$ , alors qu'il peut atteindre une déviation de  $\pm 20\%$  dans le cas où  $\omega = 2\,000\text{ tr/min}$ . Ces conclusions sont appuyées à la fois par les mesures LDV et HR-PIV comme le montre la *figure 6-13*. Dans la région centrale de diamètre  $40\text{ mm}$  identifiée sur les *figures 6-11* et *6-13*, la turbulence peut donc être considérée comme homogène et isotrope.

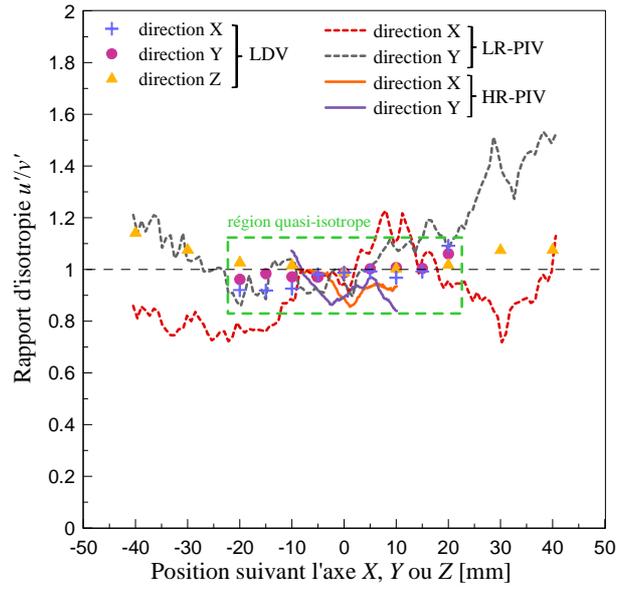


FIG. 6-13. Evolution du rapport d'isotropie  $u'/v'$  le long des trois directions X, Y et Z, à partir des mesures LDV, LR-PIV et HR-PIV pour la vitesse de rotation  $\omega = 2\,000$  tr/min

## 6.4. Importance de la résolution spatiale pour la détermination des fluctuations de vitesse

L'effet de la vitesse de rotation des ventilateurs sur les fluctuations de vitesse est étudié à partir des mesures issues des trois techniques LDV, LR-PIV et HR-PIV. Dans la *figure 6-14* les fluctuations de vitesse  $u'$  et  $v'$  sont tracées en fonction de la vitesse des ventilateurs  $\omega$  et la fréquence de rotation associée  $f_0$  (avec  $f_0 = \omega/60$ ). Les mesures LDV reportées sur ce graphe sont effectuées au centre de l'enceinte. Les résultats PIV correspondent aux valeurs issues de la fenêtre d'interrogation centrale. Les résultats présentés sur cette figure montrent clairement une relation linéaire entre  $u'$  et  $v'$  et la vitesse de rotation des ventilateurs. Une optimisation par la méthode des moindres carrés, appliquée aux mesures LDV, permet d'obtenir la relation linéaire suivante :

$$u' \approx v' = Af_0 \quad (6-4)$$

où  $A$  est une constante :  $A = 0.0104 \text{ m}$ .

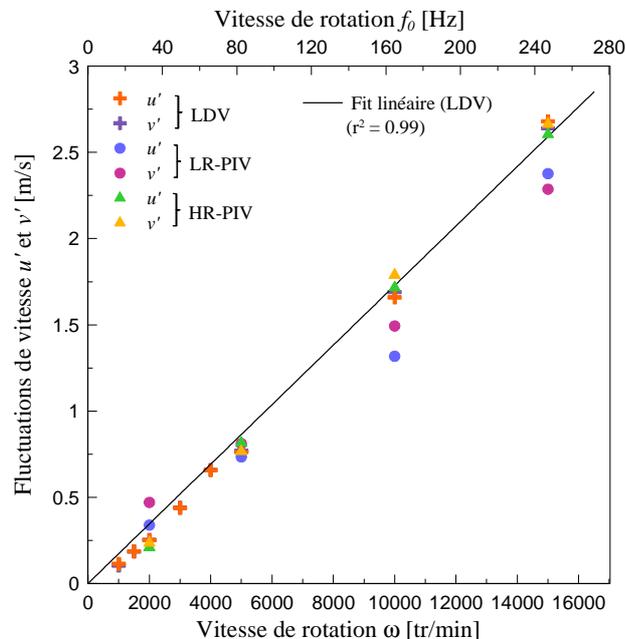


FIG. 6-14. Evolution des fluctuations de vitesse  $u'$  et  $v'$  avec la vitesse de rotation des ventilateurs  $\omega$ , déterminées à partir des mesures LDV, LR-PIV et HR-PIV (résolution spatiale en LDV :  $80 \times 80 \mu\text{m}^2$ , LR-PIV :  $1700 \times 1700 \mu\text{m}^2$  et HR-PIV :  $320 \times 320 \mu\text{m}^2$ )

Cette tendance est tout à fait en accord avec les résultats reportés dans la littérature [1, 27, 70, 173, 186]. Comme déjà observé par Weiß et al. [186], les fluctuations de vitesse déterminées par PIV avec une faible résolution spatiale sont inférieures aux fluctuations de vitesse issues des mesures LDV. En effet, les valeurs LR-PIV sont jusqu'à 30 % plus faibles que les valeurs LDV. Cette déviation peut être expliquée par l'effet de filtrage passe-bas que subissent les mesures PIV. Ce filtrage est induit par la nature même des mesures PIV. En effet, dans ce cas, les valeurs de vitesse correspondent à des valeurs moyennées dans les fenêtres d'interrogation [72, 116]. Ainsi, pour des vitesses de rotation élevées, les mesures LR-PIV des fluctuations de vitesse  $u'$  et  $v'$  sont significativement sous-estimées à cause de la

faible résolution spatiale. Les plus petites fenêtres d'interrogation des mesures HR-PIV impliquent une plus faible atténuation des fluctuations de vitesse par rapport aux mesures LR-PIV. D'après la *figure 6-14*, la résolution spatiale des mesures HR-PIV est suffisante pour estimer les fluctuations de vitesse avec une précision acceptable.

La validité de la *relation (6-4)* est évaluée sur la *figure 6-15* présentant les fluctuations de vitesse adimensionnées,  $u'/(f_0D)$  et  $v'/(f_0D)$ , où  $D$  est le diamètre des ventilateurs. Cette figure permet de montrer que les rapports  $u'/(f_0D)$  et  $v'/(f_0D)$  sont quasiment constants au-delà de la fréquence  $f_0 = 83 \text{ Hz}$  ( $\omega = 5\,000 \text{ tr/min}$ ). Cela signifie que l'énergie cinétique de la turbulence augmente linéairement avec la vitesse de rotation des ventilateurs, pour les vitesses supérieures à  $5\,000 \text{ tr/min}$ . La *relation (6-4)* est donc particulièrement vérifiée pour cette gamme de vitesses de rotation.

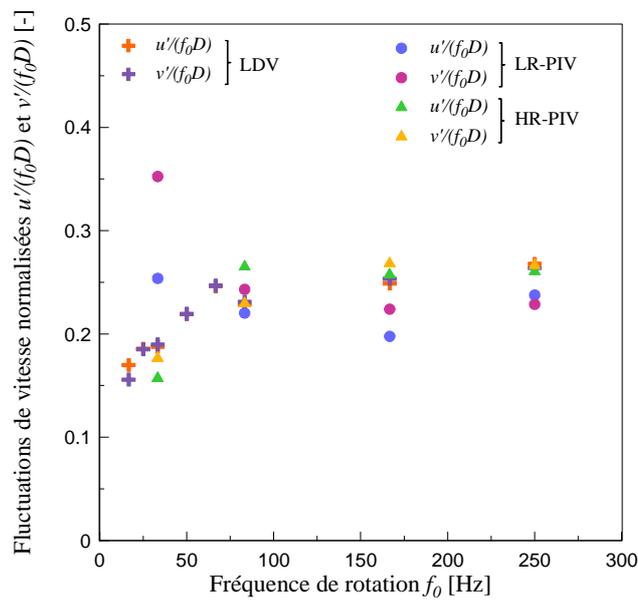


FIG. 6-15. Evolution des rapports  $u'/(f_0D)$  et  $v'/(f_0D)$  avec la fréquence de rotation  $f_0$

## 6.5. Spectres d'énergie temporels

Dans l'étude de la turbulence, la caractérisation de l'écoulement en termes d'analyse spectrale temporelle (ou spatiale) permet de déterminer le niveau d'énergie de chaque échelle temporelle (ou spatiale) de la turbulence. En LDV, à cause du passage aléatoire des particules d'ensemencement dans le volume de mesure, la fréquence d'acquisition n'est pas constante. Un ré-échantillonnage par interpolation linéaire [166] des séries temporelles en intervalles réguliers est alors indispensable à l'analyse des signaux.

Les spectres d'énergie de la turbulence sont déterminés en utilisant la méthode de Welch [187] dont le principe est rappelé ici de manière succincte. La méthode proposée par Welch consiste à estimer un périodogramme par transformée de Fourier discrète, en divisant le signal temporel en segments de longueur arbitraire, avec un recouvrement de 50 %. Chaque segment se voit appliquer une fenêtre, ici une fenêtre de Hanning, afin d'atténuer les effets de lobes secondaires liés à la non-périodicité du signal à chaque extrémité. Seules les

fluctuations du signal sont prises en compte (la tendance moyenne du signal temporel est soustraite). La résolution du périodogramme dépend de la taille des segments considérés. En pratique, le spectre est obtenu en adoptant une fenêtre de découpage dont la taille est supérieure à 10 fois celle de l'échelle intégrale temporelle. Le spectre d'énergie final correspond à la moyenne des spectres calculés sur chaque fenêtre. Cette technique, dont le principe est analogue à une moyenne glissante, permet d'obtenir une résolution quasi-uniforme sur l'ensemble des échelles temporelles.

Les spectres d'énergie temporels  $E_{UU}(f)$  et  $E_{VV}(f)$ , associés respectivement aux composantes de vitesse  $U$  et  $V$ , et déterminés pour trois vitesses de rotation des ventilateurs ( $\omega = 2\,000, 5\,000$  et  $10\,000$  *tr/min*), sont représentés sur la *figure 6-16*, à partir des mesures LDV. Les nombres de Reynolds turbulents associés,  $Re_L$ , sont reportés dans le *tableau 6-1* et indiqués sur la *figure 6-16*. On rappelle que  $Re_L$  est le nombre de Reynolds lié aux plus larges échelles de la turbulence et est défini par [164] :

$$Re_L = \frac{Lu'}{\nu} \quad (6-5)$$

où  $L$  est l'échelle de longueur intégrale et  $\nu$  est la viscosité cinématique.

Vitesse de rotation $\omega$ [tr/min]	2 000	5 000	10 000
Fréquence de rotation $f_0$ [Hz]	33	83	167
Nombre de Reynolds $Re_L$	65	190	400

TAB. 6-1. Correspondance entre les vitesses et fréquences de rotation,  $\omega$  et  $f_0$ , et le nombre de Reynolds turbulent  $Re_L$

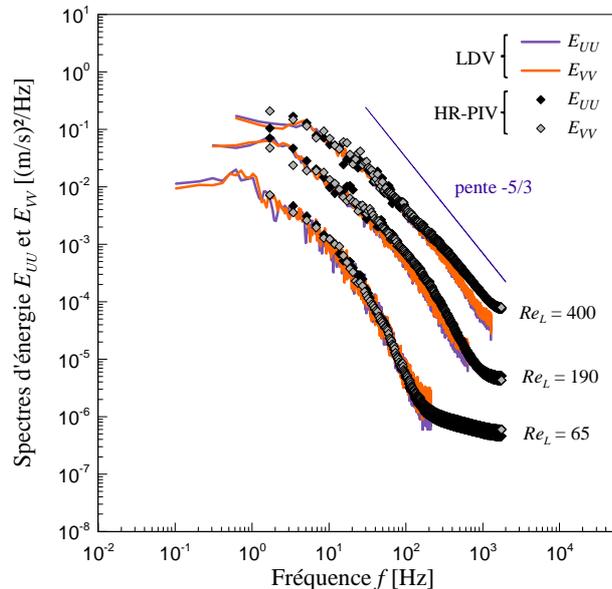


FIG. 6-16. Spectres d'énergie temporels  $E_{UU}$  et  $E_{VV}$  pour différents nombres de Reynolds  $Re_L$

La *figure 6-16* montre que pour chaque nombre de Reynolds  $Re_L$ , les spectres d'énergie  $E_{UU}(f)$  et  $E_{VV}(f)$  sont superposés, ce qui atteste l'hypothèse d'une turbulence isotrope. Ce

graphe souligne également que le domaine inertiel, caractérisé par une loi en puissance  $-5/3$ , s'étend avec le nombre de Reynolds  $Re_L$ , comme le prédit la théorie de Kolmogorov.

Les spectres d'énergie  $E_{UU}$  et  $E_{VV}$  sont également caractérisés à partir des mesures HR-PIV. Dans ce cas, le spectre temporel d'énergie des composantes fluctuantes  $u$  et  $v$  est déterminé dans chaque fenêtre d'interrogation, puis moyenné sur l'ensemble des fenêtres d'interrogation composant le champ de vitesse. Les spectres  $E_{UU}$  et  $E_{VV}$  déterminés à partir des mesures HR-PIV sont également représentés sur la *figure 6-16*. Une parfaite concordance peut être observée entre les spectres d'énergie obtenus à partir des mesures LDV et HR-PIV.

Les deux techniques de mesure, LDV et HR-PIV, présentent toutes deux des limitations pour la détermination des spectres d'énergie temporels. En effet, à cause de la capacité mémoire limitée de la caméra et de la fréquence d'acquisition élevée, les données HR-PIV ne peuvent être enregistrées que pendant une durée très courte (2.3 secondes). Par conséquent, les mesures HR-PIV ne permettent pas de révéler le plateau dans la zone basse fréquence du spectre d'énergie. D'un autre côté, comme il peut être observé sur la *figure 6-16*, la fréquence d'acquisition relativement basse en LDV, ne permet pas de décrire le spectre d'énergie aux hautes fréquences. La fréquence de coupure correspond alors à la moitié de la fréquence moyenne d'acquisition et dépend de la vitesse de rotation des ventilateurs.

Les spectres d'énergie  $E_{UU}$  et  $E_{VV}$  sont maintenant normalisés par le produit  $f_0 D$ , et représentés sur la *figure 6-17* à partir des mesures HR-PIV. On remarque que les spectres d'énergie normalisés sont superposés pour des rapports  $f/f_0 < 1$ , quelque soit la vitesse de rotation des ventilateurs. Cela signifie que les grandes échelles de l'écoulement sont entièrement conditionnées par les caractéristiques des ventilateurs, alors que le domaine inertiel s'étend vers les petites échelles lorsque la fréquence de rotation  $f_0$  augmente.

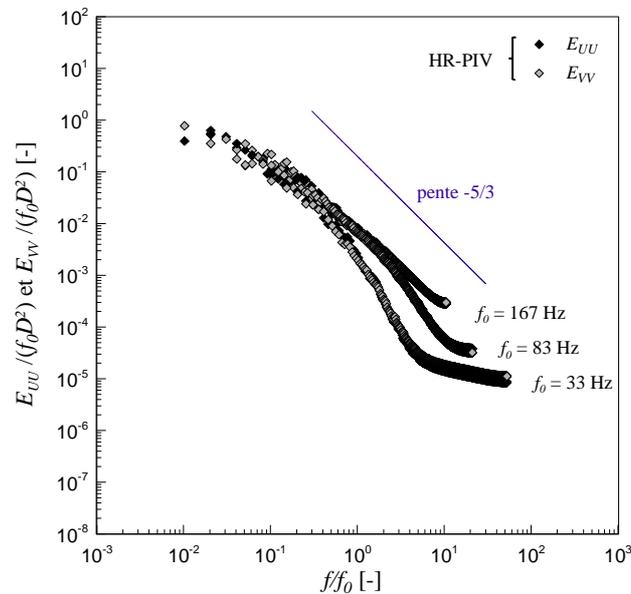


FIG. 6-17. Spectres d'énergie adimensionnés pour différents nombres de Reynolds  $Re_L$

## 6.6. Echelles caractéristiques de la turbulence

Classiquement, trois échelles caractéristiques de la turbulence sont utilisées dans le but d'étudier la combustion turbulente : l'échelle intégrale spatiale (ou temporelle) et les échelles de Taylor et Kolmogorov spatiales (ou temporelles).

### 6.6.1. Echelles intégrales temporelles

Les échelles intégrales temporelles  $T_U$  et  $T_V$  peuvent être calculées à partir des coefficients d'autocorrélation temporelle obtenus via les mesures LDV et HR-PIV. En un point donné  $(x, y)$ , les coefficients de corrélation temporelle  $R_{U_t}$  et  $R_{V_t}$  sont définis à partir des données LDV par :

$$R_{U_t}(\tau) = \frac{\overline{u(t)u(t+\tau)}}{u'^2} \quad (6-6)$$

$$R_{V_t}(\tau) = \frac{\overline{v(t)v(t+\tau)}}{v'^2} \quad (6-7)$$

où  $\tau$  est le décalage temporel et le signe  $\overline{\quad}$  désigne une moyenne temporelle.

A partir des mesures HR-PIV, les coefficients de corrélation temporelle  $R_{U_t}(\tau)$  et  $R_{V_t}(\tau)$  sont déterminés dans chaque fenêtre d'interrogation en utilisant les équations (6-6) et (6-7), puis moyennés sur l'ensemble des fenêtres d'interrogation du champ de vitesse. Les coefficients de corrélation temporelle sont représentés sur la figure 6-18 pour les vitesses de rotation des ventilateurs  $\omega = 5\,000\text{ tr/min}$  et  $\omega = 10\,000\text{ tr/min}$ .

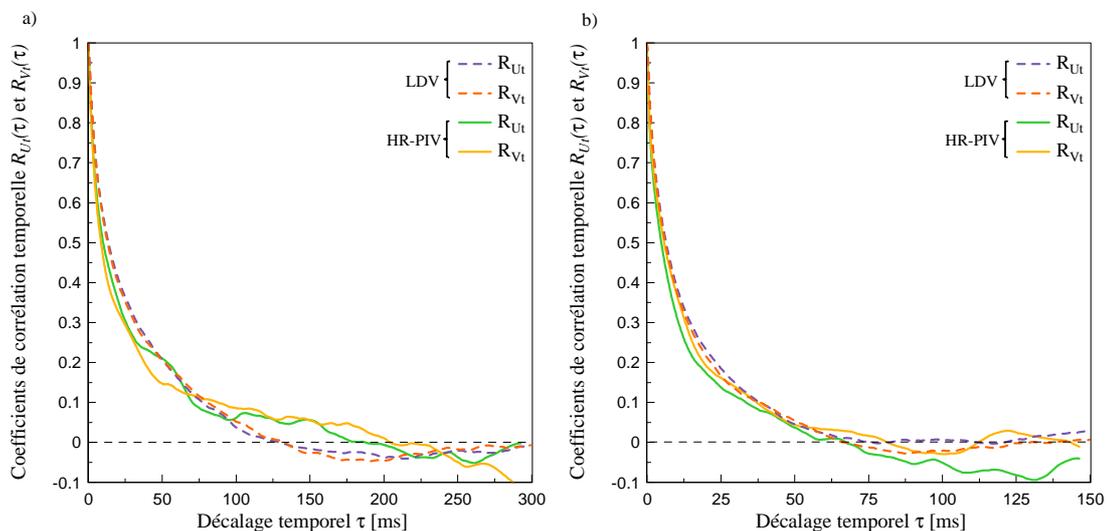


FIG. 6-18. Courbes de corrélation temporelle pour les vitesses de rotation  $\omega = 5\,000\text{ tr/min}$  (a) et  $\omega = 10\,000\text{ tr/min}$  (b)

Les coefficients de corrélation temporelle déterminés par LDV correspondent étroitement aux coefficients issus des mesures HR-PIV. Comparées aux corrélations LDV, les courbes de corrélation temporelle HR-PIV présentent des variations plus importantes à cause du temps d'acquisition plus court.

Les échelles intégrales temporelles  $T_U$  et  $T_V$  correspondent à l'aire sous les courbes de corrélation  $R_{U_t}(\tau)$  et  $R_{V_t}(\tau)$  jusqu'au premier passage à zéro (cf. chapitre 4, §4.3.2). La turbulence étant isotrope, une valeur moyenne d'échelle intégrale temporelle  $T$  peut être déterminée à partir des deux valeurs  $T_U$  et  $T_V$ . Cette valeur est reportée dans le tableau 6-2 pour les deux vitesses de rotation étudiées. Un excellent accord peut être observé entre les résultats issus des deux techniques de mesure.

Vitesse de rotation $\omega$ [tr/min]		5 000	10 000
Echelle intégrale temporelle $T$ [ms]	LDV	27.3	12.9
	HR-PIV	28.1	11.6

TAB. 6-2. Valeurs moyennes des échelles intégrales temporelles déterminées à partir des mesures LDV et HR-PIV pour les deux vitesses de rotation des ventilateurs  $\omega = 5\,000$  tr/min et  $\omega = 10\,000$  tr/min

### 6.6.2. Echelles intégrales spatiales

D'après Abdel-Gayed et al. [1], les échelles spatiales intégrales longitudinales  $L$  peuvent être déterminées à partir des échelles intégrales temporelles  $T$  en utilisant l'équation (5-1) et les mesures LDV. Cette relation appliquée ici aboutit à une valeur moyenne  $L$  de 40 mm, quelque soit la vitesse de rotation des ventilateurs. On peut par ailleurs noter que, dans tous les dispositifs expérimentaux similaires de la littérature et utilisant la relation de Abdel-Gayed pour la détermination de l'échelle intégrale spatiale, des valeurs proches de 40 mm ont été également déterminées [1, 70, 172].

D'un autre côté, les échelles spatiales intégrales longitudinales et transversales, respectivement notées  $L_{U_x}$ ,  $L_{V_y}$  et  $L_{U_y}$ ,  $L_{V_x}$ , peuvent aussi être directement évaluées en déterminant les coefficients de corrélation spatiale, à partir des composantes fluctuantes de la vitesse  $u_i = U_i - \bar{U}$  et  $v_i = V_i - \bar{V}$ , et des mesures HR-PIV.

A un instant donné  $t$ , les coefficients de corrélation longitudinale dans les directions  $X$  et  $Y$  sont définis par :

$$R_{U_x}(\xi) = \frac{\langle u(x, y)u(x + \xi, y) \rangle}{u'^2} \quad (6-8)$$

$$R_{V_y}(\xi) = \frac{\langle v(x, y)v(x, y + \xi) \rangle}{v'^2} \quad (6-9)$$

et les coefficients de corrélation latérale dans les directions  $X$  et  $Y$  par :

$$R_{U_y}(\xi) = \frac{\langle u(x, y)u(x, y + \xi) \rangle}{u'^2} \quad (6-10)$$

$$R_{V_x}(\xi) = \frac{\langle v(x, y)v(x + \xi, y) \rangle}{v'^2} \quad (6-11)$$

où  $\xi$  est le décalage spatial et le signe  $\langle \rangle$  désigne une moyenne spatiale effectuée sur chaque champ de vitesse. Dans ce cas,  $u'$  et  $v'$  sont les fluctuations de vitesse déterminées à partir de l'ensemble des vitesses  $U$  et  $V$  dans le champ de vitesse. Les coefficients de

corrélations spatiales  $R_{Ux}$ ,  $R_{Vy}$ ,  $R_{Uy}$  et  $R_{Vx}$  sont déterminés à partir des équations (6-8) à (6-11) puis moyennés sur l'ensemble des champs de vitesses instantanées.

Les échelles intégrales spatiales  $L_{Ux}$ ,  $L_{Vy}$ ,  $L_{Uy}$  et  $L_{Vx}$  sont obtenues en intégrant les fonctions de corrélations spatiales jusqu'au premier passage par zéro des fonctions. Dans certains travaux issus de la littérature [60, 167], les fonctions de corrélation longitudinale n'atteignent pas la valeur zéro dans la zone de visualisation PIV. Dans ce cas, une approximation exponentielle des courbes de corrélation est nécessaire afin d'extrapoler les fonctions de corrélation à la valeur zéro. Cependant, cette méthodologie implique des imprécisions dans la détermination des échelles intégrales spatiales. Dans notre cas, ce problème est contourné, puisque, comme le montre la figure 6-19, la région d'intérêt de la technique HR-PIV ( $20.5 \times 20.5 \text{ mm}^2$ ) est assez grande pour que les coefficients de corrélation deviennent nuls.

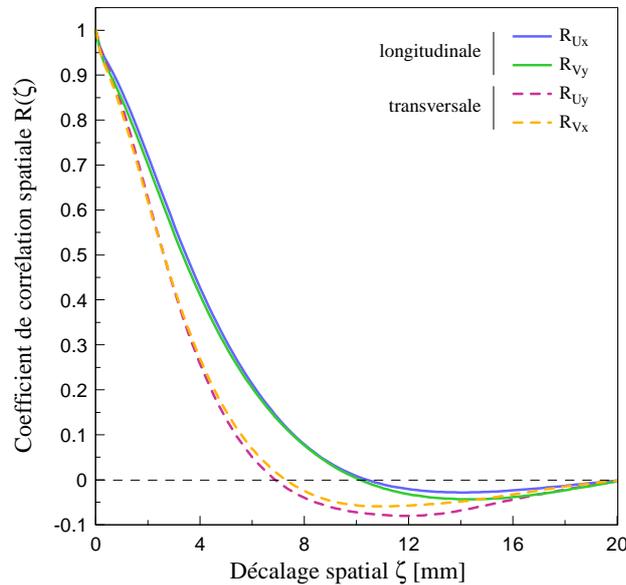


FIG. 6-19. Courbes de corrélation spatiale pour la vitesse de rotation des ventilateurs  $\omega = 2000 \text{ tr/min}$

Les courbes de corrélation  $R_{Ux}(\xi)$  et  $R_{Uy}(\xi)$  sont respectivement superposées aux courbes de corrélation  $R_{Vy}(\xi)$  et  $R_{Vx}(\xi)$ , ce qui permet, encore une fois, de valider l'hypothèse de turbulence isotrope.

L'intégration des courbes de corrélation longitudinale permet de déterminer une échelle intégrale spatiale longitudinale moyenne égale à  $3.4 \text{ mm}$ . Cette valeur est environ 11.5 fois plus petite que celle évaluée précédemment à partir des corrélations temporelles LDV. Cependant, même si la validité des hypothèses de distribution gaussienne des vitesses et de turbulence homogène isotrope, nécessaires à l'application de l'équation (5-1), ont été vérifiées dans les paragraphes 6.2 et 6.3, la détermination directe des corrélations spatiales est largement privilégiée à l'utilisation d'une relation théorique. En effet, la précision et la validité de la relation suggérée par Abdel-Gayed et al. [1] est discutable car l'estimation de la vitesse appropriée permettant de relier l'échelle intégrale temporelle  $T$  et l'échelle intégrale spatiale  $L$  ne semble pas triviale. A partir de la détermination des échelles intégrales  $L$  et  $T$  par HR-PIV, une autre estimation de la vitesse « pseudo-convective »  $\bar{c}$  peut être

définie par :  $\bar{c} = L^{HR-PIV} / T^{HR-PIV}$ . Les valeurs des vitesses pseudo-convectives  $\bar{c}$  et  $\bar{s}$ , telle que définie par Abdel-Gayed dans l'équation (5-1), sont reportées dans le tableau 6-3. Ces deux définitions aboutissent à des estimations de la vitesse pseudo-convective différentes d'un facteur 10 environ.

Vitesse de rotation $\omega$ [tr/min]	5 000	10 000
Vitesse pseudo-convective $\bar{s}$ [m/s] (Abdel-Gayed et al. [1])	1.5	3.0
Vitesse pseudo-convective $\bar{c}$ [m/s] (définition utilisée dans cette étude)	0.12	0.27

TAB. 6-3. Vitesses pseudo-convectives  $\bar{s}$  et  $\bar{c}$  pour deux vitesses de rotation des ventilateurs  $\omega = 5\,000$  tr/min et  $\omega = 10\,000$  tr/min

Au vu de la différence importante entre les résultats issus des deux définitions, la pertinence de la définition d'une vitesse pseudo-convective est examinée à partir des fonctions de corrélation obtenues avec la technique HR-PIV. La figure 6-20 représente le coefficient moyen de corrélation longitudinale, noté  $R_L$  (valeur moyenne entre  $R_{Ux}$  et  $R_{Vy}$ ), en fonction du déplacement  $\xi$ , et le coefficient moyen de corrélation temporelle, noté  $R_T$  (valeur moyenne entre  $R_{Ut}$  et  $R_{Vt}$ ), en fonction du produit entre la vitesse pseudo-convective  $\bar{c}$  et le décalage temporel  $\tau$ .

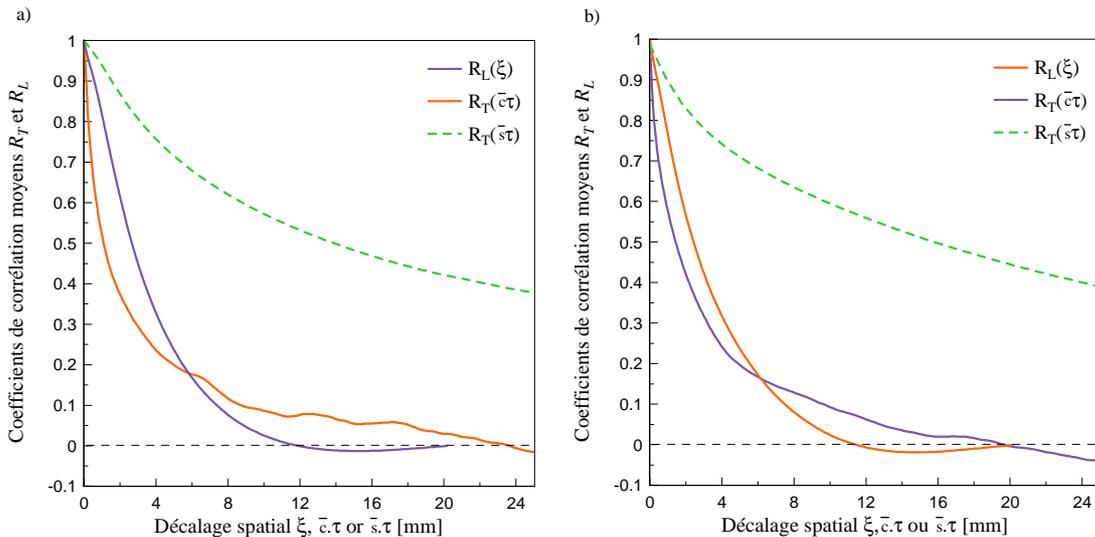


FIG. 6-20. Courbes de corrélation temporelle et longitudinale moyennes pour les vitesses de rotation des ventilateurs  $\omega = 5\,000$  tr/min (a) et  $\omega = 10\,000$  tr/min (b)

Comme il peut être observé sur la figure 6-20, les courbes de corrélation temporelle et longitudinale ne sont pas parfaitement superposées, et mettent en évidence la difficulté de définir une vitesse unique pour relier les corrélations spatiales aux corrélations temporelles. Sur ces graphes est également ajoutée en pointillés l'évolution du coefficient temporelle moyen  $R_T$  en fonction du produit  $\bar{s}\tau$ . Dans ce cas, les courbes de corrélation temporelle ne sont pas du tout superposées aux courbes de corrélation longitudinale, ce qui signifie que la vitesse moyenne  $\bar{s}$  définie par Abdel-Gayed et al. [1] est vraisemblablement surestimée.

Ainsi, les valeurs des échelles intégrales spatiales, déterminées à partir de la relation de Abdel-Gayed, étant suspectées d'être inexactes, les valeurs présentées et utilisées dans la suite de cette étude sont celles évaluées directement à partir des mesures HR-PIV et des corrélations spatiales. On peut également noter que la valeur  $L = 3.4 \text{ mm}$  ainsi obtenue est tout à fait en accord avec la valeur évaluée par Weiß et al. [186] par PIV dans un dispositif ayant des paramètres géométriques similaires (diamètre de l'enceinte et diamètre des ventilateurs).

Par ailleurs, la relation existant entre l'échelle intégrale spatiale et l'échelle intégrale temporelle a déjà fait l'objet de discussions dans une publication de Birouk et al. [18], qui ont utilisé à la fois des mesures LDV en un point et des mesures LDV en deux points pour caractériser l'écoulement turbulent dans une enceinte. En utilisant leurs estimations des échelles intégrales spatiales et temporelles, ils proposent la relation suivante :  $L \approx 0.80 \times T \times u'$ . Cependant, cette relation empirique est propre à leur configuration expérimentale et ne peut pas être extrapolée sans ambiguïté à une relation universelle entre l'échelle intégrale spatiale et temporelle, dans le cas d'une turbulence homogène et isotrope, avec un écoulement moyen nul.

L'évolution des échelles intégrales spatiales, évaluées à partir des mesures HR-PIV, en fonction de la vitesse de rotation des ventilateurs est présentée sur la *figure 6-21*.

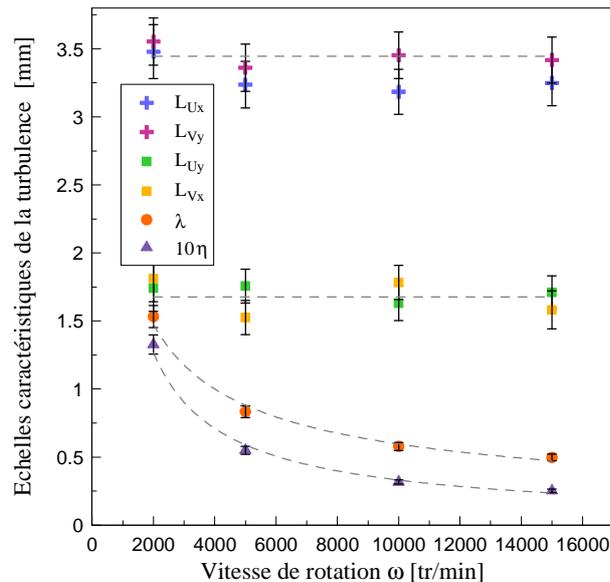


FIG. 6-21. Evolution des échelles caractéristiques spatiales en fonction de la vitesse de rotation des ventilateurs  $\omega$

Les barres d'erreurs associées aux échelles intégrales spatiales correspondent à l'écart-type déterminé à partir de l'ensemble des champs de vitesses instantanées. En accord avec la littérature [18, 27, 70, 104, 167, 186] et avec les conclusions relatives à la *figure 6-17*, les échelles intégrales spatiales sont indépendantes de la vitesse de rotation des ventilateurs. Les valeurs moyennes de  $L_{U_x}$ ,  $L_{V_y}$ ,  $L_{U_y}$  et  $L_{V_x}$  sont reportées dans le *tableau 6-4*. On peut remarquer que les échelles intégrales longitudinales et transversales diffèrent en moyenne d'un facteur proche de 2, ce qui atteste encore une fois de l'hypothèse de turbulence isotrope [91].

Echelles intégrales longitudinales [mm]		Echelles intégrales transversales [mm]	
$L_{Ux}$	$L_{Vy}$	$L_{Uy}$	$L_{Vx}$
3.3	3.5	1.7	1.7

TAB. 6-4. Valeurs moyennes des échelles intégrales de longueur obtenues à partir de l'ensemble des vitesses de rotation étudiées (mesures HR-PIV)

### 6.6.3. Echelles de Taylor et de Kolmogorov

Dans le cas d'une turbulence homogène et isotrope, la micro-échelle de Taylor  $\lambda$  peut-être estimée à partir de l'échelle intégrale longitudinale  $L$  et du nombre de Reynolds turbulent associé  $Re_L$  [90] (cf. chapitre 4, §4.3.3) :

$$\frac{\lambda}{L} \sim \sqrt{\frac{15}{Re_L}} \quad (6-12)$$

L'échelle spatiale de Kolmogorov  $\eta$  est déduite de la relation suivante (cf. chapitre 4, §4.3.4):

$$\frac{\eta}{L} \sim Re_L^{-3/4} \quad (6-13)$$

Les évolutions des échelles spatiales de Taylor  $\lambda$  et de Kolmogorov  $\eta$  en fonction de la vitesse de rotation des ventilateurs sont reportées sur la *figure 6-21*. Les barres d'erreurs sont déduites des incertitudes sur l'échelle intégrale spatiale en utilisant les *relations (6-12) et (6-13)*.

Les échelles de Taylor et de Kolmogorov présentent des décroissances similaires avec la vitesse de rotation des ventilateurs. Ces tendances confirment les conclusions relatives à la *figure 6-17*. En effet, la plus grande échelle de la turbulence  $L$  étant fixée par les caractéristiques géométriques du dispositif expérimental, l'augmentation du nombre de Reynolds (c'est-à-dire l'augmentation de la vitesse de rotation des ventilateurs) induit la génération d'échelles de dissipation locale de plus en plus fines.

## 6.7. Influence de la pression et de la température sur les caractéristiques de la turbulence

Dans les paragraphes 6.1 à 6.6 de ce chapitre, la turbulence générée dans l'enceinte de combustion est caractérisée à pression atmosphérique et température ambiante ( $T_i = 300\text{ K}$ ). Cette chambre de combustion a été conçue pour étudier la combustion turbulente à haute pression et haute température. Ainsi, une caractérisation précise de la turbulence pour de telles conditions est également indispensable à l'étude des interactions entre la flamme et la turbulence. L'influence de la température et de la pression sur les caractéristiques de la turbulence est notamment étudiée pour la vitesse de rotation des ventilateurs  $\omega = 2\,000\text{ tr/min}$ , dans la gamme de température  $T_i = 300\text{ K}$  à  $T_i = 473\text{ K}$  et dans la gamme de pression  $P_i = 1\text{ bar}$  à  $P_i = 10\text{ bar}$ .

Dans un premier temps, les effets de la température et de la pression de l'air dans l'enceinte de combustion sur les échelles de longueur de la turbulence sont envisagés. La figure 6-22 montre que l'échelle intégrale spatiale reste globalement constante, quelque soient la température et la pression, dans la gamme  $\pm 6\%$  autour de la valeur moyenne déterminée précédemment pour différentes vitesses de rotation à pression atmosphérique et température ambiante. Cette valeur ( $L = 3.4\text{ mm}$ ) est représentée sur la figure 6-22 par une ligne en pointillé.

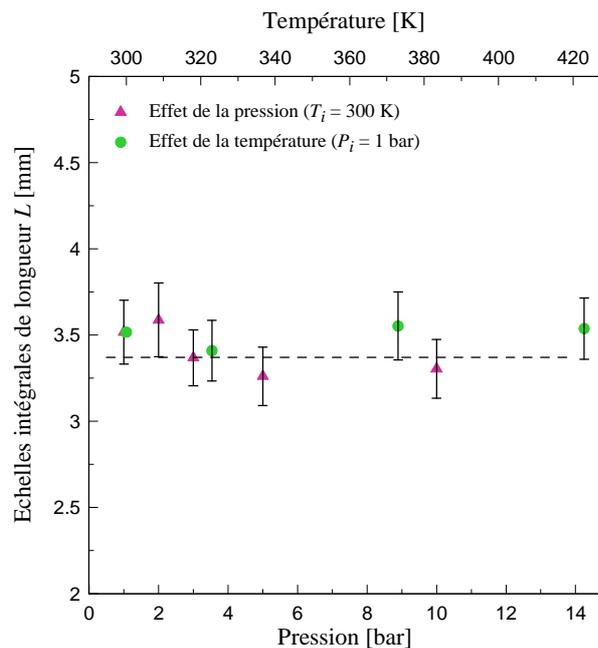


FIG. 6-22. Effet de la température et de la pression sur l'échelle intégrale de longueur  $L$  ( $\omega = 2\,000\text{ rpm}$ )

D'après Ravi et al. [167], l'échelle intégrale spatiale est un paramètre inhérent au dispositif expérimental et peut être reliée à ses caractéristiques géométriques, notamment à l'angle de pas des pales des ventilateurs. L'indépendance de l'échelle intégrale spatiale avec les conditions thermodynamiques du gaz dans l'enceinte est parfaitement en accord avec les travaux de Bradley et al. [27] et Fansler and Groff [70] dans des dispositifs expérimentaux

similaires, et avec les travaux de Kobayashi et al. [108] et Lachaux et al. [113] sur des brûleurs de type Bunsen.

Afin d'étudier les effets de la pression et de la température sur les plus petites échelles de la turbulence, les *figures 6-23 (a) et (b)* présentent respectivement les spectres d'énergie pour différentes pressions et pour différentes températures, pour la vitesse de rotation  $\omega = 2\,000$  rpm. Pour des raisons de clarté, les spectres d'énergie des deux composantes de vitesse,  $E_{UU}$  et  $E_{VV}$  sont représentés sur le *graphe (a)* et seul le spectre d'énergie  $E_{UU}$  est représenté sur le *graphe (b)*. La *figure 6-24* représente l'évolution des échelles de longueur de Taylor  $\lambda$  et de Kolmogorov  $\eta$  en fonction de la pression (*a*) et de la température (*b*). Lorsque la pression augmente, les spectres d'énergie montrent que les hautes fréquences ont de plus en plus d'énergie. Cela signifie que l'augmentation de pression génère des structures turbulentes caractérisées par des échelles temporelles de plus en plus petites. Par conséquent, les tourbillons caractéristiques de la turbulence sont de plus en plus petits lorsque la pression augmente. Lachaux et al. [113] ont montré que l'échelle de Taylor  $\lambda$  varie comme  $P_i^{-1/2}$  et que l'échelle de longueur de Kolmogorov  $\eta$  diminue comme  $P_i^{-3/4}$ . Ces tendances sont ajoutées sur la *figure 6-24 (a)* et sont en parfait accord avec les données expérimentales. Les *figures 6-23 (b) et 6-24 (b)* montrent que lorsque la température augmente, les hautes fréquences de la turbulence ont légèrement moins d'énergie et les petites échelles  $\lambda$  et  $\eta$  caractéristiques de l'écoulement sont donc plus grandes. Une augmentation linéaire des petites échelles de la turbulence avec la température peut être observée sur la *figure 6-24 (b)*.

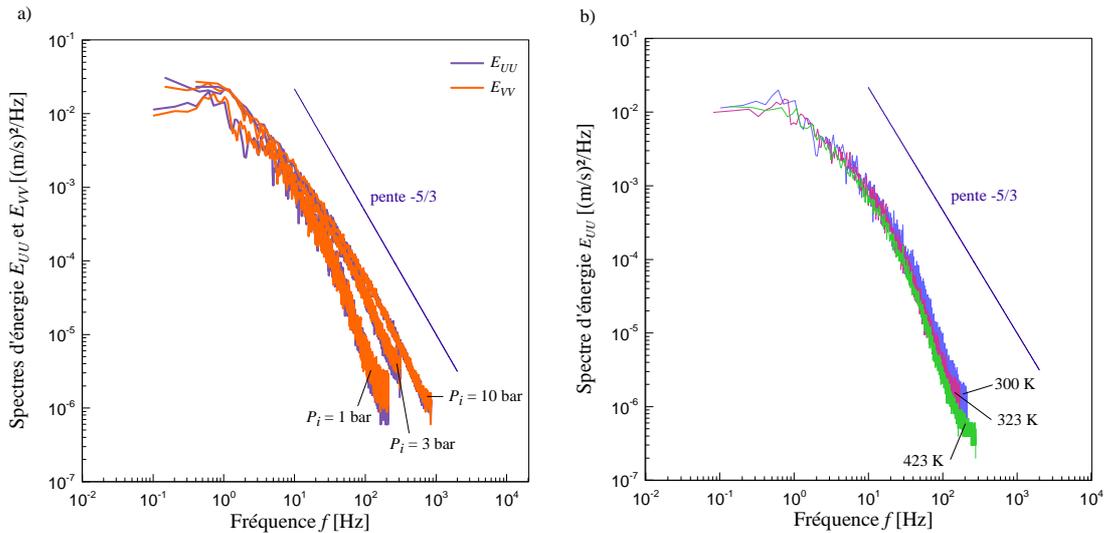


FIG. 6-23. Spectres d'énergie  $E_{UU}$  et  $E_{VV}$  pour différentes pressions initiales (a) et températures initiales (b), pour la vitesse de rotation des ventilateurs  $\omega = 2\,000$  tr/min (mesures LDV)

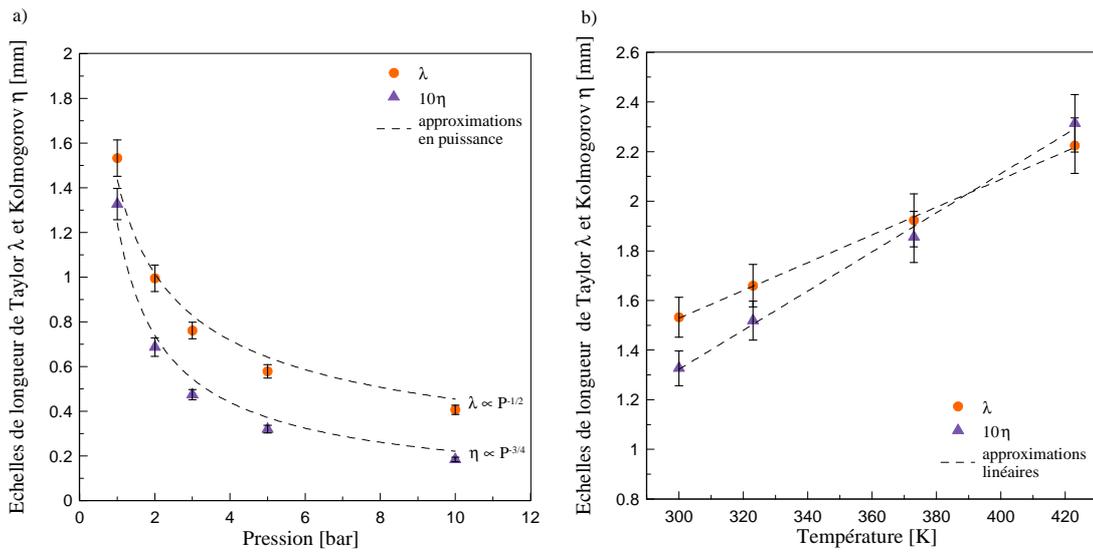


FIG. 6-24. Evolution de l'échelle de longueur de Taylor  $\lambda$  et Kolmogorov  $\eta$  avec la pression (a) et la température (b) pour la vitesse de rotation des ventilateurs  $\omega = 2\,000\text{ tr/min}$

Les évolutions des fluctuations de vitesse  $u'$  et  $v'$  en fonction de la pression et de la température dans l'enceinte sont représentées sur la figure 6-25 pour les vitesses de rotation  $\omega = 2\,000\text{ tr/min}$  et  $\omega = 5\,000\text{ tr/min}$ . Comme suggéré par Kobayashi et al. [108], ces tendances peuvent être comparées à l'évolution du rapport  $\nu L/\lambda^2$ , où  $\nu$  est la viscosité cinématique du gaz. Les évolutions du rapport  $\nu L/\lambda^2$  avec la pression et la température sont également reportées sur la figure 6-25 pour la vitesse de rotation  $\omega = 2\,000\text{ tr/min}$  et des tendances similaires entre  $u'$  (ou  $v'$ ) et  $\nu L/\lambda^2$  peuvent être observées. Puisqu'on a montré précédemment que l'échelle intégrale spatiale  $L$  est indépendante de la pression et de la température, les fluctuations de vitesse  $u'$  et  $v'$  varient, dans notre cas, comme  $\nu/\lambda^2$ .

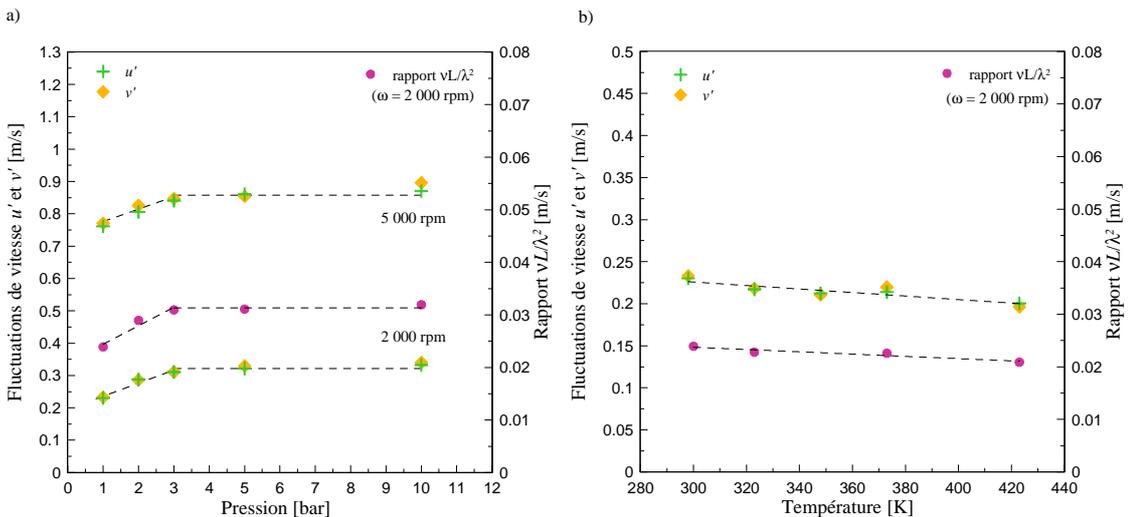
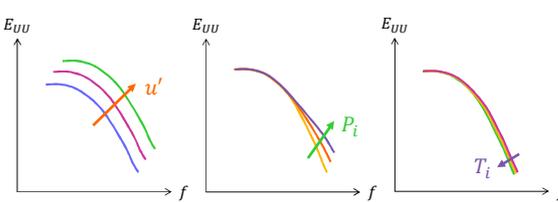


FIG. 6-25. Evolution des fluctuations de vitesse  $u'$  et  $v'$  et du rapport  $\nu L/\lambda^2$  avec la pression pour  $\omega = 2\,000\text{ tr/min}$  et  $\omega = 5\,000\text{ tr/min}$  (a), et avec la température pour la vitesse de rotation des ventilateurs  $\omega = 2\,000\text{ tr/min}$  (b)

Néanmoins, l'influence des paramètres thermodynamiques sur les fluctuations de vitesse  $u'$  et  $v'$  reste très modérée, en particulier dans le cas d'une modification de la température. Dans le cas d'une augmentation de la pression, la différence relative entre la valeur de  $u'$  (ou  $v'$ ) à pression élevée et celle obtenue à pression atmosphérique diminue avec la vitesse de rotation des ventilateurs ( $< 15\%$  à partir de la vitesse de rotation  $\omega = 5\,000\text{ tr/min}$ ). Ainsi, dans le cadre de l'étude de la combustion turbulente pour différentes conditions de pression et température, on approximera la valeur des fluctuations de vitesse à celle obtenue à pression atmosphérique et température ambiante. Pour la rigueur de l'étude, il est important de garder en mémoire cette approximation, même si celle-ci ne modifiera en rien les conclusions relatives à l'étude des interactions entre la flamme et la turbulence.

## 6.8. Tableau récapitulatif de la caractérisation de la turbulence dans l'enceinte

Le *tableau 6-5* résume les caractéristiques principales de la turbulence dans la zone centrale de l'enceinte où la turbulence est homogène et isotrope.

	Détermination	Propriétés
Fluctuations de vitesses	LDV ou TR-PIV	<ul style="list-style-type: none"> <li>- proportionnelle à la vitesse de rotation des ventilateurs, <math>u' = 0.0104f_0</math></li> <li>- considérées constantes avec la pression</li> <li>- considérées constantes avec la température</li> </ul>
Echelle intégrale spatiale	à partir des fonctions de corrélation spatiale (TR-PIV)	<ul style="list-style-type: none"> <li>- indépendante de la vitesse de rotation des ventilateurs, <math>L = 3.4\text{ mm}</math></li> <li>- indépendante de la pression</li> <li>- indépendante de la température</li> </ul>
Echelles spatiales de Taylor et de Kolmogorov	relations empiriques	<ul style="list-style-type: none"> <li>- diminuent avec la vitesse de rotation des ventilateurs</li> <li>- diminuent avec la pression</li> <li>- augmentent avec la température</li> </ul>
Spectres d'énergie	LDV ou TR-PIV	 <p>(les flèches indiquent une augmentation de <math>u'</math>, <math>P_i</math> ou <math>T_i</math>)</p>

TAB. 6-5. Récapitulatif des principales caractéristiques de la turbulence dans la zone centrale de l'enceinte

## CONCLUSION

Les résultats présentés dans cette partie ont pour objectif de caractériser de manière détaillée la turbulence générée dans l'enceinte de combustion par six ventilateurs en rotation. Les trois dispositifs de mesure mis en place, utilisant les principes de la Vélocimétrie Laser Doppler (LDV) et de la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV), classique et résolue en temps, ont permis d'obtenir des résultats complémentaires en termes de vitesses moyennes, fluctuations de vitesse, spectres d'énergie et échelles caractéristiques de la turbulence. Les limitations et les points forts de ces techniques de mesure ont été soulignés. En particulier, il a été montré que les paramètres de la turbulence peuvent être déterminés avec précision à partir des mesures PIV, sous condition que les résolutions spatiales et temporelles de cette technique de mesure soient suffisamment élevées.

Ainsi, la turbulence créée dans l'enceinte par les six ventilateurs en rotation peut être considérée comme homogène et isotrope dans une zone centrale de 40 mm de diamètre. Si l'intensité de la turbulence est linéaire avec la vitesse de rotation des ventilateurs, l'échelle intégrale spatiale de la turbulence, elle, est une caractéristique intrinsèque au dispositif expérimental. Les travaux de la littérature utilisant des dispositifs similaires montrent que celle-ci dépend du pas des pales des ventilateurs. Cette particularité peut être mise en parallèle avec une autre technique permettant de générer la turbulence dans une enceinte : en effet, dans le cas où la turbulence est générée par une grille placée perpendiculairement à l'écoulement, l'échelle intégrale de la turbulence dépend de la taille de la maille de la grille.

La caractérisation du champ dynamique a été réalisée à froid et sans injection de gaz combustibles dans l'enceinte. Dans les conditions de richesse étudiées dans la suite de cette étude, la quantité d'isooctane dans le mélange réactif isooctane/air est très faible (dans le cas le plus défavorable qui sera étudié par la suite, à la richesse 1.4, la quantité d'isooctane dans le mélange réactif est inférieure à 2.5 % en volume). La différence de densité des gaz dans l'enceinte entre les deux cas d'étude (avec ou sans carburant) est alors négligeable et les caractéristiques aérodynamiques déterminées dans le *chapitre 6* ne seront pas affectées par la présence d'isooctane dans le mélange initial.



# PARTIE 3

---

## Etude expérimentale des flammes turbulentes de prémélange

Introduction .....	131
Chapitre 7 – Physique de la combustion turbulente de prémélange .....	133
Chapitre 8 – Techniques expérimentales de visualisation des flammes turbulentes .....	145
Chapitre 9 – Flammes de prémélange turbulentes en expansion : Discussions & Résultats	165
Conclusion .....	189



## INTRODUCTION

Cette partie est consacrée à l'étude expérimentale de la combustion turbulente de prémélange, et plus précisément au cas de la propagation d'une flamme en expansion initiée par une étincelle. L'objectif est de contribuer à la compréhension des phénomènes physiques complexes ayant lieu lors des interactions entre la flamme et la turbulence. La flamme se développe en interagissant avec l'écoulement turbulent décrit dans la Partie 2 de cette étude. L'étude des flammes turbulentes iso-octane/air s'appuie également sur les résultats obtenus dans la Partie 1 dans le cadre de l'étude des flammes iso-octane/air laminaires. En effet, on s'intéresse particulièrement au régime des flammelettes pour lequel les flammes turbulentes peuvent être localement caractérisées par leurs propriétés laminaires, notamment par la vitesse de combustion laminaire et l'épaisseur de flamme laminaire.

Le Chapitre 7 constitue une brève introduction des différents régimes de combustion turbulente et une synthèse de l'état de l'art des phénomènes de couplage existant entre la flamme et la turbulence. Cette étude bibliographique met en évidence la complexité des phénomènes d'interactions entre la flamme et la turbulence. L'accent est également mis sur les flammes turbulentes en expansion et leurs mécanismes de propagation. Le Chapitre 8 introduit les techniques de diagnostics optiques et les conditions expérimentales considérées dans cette étude. Deux techniques sont envisagées : la tomographie laser par diffusion de Mie et l'ombroscopie. Les limitations inhérentes à l'utilisation de ces techniques y sont soulignées et la technique d'ombroscopie est choisie pour caractériser les flammes turbulentes dans la suite de cette étude. Le Chapitre 9 présente les résultats obtenus à partir des visualisations par ombroscopie. Les flammes turbulentes en expansion sont notamment caractérisées par l'évolution de leur vitesse de propagation, pour différentes conditions de pression et température initiales ( $P_i = 1$  à  $5 \text{ bar}$  et  $T_i = 323$  à  $473 \text{ K}$ ), de richesse ( $\phi = 1.0, 1.3$  et  $1.4$ ) et d'intensité de la turbulence ( $u' = 0.69$  à  $2.08 \text{ m/s}$ ). Une nouvelle méthodologie est proposée permettant de mettre en évidence uniquement les effets de la turbulence au cours de la propagation de la flamme en expansion. Enfin, cette large gamme de conditions expérimentales permet d'établir une loi unifiée décrivant la vitesse de propagation des flammes turbulentes, quelles que soient les conditions thermodynamiques initiales, l'intensité de la turbulence et la nature du mélange réactif.



# PHYSIQUE DE LA COMBUSTION TURBULENTE DE PRÉMÉLANGE

Les caractéristiques d'une flamme de prémélange laminaire sont intimement liées aux diffusivités des espèces et à la diffusivité thermique. La turbulence permet d'accroître le dégagement de chaleur, d'une part, en favorisant les phénomènes de transports et d'autre part, en augmentant la densité de surface de flamme, par le biais des plissements du front de flamme (cf. figure 7-1). L'influence favorable de la turbulence sur la vitesse de propagation, et donc sur la quantité d'énergie dégagée par unité de volume, explique son grand intérêt d'un point de vue des applications industrielles (brûleurs industriels, moteurs à combustion interne, moteurs de fusée...). Cette influence est connue depuis les années 1880 grâce aux travaux de *Mallard et Le Châtelier*, mais la complexité de l'interaction entre la turbulence et la combustion fait encore aujourd'hui l'objet de nombreuses recherches expérimentales et numériques.

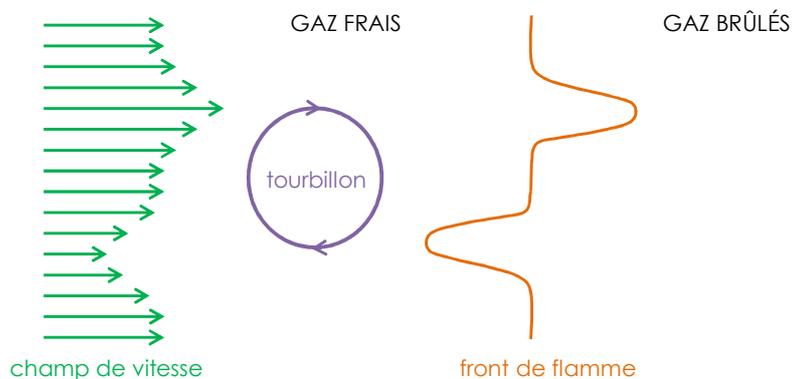


FIG. 7-1. Schématisation de l'interaction entre un tourbillon et une flamme (d'après [127])

## 7.1. Classification des flammes turbulentes de prémélange

Comme la flamme de prémélange laminaire, la flamme de prémélange turbulente peut être caractérisée par sa vitesse et par son épaisseur. Cependant, la caractérisation des flammes turbulentes est beaucoup plus complexe que celle des flammes laminaires. En effet, suivant l'importance respective de la chimie et de la turbulence, il est possible de distinguer plusieurs types de flammes turbulentes. La classification des flammes turbulentes de prémélange est basée sur la définition de nombres adimensionnels.

### 7.1.1. Vitesse et épaisseur de flamme turbulente

Deux caractéristiques importantes d'une flamme prémélangée laminaire sont sa vitesse normale de propagation et son épaisseur. Par analogie avec l'approche statistique utilisée dans le cadre de l'étude des écoulements turbulents (*cf. chapitre 4*), dans le cas d'une flamme turbulente, ces quantités ne peuvent être définies qu'en moyenne :

- soit en considérant un ensemble d'un grand nombre de flammes dans des conditions macroscopiques identiques (moyenne d'ensemble),
- soit en considérant que la flamme est constituée d'un ensemble de petites flammes locales, et en remplaçant alors la moyenne statistique d'ensemble par une moyenne spatiale dans un plan donné (dans le cadre de l'hypothèse ergodique) [21].

Comme dans le cas laminaire, la vitesse de combustion turbulente représente le taux de consommation des gaz frais par unité d'aire. La vitesse de combustion turbulente  $S_T$  est alors toujours supérieure à la vitesse de combustion laminaire  $S_L$  car l'augmentation de la surface du front de flamme permet d'augmenter le taux de conversion des gaz frais en gaz brûlés. L'épaisseur apparente du front de flamme englobant les plissements est appelée épaisseur de flamme turbulente  $\delta_T$  (ou « flame brush » pour reprendre l'expression anglo-saxonne).

Liptanikov and Chomiak [131] soulignent que cette définition générale de la vitesse de combustion turbulente  $S_T$  est incomplète du fait que la surface de référence n'est pas spécifiée. Ce problème est d'autant plus important que la vitesse de combustion turbulente dépend fortement de la surface choisie comme référence. Cette question est discutée de manière plus approfondie dans le *chapitre 9, §9.1*, de cette étude.

### 7.1.2. Nombres caractéristiques de la combustion turbulente

#### 7.1.2.1. Nombre de Damköhler

Le nombre de Damköhler représente le rapport entre un temps caractéristique de la turbulence  $\tau_L$  et un temps caractéristique de la chimie  $\tau_C$  :

$$Da = \frac{\tau_L}{\tau_C} = \frac{L/u'}{\delta_L/S_L^0} \quad (7-1)$$

Pour de grands nombres de Damköhler ( $Da \gg 1$ ), le temps de la réaction chimique est négligeable devant celui de la turbulence et la structure du front de flamme n'est pas affectée par la turbulence. Pour les flammes turbulentes de prémélange, un temps caractéristique de la chimie peut être estimé par le rapport entre l'épaisseur de flamme laminaire  $\delta_L$  et la vitesse fondamentale de combustion  $S_L^0$ . Un temps caractéristique de la turbulence peut s'exprimer par le rapport entre l'échelle intégrale de longueur  $L$  et l'intensité de la turbulence  $u'$ .

#### 7.1.2.2. Nombre de Karlovitz

Le nombre de Karlovitz compare le temps caractéristique de la chimie,  $\tau_C$ , à l'échelle temporelle de Kolmogorov  $\tau_K$ . Il est défini par :

$$Ka = \frac{\tau_C}{\tau_K} \quad (7-2)$$

### 7.1.3. Régimes de combustion

#### 7.1.3.1. Diagramme de Borghi

Selon les conditions, on distingue différents régimes de combustion turbulente définis à partir de diagrammes de classification, tel celui de Borghi [22]. Dans ce diagramme, présenté à la *figure 7-2*, le régime de combustion est défini en fonction de la valeur des rapports  $u'/S_L^0$  et  $L/\delta_L$ . L'analyse phénoménologique de Borghi permet de classer sommairement les régimes de combustion prémélangée en fonction des nombres adimensionnels définis précédemment,  $Ka$  et  $Da$ , et du nombre de Reynolds basé sur l'échelle intégrale de la turbulence  $Re_L$ . Cette analyse repose sur les hypothèses suivantes : la turbulence est supposée homogène et isotrope, les effets visqueux sont négligés et les effets d'étirement ne sont pas pris en compte. Les régimes de combustion étant basés sur des estimations d'ordre de grandeur, les inégalités ne sont pas à prendre au sens strict.

Le diagramme de Borghi a été récemment modifié par Chaudhuri et al. [40] afin de définir une zone dans laquelle des instabilités hydrodynamiques (ou instabilités de Darrieus-Landau (DL), cf. *chapitre 1*, §1.7.2) peuvent se développer et induire des plissements supplémentaires modifiant la vitesse de la flamme turbulente. Ce domaine est délimité par la ligne épaisse sur la *figure 7-2*.

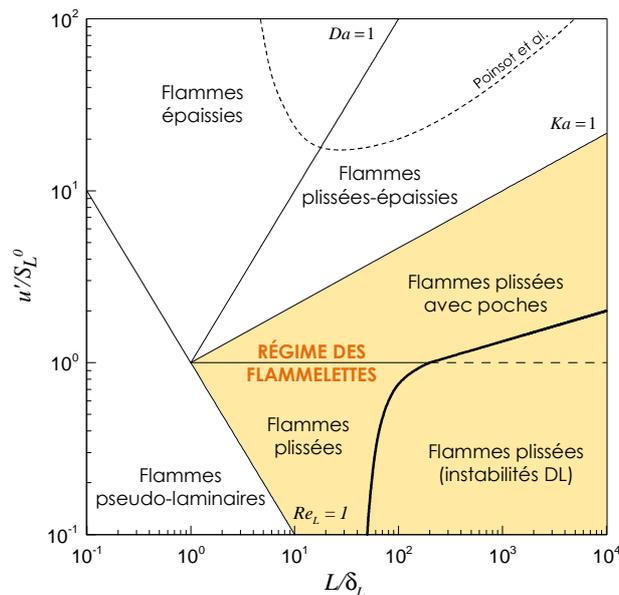


FIG. 7-2. Classification des régimes de combustion turbulente prémélangée (d'après [22] et [40])

#### 7.1.3.2. Régime des flammelettes : $Re_L > 1$ et $Ka < 1$

Lorsque les phénomènes chimiques sont très rapides devant les phénomènes d'écoulement turbulent ( $Ka < 1$ ), le front de flamme s'enroule autour de ces structures sans être modifié intérieurement. La combustion se fait alors sous la forme de fronts de flammes convectés par les structures de l'écoulement. Ces fines interfaces conservent localement les caractéristiques de la flamme laminaire et sont appelées « flammelettes ».

Dans le cas de flammes turbulentes de type « plissées » ( $u'/S_L^0 < 1$ ), les fluctuations de vitesse  $u'$  ne peuvent pas plisser suffisamment le front de flamme pour provoquer des interactions entre les flammelettes (cf. figure 7-3).

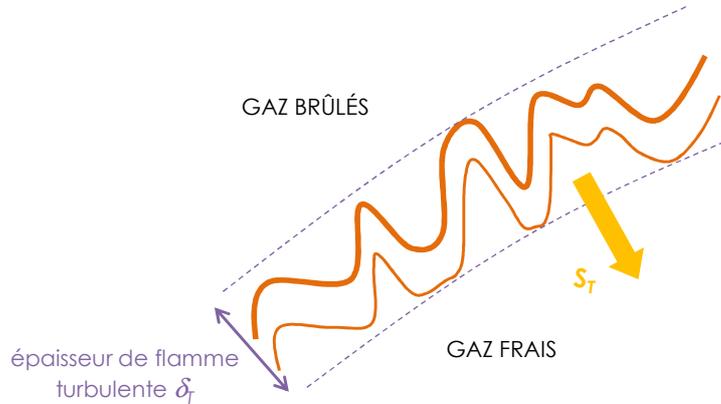


FIG. 7-3. Flamme turbulente de type « plissée »

Lorsque les gros tourbillons ont suffisamment d'énergie pour plisser substantiellement la flamme ( $u'/S_L^0 > 1$ ), des interactions entre fronts voisins peuvent se produire et former des poches de gaz frais ou de gaz brûlés. Les plissements sont tels qu'ils peuvent interagir entre eux mais la zone de réaction est toujours une interface mince. Cette situation correspond aux flammes « plissées avec poches » (figure 7-4).

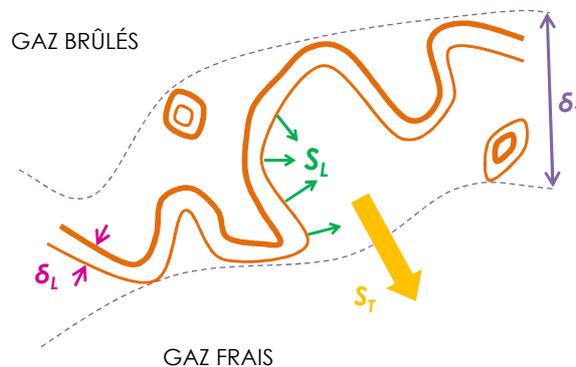


FIG. 7-4. Flamme turbulente de type « plissée avec poches »

L'hypothèse des flammelettes considère la flamme turbulente comme l'assemblage de flammelettes laminaires locales se propageant à la vitesse de combustion laminaire dans les conditions thermodynamiques vues par la flamme. Le front de flamme turbulent étant considéré comme une surface mince, la turbulence modifie donc uniquement la quantité de surface de flamme présente dans l'écoulement.

Dans le diagramme présenté à la figure 7-2, le domaine des flammelettes est délimité par la condition  $Ka = 1$  (critère de Klimov-Williams [80]). Le critère de Klimov-Williams est uniquement basé sur un argument dimensionnel et ne prend pas en compte les effets visqueux importants à l'échelle de Kolmogorov  $\eta$ . Dans [162], Poinot et al. utilisent des résultats de DNS pour montrer que les tourbillons de taille  $\eta$  ont souvent un temps de vie caractéristique trop court pour pouvoir altérer significativement la structure de la flamme. Ils

trouvent ainsi un domaine des flammelettes plus étendu que celui donné par le critère trop restrictif de Klimov-Williams. Dans cette nouvelle zone, délimitée par une ligne en pointillés sur la *figure 7-2*, les petites structures pénètrent à l'intérieur de la zone de préchauffage du front de flamme mais ne parviennent pas à perturber la fine zone de réaction [58, 153, 174].

A partir de l'analyse de résultats expérimentaux dans la littérature, Dinkelacker [61] montre que l'étirement du front de flamme est le facteur dominant qui contrôle la structure interne du front de flamme de prémélange, et affirme que l'hypothèse des flammelettes peut être appliquée pour des nombres de Reynolds turbulents  $Re_L$  inférieurs à 600.

### 7.1.3.3. Régime des flammes plissées épaissies : $Da > 1$ et $Ka > 1$

Lorsque l'échelle de Kolmogorov, la plus petite de l'écoulement turbulent, est inférieure à l'épaisseur du front de flamme laminaire  $\delta_L$ , la structure interne de la flamme commence à être modifiée, des interactions entre les flammelettes voisines se produisent très fréquemment puisque leur rayon de courbure devient du même ordre de grandeur que  $\delta_L$ . Dans le cas où elles fusionnent, l'épaisseur du front de flamme augmente localement [61]. Les flammes de ce type sont des flammes turbulentes dites « plissées épaissies » (*cf. figure 7-5*).

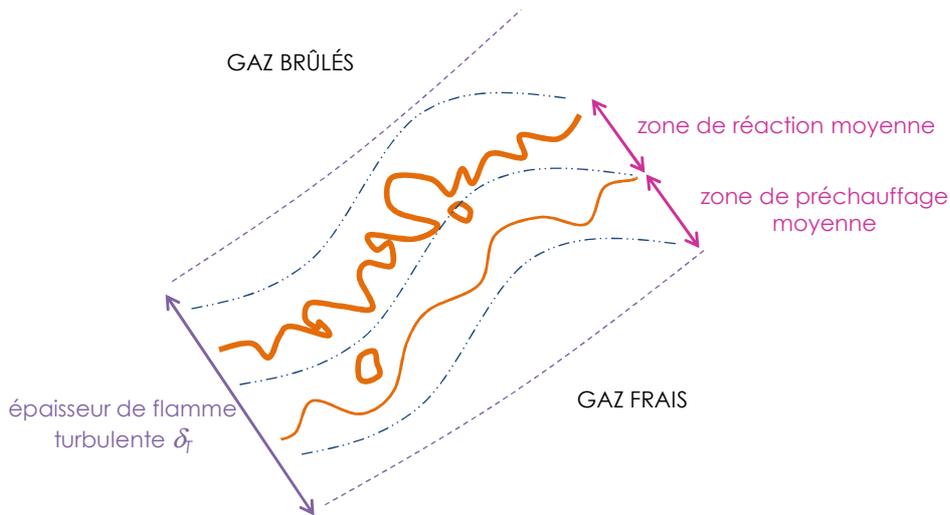


FIG. 7-5. Flamme turbulente de type « plissée épaissie »

### 7.1.3.4. Régime des flammes épaissies : $Da < 1$ et $Re_L > 1$

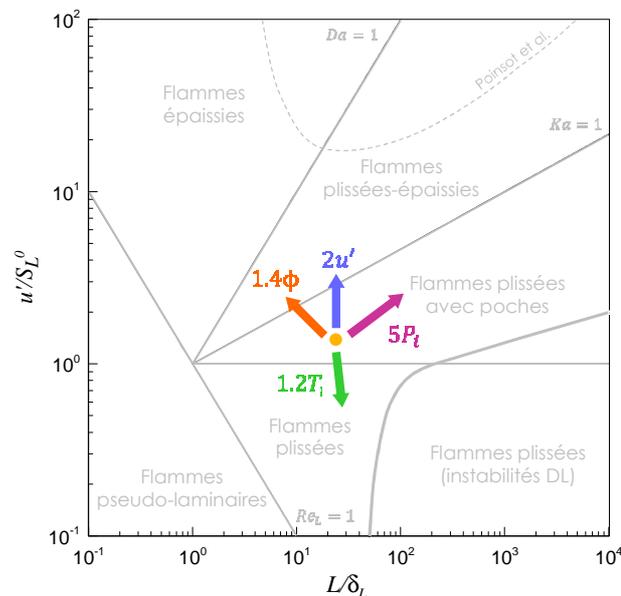
Dans le cas où la chimie est relativement lente par rapport à la turbulence (c'est-à-dire quand le temps caractéristique de la réaction chimique est plus petit que le temps caractéristique de la turbulence), le front de flamme devient alors non courbé mais très épais. Cette flamme est le résultat de très nombreux repliements du front de flamme. La flamme est dite « épaissie », la notion d'interface entre les gaz frais et les gaz brûlés n'est plus adaptée à ce régime où il est plus approprié de définir une zone de réaction.

### 7.1.3.5. Effets des conditions initiales

Dans le diagramme de Borghi, les différents régimes de combustion sont définis à partir des rapports  $u'/S_L^0$  et  $L/\delta_L$ . La vitesse de combustion laminaire  $S_L^0$  et l'épaisseur de flamme laminaire  $\delta_L$  dépendent des conditions thermodynamiques (pression et température) et de la richesse du mélange réactif. Ainsi, il est intéressant d'étudier les effets des conditions initiales sur les régimes de combustion turbulente. Les effets de la pression et de la température initiale, de la richesse du mélange et de l'intensité de la turbulence sont représentés qualitativement sur la *figure 7-6*, à partir d'un point de référence choisi aléatoirement dans le diagramme de Borghi. On considère dans cet exemple un point placé dans le régime des flammes plissées avec poches.

Les grandeurs caractéristiques de la turbulence (intensité  $u'$  et échelle intégrale  $L$ ) sont peu affectées par la pression et la température dans l'enceinte de combustion (*cf. chapitre 6*). Une augmentation de la pression implique une diminution de la vitesse de combustion laminaire  $S_L^0$  (*cf. chapitre 3*) et une diminution de l'épaisseur de flamme laminaire  $\delta_L$  résultant de l'augmentation de la masse volumique du mélange (d'après la définition de Zeldovich, *relation (1-6)*). Ainsi, une augmentation de la pression entraîne une translation des flammes turbulentes vers le haut et la droite dans le diagramme de Borghi. Lorsque la température augmente, l'épaisseur de flamme laminaire  $\delta_L$  diminue légèrement et la vitesse de combustion laminaire  $S_L^0$  augmente, ce qui déplace les flammes turbulentes vers les flammes plissées dans le diagramme de Borghi.

Si le point de référence représenté à la *figure 7-6* correspond à un mélange stœchiométrique, l'augmentation de la richesse entraîne une diminution de la vitesse de combustion laminaire  $S_L^0$  et une augmentation de l'épaisseur de flamme laminaire  $\delta_L$ . Les flammes turbulentes sont alors translattées vers les flammes épaissies. Ces effets sont identiques aux effets de la dilution.



*FIG. 7-6. Effets des conditions initiales sur le régime de combustion turbulente (la direction et la longueur des flèches indiquent une augmentation de la pression  $P_i$  d'un facteur 5, de la température  $T_i$  d'un facteur 1.2, de la richesse  $\phi$  d'un facteur 1.4 et de l'intensité de la turbulence  $u'$  d'un facteur 2, dans le cas d'un prémélange iso-octane/air)*

## 7.2. Couplage flamme/turbulence dans le régime des flammelettes

Dans le cylindre d'un moteur à allumage commandé, le milieu gazeux est prémélangé et la combustion est initiée par une étincelle déclenchée au niveau de la bougie. Une flamme turbulente de prémélange se propage alors, de façon très approximativement sphérique, dans le milieu gazeux. Le temps caractéristique de la chimie étant faible devant le temps caractéristique de la turbulence, la théorie des flammelettes peut être appliquée à la combustion dans les cylindres des moteurs [128, 146, 152, 154, 194] et est couramment utilisée dans la modélisation des moteurs à allumage commandé pour décrire les caractéristiques turbulentes de la flamme propagative. La structure des flammelettes et leur impact sur la vitesse de combustion turbulente sont largement étudiés dans la littérature [64]. Ce paragraphe s'intéresse donc aux interactions entre la flamme et la turbulence, du point de vue de la flamme et du point de vue de la turbulence.

### 7.2.1. Influence de la turbulence sur la combustion

#### 7.2.1.1. Augmentation de la vitesse de combustion turbulente

Dans le cas d'une turbulence modérée, la vitesse de combustion  $S_T$  et l'épaisseur de flamme turbulente  $\delta_T$  augmentent. En effet, l'augmentation des fluctuations de vitesse  $u'$  entraîne, dans un premier temps, une augmentation des plissements du front de flamme et donc un accroissement de la surface de réaction. Damköhler [54] est le premier à décrire la combustion turbulente et a introduit le principe de plissement du front de flamme comme le principal mécanisme qui contrôle les flammes turbulentes. Pour le régime de combustion des flammelettes, il propose de relier les vitesses de combustion laminaire  $S_L^0$  et turbulente  $S_T$  aux surfaces laminaires  $A_L$  et turbulentes  $A_T$  par une simple égalité :

$$\frac{S_T}{S_L^0} = \frac{A_T}{A_L} \quad (7-3)$$

De nombreux chercheurs ont essayé d'établir des corrélations, le plus souvent empiriques, exprimant la vitesse de combustion turbulente  $S_T$  en fonction des caractéristiques de l'écoulement gazeux réactif. Dahoe et al. [53] ont récemment répertorié une quarantaine de corrélations, établies entre 1940 et 2012, permettant d'exprimer le rapport de vitesse de combustion  $S_T/S_L^0$  comme une fonction de la forme  $f(u'/S_L^0)$  ou  $f(u'/S_L^0, L/\delta_L)$ .

Dans les modèles les plus simples, [54, 83] par exemple, il est considéré que la vitesse de combustion turbulente est directement liée aux fluctuations de vitesse  $u'$  par une relation similaire à l'équation suivante :

$$\frac{S_T}{S_L^0} = 1 + A \left( \frac{u'}{S_L^0} \right)^B \quad (7-4)$$

où  $A$  et  $B$  sont des constantes dépendant du mélange réactif.

Dans les modèles plus complexes, [29, 42, 55, 83, 102, 125], le rapport  $S_T/S_L^0$  est exprimé en fonction du nombre de Lewis, du nombre de Damköhler ou d'un nombre de Reynolds, dans le but d'établir une loi unifiée permettant de décrire un grand nombre de flammes turbulentes de prémélange.

### 7.2.1.2. Effet de « bending »

Cependant, l'augmentation de la turbulence n'entraîne pas un accroissement illimité de la vitesse de combustion turbulente. En effet, pour un taux de turbulence élevé, on observe un ralentissement de l'augmentation de la vitesse de combustion turbulente  $S_T$ , voire une diminution de la vitesse [9, 29, 55, 64, 65, 71, 85, 129]. Cet effet est désigné dans la littérature par le terme « bending ».

D'après Peters [153], l'évolution de type « bending » observée sur la *figure 7-7* correspond à la transition entre le régime des flammelettes et le régime des flammes plissées-épaissies. Plusieurs phénomènes peuvent expliquer cet effet :

- Des extinctions locales de la flamme peuvent apparaître sous l'effet d'un étirement trop important dû aux plissements du front de flamme. Haq et al. [85] ont montré, par le biais d'images de LIF-OH de flammes de prémélange isooctane/air riches ( $\phi = 1.4$ ), que ces extinctions surviennent principalement dans les zones concaves du front de flamme.
- La surface de flamme n'augmente pas indéfiniment sous l'effet des plissements du front de flamme. En effet, deux zones proches du front de flamme peuvent fusionner par contact et ainsi diminuer l'accroissement de la surface de flamme et de la vitesse de combustion [71].
- Des considérations liées à la géométrie de la flamme peuvent également limiter l'augmentation de la vitesse de combustion. Dans la configuration du brûleur et dans l'hypothèse d'un régime de flammelettes, la surface totale de flamme est liée au débit de réactifs et reste donc constante quelle que soit l'intensité de la turbulence  $u'$ . L'accroissement de  $u'$  est donc associé à une augmentation des plissements du front de flamme et à une diminution de la hauteur de la flamme. L'impossibilité d'accumuler une surface de flamme trop importante dans un volume limité entraîne une saturation du plissement du front de flamme et permet également d'expliquer l'effet de « bending » observé sur la *figure 7-7*, dans le cas de flammes stabilisées issues de brûleurs.

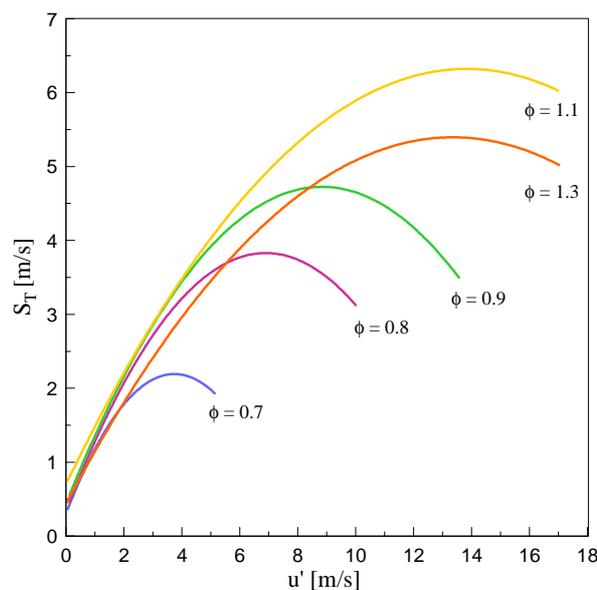


FIG. 7-7. Evolution caractéristique de  $S_T$  en fonction de  $u'$  pour différentes richesses  $\phi$  de mélanges propane/air (ce graphique est reproduit à partir des travaux de Abdel-Gayed et al.[2])

## 7.2.2. Influence du front de flamme sur la turbulence

La plupart des études sur l'interaction entre la flamme et la turbulence concerne les effets de la turbulence sur le front de flamme. Cependant, la présence du front de flamme modifie également les caractéristiques de l'écoulement turbulent à la fois dans les gaz brûlés et dans les gaz frais devant le front de flamme.

### 7.2.2.1. Modification de la turbulence dans les gaz brûlés

Les phénomènes modifiant la turbulence dans les gaz brûlés sont complexes et compétitifs. Leurs actions antagonistes peuvent augmenter ou diminuer la turbulence dans l'écoulement :

- L'augmentation de la viscosité cinématique due au dégagement de chaleur produit une diminution du nombre de Reynolds local et peut avoir comme conséquence une relaminarisation de l'écoulement dans les gaz brûlés. Pour une flamme caractérisée par un rapport de température  $T_b/T_u = 8$ , le nombre de Reynolds est environ 40 fois plus petit dans les gaz brûlés que dans les gaz frais [161].
- Les fluctuations de masse volumique au niveau du front de flamme et leur couplage aux fluctuations de pression et de vitesse peuvent détruire ou produire de la turbulence [161].
- Mueller et al. [147] ont montré grâce à des visualisations PIV, que la vorticité de l'écoulement turbulent est modifiée par la présence du front de flamme. Lorsqu'un vortex de faible intensité traverse la flamme, le front de flamme induit une vorticité contrarotative dans les gaz brûlés. Au contraire, les vortex de plus forte intensité traversent le front de flamme en étant très peu affectés [147]. Comme le soulignent Liptanikov and Chomiak [131], l'atténuation des tourbillons turbulents de faible intensité dans les gaz brûlés a été observée aussi bien dans des études numériques DNS de flammes turbulentes [14, 43, 67, 86, 185] que dans des études expérimentales [71].

L'influence de la combustion sur la turbulence dans les gaz brûlés est d'un intérêt majeur dans le cadre de l'étude des transferts de chaleur, de la formation des polluants (par exemple les oxydes d'azote) dans les réactions chimiques lentes, ou encore dans le cadre de l'étude du brassage des produits de la combustion avec l'air ambiant [131].

Cependant, dans le but d'étudier la vitesse de combustion turbulente, les effets de la combustion sur les tourbillons turbulents situés immédiatement devant le front de flamme sont d'une importance capitale car ce sont ces tourbillons qui génèrent les plissements et les étirements du front de flamme, et qui augmentent ainsi la surface de réaction.

### 7.2.2.2. Hypothèse de la génération d'une turbulence additionnelle dans les gaz frais devant le front de flamme

Depuis plus d'un demi-siècle, la question d'une auto-turbulence générée par la flamme dans les gaz frais fait l'objet de nombreuses discussions dans la littérature. Historiquement, Williams et al. [193] ont été les premiers à émettre l'hypothèse d'une turbulence additionnelle générée par la flamme dans les gaz frais et pouvant augmenter la vitesse de combustion turbulente. Dans une récente publication, Lipatnikov and Chomiak [131]

établissent un état de l'art des travaux et discussions autour de cette question. Des études réalisées à partir de mesures des flammes en V (e.g. [47]), de flammes issues de brûleurs type Bunsen (e.g. [158]) ou de flammes stabilisées par écoulement tourbillonnaire (e.g. [46]) ont notamment montré qu'il n'y a pas d'augmentation significative des fluctuations de vitesses  $u'$  au voisinage immédiat du front de flamme dans les gaz frais. Néanmoins, il est important de noter que ces études concernent des flammes stationnaires ; la question de la génération d'une turbulence additionnelle par les flammes turbulentes en expansion reste encore ouverte et est discutée à partir de résultats expérimentaux, dans l'*annexe G* de cette étude. Ces travaux sont basés sur un couplage tomographie/PIV permettant de déterminer la vitesse des gaz frais devant le front de flamme au cours de sa propagation. Cependant, mesurer expérimentalement l'intensité de la turbulence devant le front de flamme en mouvement s'avère complexe. En effet, l'orientation locale du front de flamme induit une variation spatiale importante des composantes bidimensionnelles de la vitesse dans les gaz frais le long du front de flamme. Cette variation est uniquement liée à la propagation de la flamme et ne reflète pas de l'intensité des tourbillons turbulents devant le front de flamme. Dans l'*annexe G*, une approche alternative consistant à déterminer les fluctuations de vitesse rms de la norme de la vitesse dans les gaz frais est proposée. Toutefois, les résultats décrits dans cette annexe ne permettent pas de conclure rigoureusement quant à l'existence d'une turbulence additionnelle générée par le front de flamme.

Par ailleurs, la complexité des interactions qui existent entre la flamme et la turbulence ne permet pas de définir clairement une intensité de la turbulence  $u'_r$  en un point localisé dans la zone de réaction. Ainsi, dans la littérature, les caractéristiques de la flamme turbulente (notamment la vitesse de combustion turbulente  $S_T$ ) sont tacitement exprimées en fonction de la vitesse turbulente rms  $u'$  dans les gaz frais, déterminée sans combustion.

### 7.3. Mécanismes de propagation des flammes turbulentes de prémélange en expansion

Les flammes turbulentes en expansion sont un cas bien particulier des flammes turbulentes. Cette configuration offre plusieurs avantages vis-à-vis des flammes stabilisées, issues de brûleurs par exemple. En effet, dans le cas de flammes issues de brûleurs, la vitesse moyenne des gaz frais en sortie du brûleur doit être relativement élevée afin d'atteindre de hauts niveaux de turbulence. De plus, l'uniformité et l'isotropie de la turbulence dans les gaz frais sont difficiles à contrôler, en particulier au niveau de la couche limite créée par les parois du brûleur [106]. Au contraire, l'utilisation d'une enceinte de combustion pour étudier les flammes en expansion sphérique permet d'atteindre des conditions thermodynamiques initiales élevées (hautes pressions, hautes températures), et des niveaux de turbulence  $u'$  relativement importants dans des conditions de turbulence homogène et isotrope (THI).

Cependant, la flamme en expansion est, par définition, une flamme instationnaire. L'évolution de la flamme au cours de la propagation se traduit alors par des interactions flamme/turbulence différentes au cours du temps. On peut distinguer trois étapes principales dans la propagation d'une flamme turbulente en expansion :

- L'inflammation du mélange réactif et la formation d'un noyau de flamme font suite au dépôt d'une énergie suffisamment importante, c'est-à-dire supérieure à l'énergie minimale d'inflammation (ou *MIE*, pour *Minimum Ignition Energy*), dans un petit volume initial de gaz frais. A cet instant, l'évolution de la flamme est principalement gouvernée par l'étirement et par les pertes thermiques par conduction et rayonnement à travers la surface du noyau de flamme [7, 45]. Le front de flamme est « lissé » par les effets d'étirement positif liés à la sphéricité de la flamme en expansion.
- Lorsque la flamme se développe, le noyau de flamme n'est pas soumis, dans un premier temps, au spectre complet de la turbulence [3]. En effet, le noyau de la flamme est d'abord affecté par les plus grandes fréquences du spectre de la turbulence, c'est-à-dire par les petites échelles spatiales (inférieures au diamètre du noyau de la flamme) [31]. Les grandes échelles de la turbulence ont alors uniquement un effet cinématique sur le noyau de flamme, c'est-à-dire que le noyau de flamme peut être convecté par les grandes échelles de l'écoulement turbulent [8, 31, 168].
- Au fur et à mesure de sa propagation, la flamme subit l'influence des plus petites fréquences, correspondant donc aux plus grandes échelles spatiales de la turbulence. Abdel-Gayed et al. [3], Bradley et al. [31] et Akkerman et al. [8] définissent une intensité turbulente effective (notée  $u'_{eff}$ ) influençant réellement la propagation de la flamme à chaque instant. Celle-ci est plus faible que l'intensité turbulente  $u'$  mesurée dans l'enceinte de combustion en l'absence de flamme et augmente au cours de la propagation de la flamme.

Outre les difficultés présentées ci-dessus et liées à l'accroissement de la gamme d'échelles de la turbulence pouvant plisser le front de flamme, la complexité de l'étude des flammes turbulentes en expansion provient également de la géométrie intrinsèque de ces flammes. En effet, tout comme les flammes laminaires sphériques, une flamme turbulente en expansion est soumise à un étirement moyen lié à la sphéricité globale de la flamme, mais elle est également soumise à des étirements locaux induits par les plissements du front de flamme.

L'étude des mécanismes de propagation des flammes turbulentes de prémélange en expansion fait l'objet du *chapitre 9*, §9.2 de cette étude.



# TECHNIQUES EXPERIMENTALES DE VISUALISATION DES FLAMMES TURBULENTES

Ce chapitre a pour objectif de présenter les techniques de visualisation envisagées pour étudier les flammes turbulentes de prémélange en expansion. Dans un premier temps, un dispositif de tomographie rapide par diffusion de Mie a été mis en place afin d'obtenir des coupes bidimensionnelles instantanées du front de flamme. De manière générale, l'utilisation de la tomographie rapide a l'avantage de pouvoir fournir des informations à la fois sur la structure du front de flamme, et sur le champ dynamique des gaz frais devant le front de flamme en appliquant un post-traitement PIV. Cependant, comme il est discuté dans le *paragraphe 8.3* de ce chapitre, cette technique présente des limitations, notamment lorsque l'intensité de la turbulence est importante. Ainsi, dans un second temps, un dispositif d'ombroscopie a été mis en place et sera retenu pour l'étude de la combustion turbulente. Les post-traitements des images obtenues par tomographie et par ombroscopie, ainsi qu'une comparaison de ces deux techniques et leurs limitations sont décrits dans ce chapitre. Enfin, l'ensemble des conditions expérimentales envisagées dans le cadre de l'étude des flammes turbulentes en expansion par ombroscopie est présenté.

## 8.1. Diagnostics optiques

### 8.1.1. Tomographie laser par diffusion de Mie

#### 8.1.1.1. Principe

La technique de tomographie par plan laser, initiée par Boyer [24], est une méthode de visualisation utilisée en tant que moyen d'analyse des structures de fronts de flammes turbulents. La méthode repose sur la diffusion de la lumière par des particules d'ensemencement éclairées par un plan laser et permet de fournir une coupe instantanée du front de flamme. Le principe est d'utiliser des gouttes d'huile : en l'absence de flamme, le plan laser est rendu visible grâce aux gouttelettes qui diffusent la lumière reçue ; à la traversée du front de flamme, les gouttelettes sont vaporisées et le plan laser n'est donc plus visible. L'image obtenue possède alors une zoneensemencée donc éclairée, correspondant aux gaz frais, et une zone nonensemencée donc sombre, correspondant aux gaz brûlés. L'interface entre ces deux zones représente l'isotherme d'évaporation des particules et peut être assimilée à la position du front de flamme. En réalité, cette interface permet de discerner la zone de préchauffage des gaz car la température d'évaporation des particules est généralement inférieure à celle de la zone de réaction. Il est malgré tout admis que la géométrie de cette isotherme est représentative de la zone de réaction lorsque l'épaisseur de la flamme est infiniment mince. Dans le cas contraire, il faut garder à l'esprit que la

tomographie permet seulement d'accéder à la position d'une isotherme et que le fait d'obtenir une interface sur les images ne donne pas d'information sur l'épaisseur réelle de la flamme.

### 8.1.1.2. Dispositif expérimental

La source de lumière est un laser pulsé Nd:YAG double cavité Quantronix® Dual-Hawk-HP, de longueur d'onde  $532\text{ nm}$  et utilisé à la fréquence  $8\,000\text{ Hz}$ . L'objectif n'étant pas ici de déterminer le champ de vitesse dans les gaz frais par PIV, les deux pulses laser sont superposés afin d'obtenir une impulsion lumineuse de plus haute énergie (environ  $15\text{ mJ}$ ) pour accentuer le contraste lumineux entre les zones de gaz frais et les zones de gaz brûlés. Un système optique constitué d'une lentille sphérique divergente (de focale  $f = -300\text{ mm}$ ) et d'une lentille cylindrique convergente ( $f = 25\text{ mm}$ ) permet d'obtenir une nappe laser verticale passant par le centre de l'enceinte de combustion et d'épaisseur environ  $0.5\text{ mm}$  au point de focalisation. La focalisation de la nappe est réalisée au centre de l'enceinte.

La lumière diffusée par les particules d'huile de silicone (température d'évaporation  $473\text{ K}$ ) est enregistrée par une caméra Phantom® v1610 utilisée à la résolution  $800 \times 800\text{ pixels}^2$  sur  $12\text{ bits}$ . Un objectif Nikkor  $100\text{ mm}$ , d'ouverture  $f/5.6$ , fixe le grandissement à  $51.6\text{ }\mu\text{m}/\text{pixel}$  pour un champ objet de  $41 \times 41\text{ mm}^2$ , centré sur les électrodes. Ce petit champ de visualisation permet d'obtenir une résolution spatiale la plus élevée possible dans la zone centrale de l'enceinte où la turbulence est homogène et isotrope (cf. chapitre 6). De plus, afin que l'intensité lumineuse soit suffisamment importante sur les images de tomographie, la hauteur de la nappe laser et de la zone d'intérêt sont limitées. Un filtre interférentiel, centré sur la longueur d'onde  $532\text{ nm}$  et de bande passante  $10\text{ nm}$ , est placé devant la caméra et permet de supprimer le rayonnement ambiant et le rayonnement de la flamme. La synchronisation entre le pulse laser et l'ouverture de la caméra est réalisée en utilisant une photodiode orientée vers une réflexion du laser et un oscilloscope. La figure 8-1 présente un exemple d'image de tomographie.

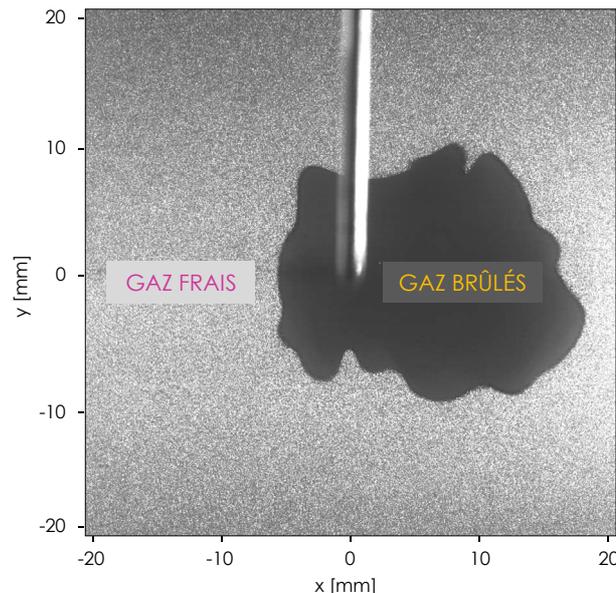


FIG 8-1. Exemple d'image de tomographie laser par diffusion de Mie ( $P_i = 1\text{ bar}$ ,  $T_i = 423\text{ K}$ ,  $\phi = 1.0$ ,  $u' = 1.39\text{ m/s}$ )

### 8.1.1.3. Influence de l'ensemencement sur la combustion

On utilise le dispositif d'ensemencement décrit au *paragraphe 5.1.2* du *chapitre 5*. On rappelle ici qu'une fraction de la quantité d'air initiale nécessaire pour atteindre une richesse donnée est utilisée pour porter l'isooctane jusqu'à l'enceinte de combustion. Le reste traverse l'ensemencement et entraîne des gouttelettes d'huile de silicone vers l'enceinte (*cf. schéma 5-4*). Afin d'obtenir des images présentant un contraste suffisamment élevé entre les gaz frais et les gaz brûlés, une fraction importante (supérieure à 50 %) de la quantité totale d'air admis dans l'enceinte de combustion doit êtreensemencée. L'influence possible de l'ensemencement sur la combustion doit alors être envisagée avant de poursuivre cette étude. Les effets de l'ensemencement sur la combustion sont étudiés en termes de vitesse de combustion laminaire, en fonction de la fraction d'air passant dans l'ensemencement. Les vitesses de combustion laminaire non-étirées isooctane/air déterminées par ombroscopie dans la *partie 1* de cette étude servent de référence. Le post-traitement utilisé dans la *partie 1* est adapté afin de détecter le front de flamme circulaire des flammes laminares à partir des images de tomographie. Les vitesses de combustion laminaire non-étirée sont ensuite déterminées avec la méthodologie non-linéaire utilisée dans la *partie 1*. La *figure 8-2* montre l'influence du pourcentage d'air  $\chi$  passant dans l'ensemencement sur la vitesse de combustion laminaire non-étirée  $S_L^0$ , pour la condition de référence  $P_i = 1 \text{ bar}$ ,  $T_i = 423 \text{ K}$ . La ligne continue correspond aux résultats expérimentaux obtenus lors de l'étude laminaire (*partie 1*), à partir des images d'ombroscopie, et donc sans ensemencement.

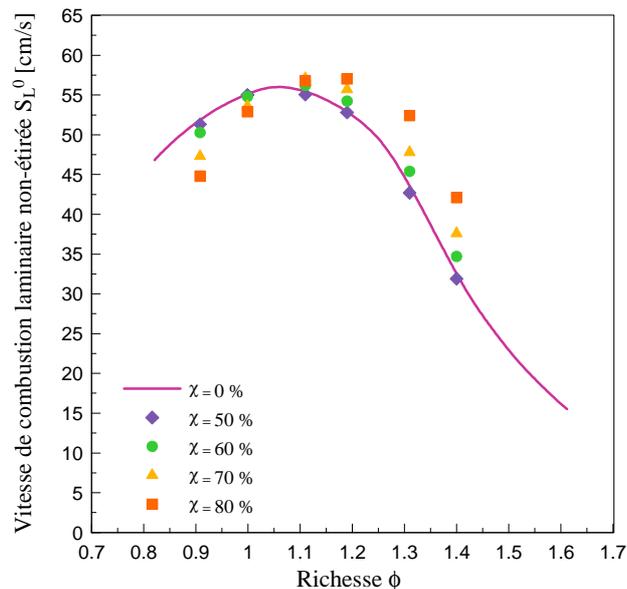


FIG 8-2. Influence de la fraction d'air  $\chi$  passant dans l'ensemencement sur la vitesse de combustion laminaire non-étirée  $S_L^0$  de prémélanges isooctane/air ( $P_i = 1 \text{ bar}$ ,  $T_i = 423 \text{ K}$ )

On peut remarquer que l'augmentation du pourcentage d'airensemencé, c'est-à-dire l'augmentation du nombre de gouttelettes d'huile de silicone dans le mélange réactif, induit un décalage des vitesses de combustion laminaire  $S_L^0$  vers les mélanges riches. Cette tendance pourrait s'expliquer par l'hypothèse suivante : l'isooctane vaporisé serait en partie absorbé par les gouttelettes d'huile de silicone et la richesse réelle du mélange réactif est alors plus faible que la richesse de consigne.

D'autres hypothèses pourraient également être envisagées. L'huile de silicone étant une huile minérale non-réactive, elle ne modifie pas la composition du mélange réactif. On pourrait cependant supposer que la vaporisation d'une quantité importante d'huile de silicone entraîne une diminution de la température au niveau du front de flamme. Cette hypothèse se traduirait alors par une diminution de la vitesse de combustion laminaire et n'est donc pas en accord avec la déviation observée à la *figure 8-2*. Ainsi, l'hypothèse d'absorption de l'isooctane par les gouttelettes d'huile de silicone apparaît comme l'explication la plus plausible au décalage observé.

Ce graphe permet de définir un pourcentage maximal d'air passant dans l'ensemencement,  $\chi_{max}$ , tel que l'influence de l'ensemencement sur la vitesse de combustion puisse être considérée négligeable. On choisit donc d'utiliser, pour la suite de cette étude, au maximum  $\chi_{max} = 60\%$  de la quantité d'air initial pour ensemencher le mélange réactif. Cette condition correspond à une erreur relative sur la vitesse de combustion laminaire non-étirée  $S_L^0$  inférieure à 10 %.

## 8.1.2. Ombroscopie

### 8.1.2.1. Principe

La méthode d'ombroscopie, décrite brièvement au *paragraphe 2.2* du *chapitre 2*, permet de visualiser la dérivée spatiale seconde de la température. La position du front de flamme correspond alors à l'interface entre le contour sombre et le contour lumineux (*cf. figure 2-3*). Dans le cadre de la visualisation de flammes turbulentes, une attention particulière doit être portée au principe même de la technique. En effet, les images obtenues par ombroscopie sont des projections dans un plan 2D de la structure 3D de la flamme. Les images correspondent donc à une superposition d'un nombre infini de contours plissés constituant l'ensemble de la flamme tridimensionnelle. Cette superposition des contours entraîne alors un « lissage » artificiel des contours du front de flamme. Cet aspect est abordé en détail dans le *paragraphe 8.2.2* de ce chapitre lors de la détermination d'un rayon moyen du front de flamme.

### 8.1.2.2. Dispositif expérimental

La source de lumière est un laser Coherent® Verdi G15 émettant un faisceau lumineux à la longueur d'onde 532 nm. Une association de deux lentilles convergentes de distances focales  $f = 1\text{ m}$  et  $f = 10\text{ mm}$  permet d'obtenir un faisceau de rayons parallèles traversant l'enceinte de combustion. Les faisceaux lumineux déviés constituant l'image d'ombroscopie sont recueillies sur un écran en papier blanc. La propagation du front de flamme est enregistrée à l'aide d'une caméra rapide Phantom® v1610 utilisée à la résolution  $800 \times 800\text{ pixels}^2$ , avec une fréquence d'acquisition 8 000 Hz. Le grandissement des images obtenues est  $89.5\text{ }\mu\text{m/pixel}$ . Pour cette technique de visualisation, le champ objet correspond à toute la zone de visualisation accessible depuis un hublot de l'enceinte (*figure 8-3*).

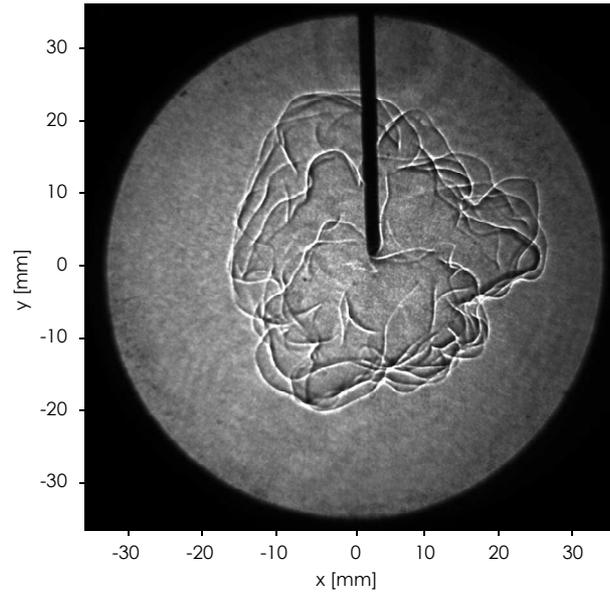


FIG 8-3. Exemple d'image d'ombroscopie ( $P_i = 1 \text{ bar}$ ,  $T_i = 423 \text{ K}$ ,  $\phi = 1.0$ ,  $u' = 1.39 \text{ m/s}$ )

## 8.2. Post-traitement des images de combustion turbulente

Les images de tomographie et d'ombroscopie permettent de visualiser la géométrie des flammes de combustion turbulente de prémélange afin de connaître l'effet de la turbulence sur la combustion. Néanmoins, pour aller au-delà d'une simple analyse qualitative de la structure des flammes, il est nécessaire de mettre en place des outils de post-traitement afin d'accéder aux grandeurs physiques et/ou géométriques décrivant les flammes turbulentes. Dans cette étude, on s'intéresse particulièrement aux rayons moyens des fronts de flamme dans l'objectif de déterminer la vitesse de propagation des flammes turbulentes iso-octane/air. Les post-traitements sont développés sous Matlab®.

### 8.2.1. Détection des contours instantanés

#### 8.2.1.1. En tomographie

Une image de fond (sans ensemencement et sans combustion) est soustraite à chacune des images instantanées, afin de supprimer le bruit de fond dû aux multiples réflexions sur les hublots, les parois intérieures de l'enceinte de combustion et les ventilateurs. L'inhomogénéité de la nappe laser, liée au profil gaussien de l'intensité du faisceau laser, est ensuite corrigée en utilisant une image de fond moyenne (avec ensemencement et sans combustion) obtenue à partir d'une dizaine d'images instantanées enregistrées avant l'initiation de la combustion.

Afin d'obtenir des images binarisées nécessaires à la détection du contour du front de flamme, un masque numérique est appliqué au niveau des électrodes. La recherche du seuil de binarisation des images de tomographie est effectuée sur une fenêtre centrale contenant la zone de gaz brûlés (figure 8-4).

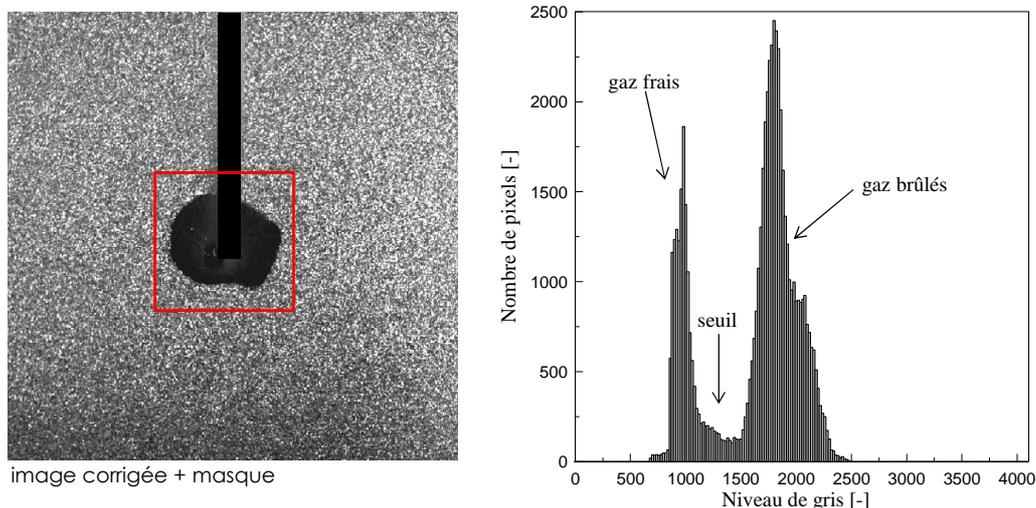
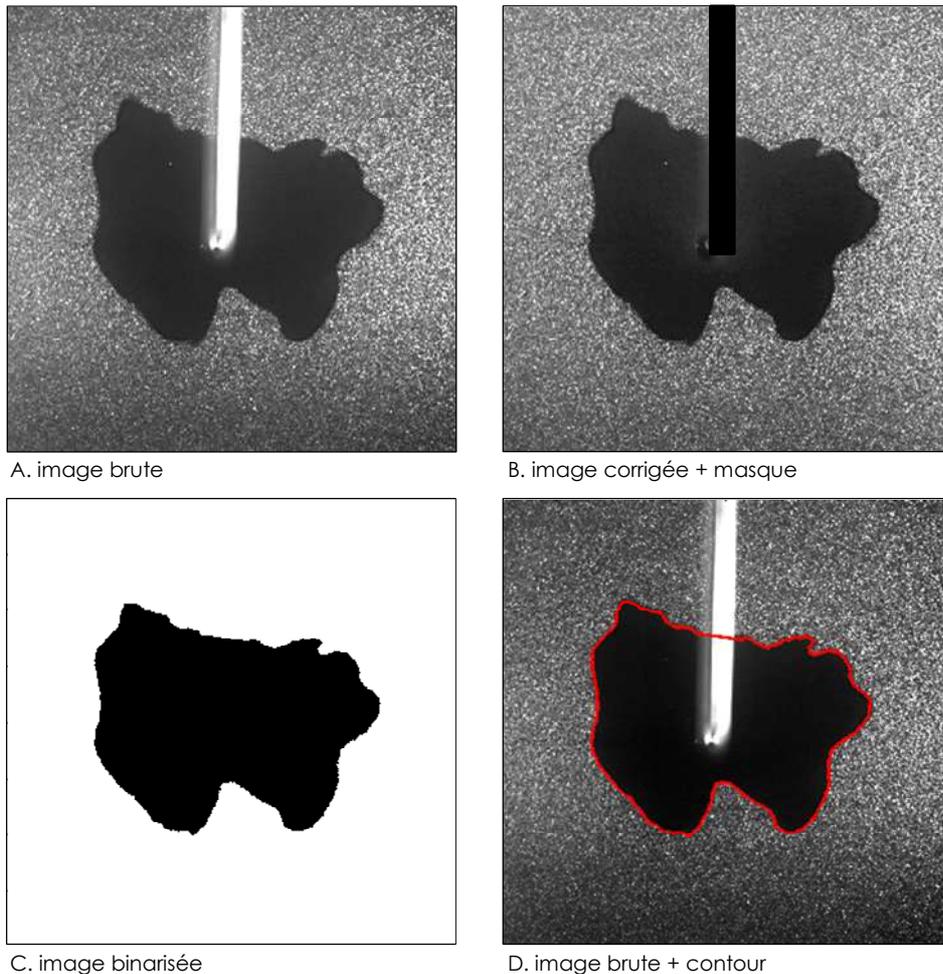


FIG 8-4. Exemple de fenêtre de recherche du seuil de binarisation (en rouge) et histogramme des niveaux de gris correspondant à cette fenêtre

La taille de cette fenêtre de recherche est adaptative et augmente au cours de la propagation de la flamme afin de conserver, dans cette fenêtre, un équilibre entre le nombre de pixels situés dans les gaz frais et le nombre de pixels situés dans les gaz brûlés. Cette procédure est essentielle pour les premières images de propagation de la flamme, où le nombre de pixels

situés dans les gaz brûlés est très petit devant le nombre de pixels, dans l'image totale, situés dans les gaz frais. L'histogramme des niveaux de gris de chaque image instantanée comporte ainsi deux modes bien distincts, ce qui facilite la détection du seuil de binarisation.

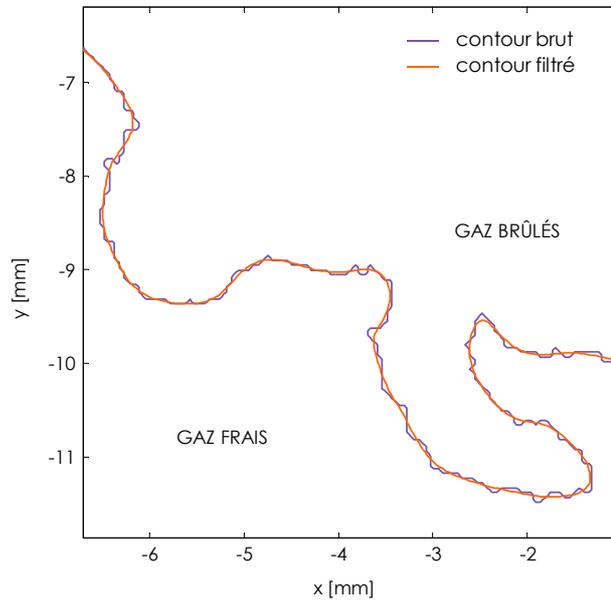
Le seuil de binarisation est déterminé de manière automatique pour chaque image en utilisant la méthode d'Otsu [150], dont le principe consiste à minimiser la variance des deux groupes de pixels. Une procédure de détection de contour est ensuite appliquée sur les images binarisées. Derrière les électrodes, le contour est approximé par un segment linéaire. Les étapes de la procédure de détection du contour de flamme sont représentées sur la *figure 8-5*.



*FIG 8-5. Etapes de détection du contour de flamme à partir des images de tomographie*

L'utilisation d'un format numérique pour l'enregistrement des images induit un bruit de pixellisation sur les contours de flammes. Un bruit supplémentaire, associé au caractère discret de l'ensemencement, s'ajoute également au bruit de pixellisation. On applique alors un filtre spatial d'échelle de coupure  $0.1\text{ mm}$  sur les contours. Cette échelle de filtrage est un bon compromis afin de lisser le contour sans supprimer les plus petites structures observables sur le front de flamme, et reste inférieure à l'épaisseur de la nappe laser (environ

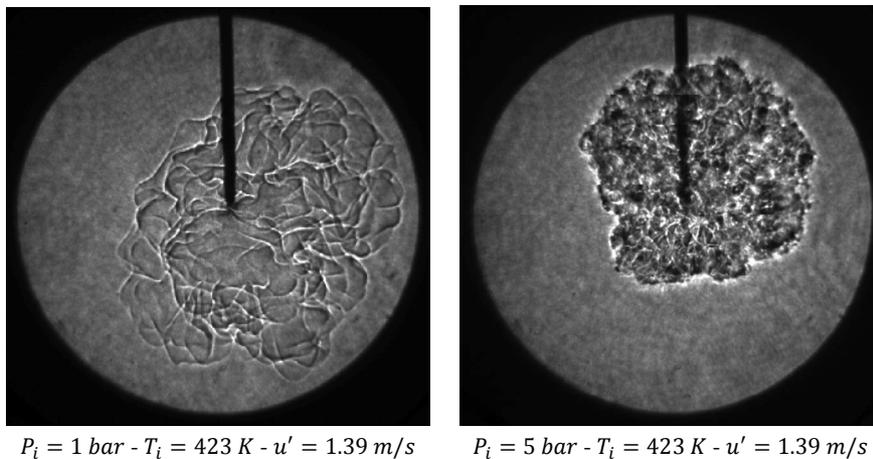
0.5 mm). La *figure 8-6* présente le résultat de ce filtrage sur une partie d'un contour dans un cas défavorable, c'est-à-dire dans des conditions où le front de flamme est fortement plissé (à pression élevée par exemple).



*FIG 8-6. Exemple d'un contour brut et d'un contour filtré*  
 $(P_i = 5 \text{ bar}, T_i = 423 \text{ K}, \phi = 1.0 \text{ et } u' = 1.39 \text{ m/s})$

### 8.2.1.2. En ombroscopie

Comme avec les images de tomographie, l'objectif du post-traitement est d'obtenir la position du front de flamme turbulent. Sur les images d'ombroscopie, celui-ci est situé à l'interface entre la zone sombre et la zone lumineuse du contour situé le plus à l'extérieur. Selon les conditions de pression initiale, la flamme turbulente présente un plissement plus ou moins important et les images obtenues par ombroscopie sont nettement différentes (*figure 8-7*). Deux post-traitements différents ont alors été utilisés pour obtenir la position instantanée du front de flamme.



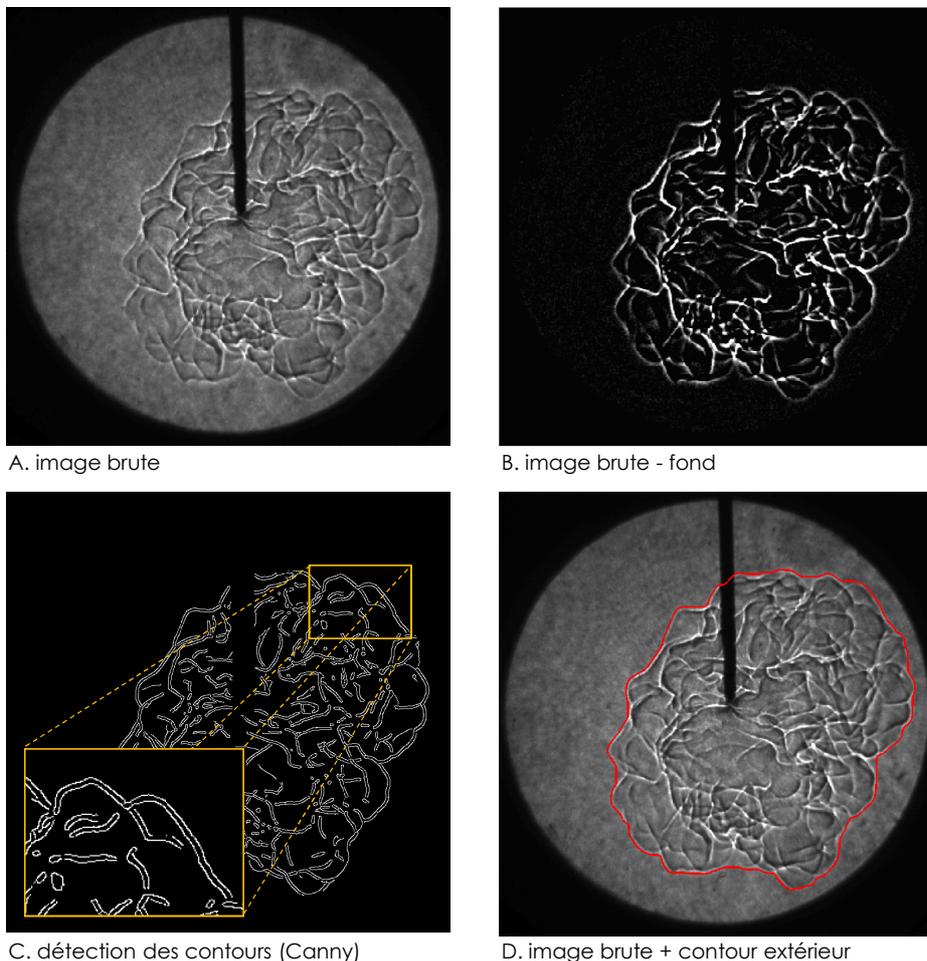
$P_i = 1 \text{ bar} - T_i = 423 \text{ K} - u' = 1.39 \text{ m/s}$        $P_i = 5 \text{ bar} - T_i = 423 \text{ K} - u' = 1.39 \text{ m/s}$

*FIG 8-7. Exemples d'images d'ombroscopie obtenues à 1 bar et 5 bar*

- o Post-traitement des images faiblement plissées ( $P_i = 1, 2$  et  $3$  bar)

Les étapes de ce post-traitement sont présentées sur la *figure 8-8*.

Une image de fond est soustraite à chacune des images instantanées (*image A*) afin de supprimer le bruit de fond. On utilise ensuite l'algorithme de Canny pour détecter les contours des zones de réaction plissées (zones lumineuses) de l'*image B*. L'algorithme de Canny est un outil de détection des contours basé sur la recherche des maximums locaux de l'intensité du gradient. L'originalité de la méthode de Canny est d'effectuer un seuillage par hystérésis, c'est-à-dire en fixant deux seuils, un seuil haut et un seuil bas. L'utilisation de deux seuils au lieu d'un (comme c'est le cas dans les méthodes classiques de binarisation) permet d'améliorer la flexibilité de binarisation, et de détecter ainsi des contours sur des images plus complexes. Les images d'ombroscopie obtenues dans cette étude n'étant pas très contrastées, l'utilisation de cet outil plus robuste est nécessaire.



*FIG 8-8. Etapes de détection du contour de flamme à partir des images d'ombroscopie de flammes faiblement plissées*

A partir de l'*image C*, seul le contour situé le plus à l'extérieur est conservé (*image D*). Ce contour est situé à la limite extérieure de la zone lumineuse (*cf. figure 2-3*) et ne correspond donc pas au gradient maximal de température (*figure 8-9*).

Le contour correspondant au gradient maximal de température (contour vert) est alors déterminé en réduisant le contour rouge, suivant une direction normale au front de flamme, d'une distance égale à l'épaisseur  $e$  de la zone lumineuse des contours. En pratique, cette épaisseur est évaluée manuellement sur quelques images au cours de la propagation de la flamme. D'après les images d'ombroscopie obtenues, l'épaisseur  $e$  peut être considérée comme invariante pendant la propagation. Cette grandeur est liée à l'épaisseur de la flamme et dépend donc des conditions thermodynamiques.

L'épaisseur  $e$  étant considérée constante au cours de la propagation, l'erreur effectuée sur la détermination de la surface de flamme à partir du contour rouge est donc plus importante pour les petites flammes, c'est-à-dire en début de propagation. La surestimation de la surface de gaz brûlés peut alors atteindre 40 % aux premiers instants, ce qui correspond à une surestimation non négligeable (environ 20 %) du rayon moyen basé sur la surface de flamme. Ainsi, il est important de chercher à connaître la position du contour vert correspondant réellement au gradient maximal de température avant de déterminer les caractéristiques de la flamme turbulente (surface, rayon moyen...).

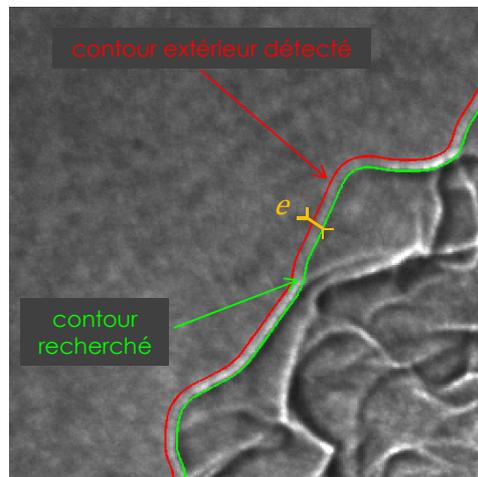


FIG 8-9. Position du contour extérieur détecté et du contour recherché correspondant au gradient maximal de température

o Post-traitement des images fortement plissées ( $P_i = 5 \text{ bar}$ )

Les flammes turbulentes à haute pression présentent des plissements du front de flamme beaucoup plus nombreux et plus petits. Lors de la traversée du front de flamme, les rayons lumineux issus du faisceau parallèle sont alors fortement déviés et l'utilisation de l'ombroscopie pour visualiser ce type de flammes crée un « halo » lumineux autour de la flamme. Le post-traitement précédent ne peut donc pas être appliqué sur ces images. Sur ce type d'images, on détermine directement la position du gradient maximal de température, correspondant à l'interface entre la zone sombre et le « halo » lumineux.

Les étapes de ce post-traitement sont présentées sur la *figure 8-10*. L'image de fond enregistrée sans flamme est soustraite à chaque image brute instantanée (*images A et B*). La présence de la zone lumineuse intense autour de la flamme permet de binariser directement l'*image B* en affectant la valeur 0 (noir) aux gaz brûlés et 1 (blanc) aux gaz frais (*image C*). Les petites structures visibles à l'intérieur de la flamme sur l'*image B* sont supprimées grâce à un masque numérique correspondant à la zone des gaz brûlés de l'image précédente.

L'extraction du contour est ensuite basée sur la détection des pixels voisins délimitant les deux zones de l'image binaire (*image D*).

Dans les deux post-traitements des images d'ombroscopie, un filtre spatial d'échelle de coupure 0.1 mm est appliqué sur les contours du front de flamme afin de supprimer le bruit de pixellisation, sans supprimer les petites structures du front de flamme.

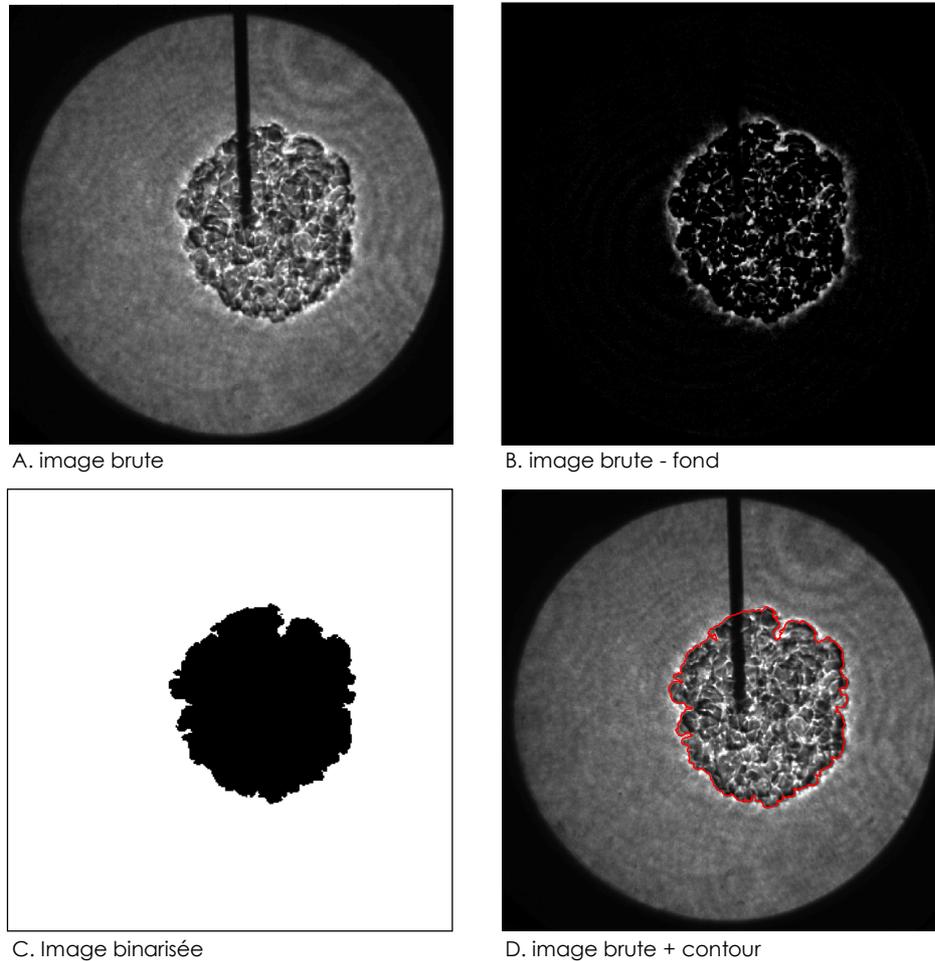


FIG 8-10. Etapes de détection du contour de flamme à partir des images d'ombroscopie de flammes fortement plissées

### 8.2.2. Détermination des propriétés géométriques des flammes turbulentes

- o Rayons caractéristiques déterminés en tomographie

Classiquement, en tomographie, on détermine à partir des contours du front de flamme les rayons moyens  $R_a$  et  $R_p$ , correspondant respectivement aux rayons basés sur la surface  $A_t$  et sur le périmètre  $P_t$  des coupes instantanées du front de flamme (*figure 8-11*) et définis par :

$$R_p = P_t/2\pi \quad \text{et} \quad R_a = \sqrt{A_t/\pi} \quad (8-1)$$

En supposant une propagation isotrope de la flamme dans l'enceinte de combustion, la mesure de la surface des gaz brûlés  $A_t$  et du rayon  $R_a$  à partir des images de tomographie

permet d'estimer le volume  $V_b$  du noyau de flamme contenant les gaz brûlés  $V_b = \frac{4}{3}\pi R_a^3$ . Le rayon  $R_a$  est directement lié à la fraction massique des gaz brûlés et permet donc de fournir des informations sur la quantité de produits formés pendant la combustion.

Lorsque la flamme se propage dans un milieu turbulent, les zones de réaction subissent des plissements et la surface de flamme  $\Sigma$  est augmentée par rapport à une flamme sphérique laminaire. En utilisant la même hypothèse d'isotropie que précédemment, une mesure de  $\Sigma$  peut être obtenue par l'intermédiaire du périmètre  $P_t$  des fronts de flamme plans. Le rayon  $R_p$  représente alors le rayon d'une sphère de même surface  $\Sigma$  que la flamme plissée. Le rapport  $R_p/R_a$  permet de définir le taux de plissement du front de flamme.

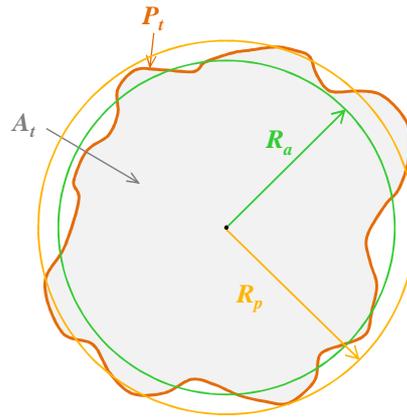


FIG 8-11. Représentation des contours moyens de rayons  $R_a$  et  $R_p$  sur une coupe instantanée d'un front de flamme

Dans l'objectif d'évaluer les vitesses de propagation et de combustion turbulente des flammes en expansion, il est également utile de déterminer, à partir des visualisations en tomographie, le rayon moyen  $R_v$  tel que le volume de gaz frais à l'intérieur de la sphère de rayon  $R_v$  soit égal au volume de gaz brûlés à l'extérieur (figure 8-12). Expérimentalement, les valeurs du rayon moyen  $R_a$  et du rayon moyen  $R_v$  sont quasiment identiques [27]. La détermination de la vitesse de combustion turbulente à partir du rayon  $R_v$  [27] est détaillée dans le paragraphe 9.1.3 du chapitre 9.

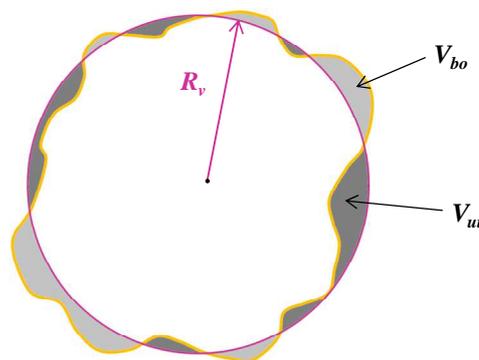


FIG 8-12. Représentation du contour moyen de rayon  $R_v$  sur une coupe instantanée d'un front de flamme

En tomographie, dans le cas d'une flamme d'épaisseur mince, le contour déterminé à partir des coupes instantanées du front de flamme est assimilé à un iso-contour correspondant à la

variable de progrès  $c = 0.5$ . La variable de progrès représente le degré d'avancement de la combustion ( $c = 0$  dans les gaz frais et  $c = 1$  dans les gaz brûlés). Bradley et al. [31] montrent alors que les rayons  $R_a$  et  $R_v$  correspondent respectivement à un contour moyen dont la variable de progrès moyenne  $\langle c \rangle$  vaut environ 0.45 et 0.35. La variable de progrès moyenne  $\langle c \rangle$  correspond à la probabilité de localisation du front de flamme.

o Rayons caractéristiques déterminés en ombroscopie

Dans le cas de visualisations de flammes laminaires sphériques par ombroscopie (ou Schlieren), le contour détecté correspond au gradient maximal de température et donc à la variable de progrès  $c = 0.5$ . Cependant, dans le cas de flammes turbulentes, les images d'ombroscopie correspondent à la superposition d'un nombre infini de contours plissés (cf. §8.1.2.1). La position du contour détecté sur ces images est donc biaisée et déplacée vers les gaz frais. Comme précédemment, on peut définir un rayon moyen  $R_s$ , basé sur la surface  $A_s$  délimitée par le contour instantané :  $R_s = \sqrt{A_s/\pi}$ . Bradley et al. [31] ont mesuré expérimentalement la valeur de la variable de progrès moyenne, notée  $\langle c \rangle$ , correspondant au contour moyen de rayon  $R_s$ . La valeur moyenne  $\langle c \rangle$  est proche de 0.5 en début de propagation puisque la flamme turbulente est encore peu plissée et s'apparente à une flamme laminaire sphérique. Au cours de sa propagation, la flamme est de plus en plus plissée et les effets de superposition décrits précédemment sont de plus en plus importants :  $\langle c \rangle$  diminue pour atteindre des valeurs de l'ordre de  $\langle c \rangle = 0.1$  [31].

En ombroscopie, à cause de l'effet de « lissage » du contour extérieur induit par le principe même de la technique, le rayon moyen pouvant être déterminé à partir du périmètre du contour détecté n'est pas représentatif du plissement du front de flamme.

### 8.3. Comparaisons et limitations des techniques de visualisation

#### 8.3.1. Comparaison de l'évolution de la vitesse de la flamme au cours de la propagation

Afin de comparer les résultats obtenus par tomographie et ombroscopie, on détermine la vitesse de propagation de la flamme  $V_T$  à partir d'un rayon basé sur l'aire de gaz brûlés. A partir des images de tomographie, la vitesse de propagation turbulente  $V_T$  peut être définie comme la dérivée temporelle du rayon  $R_a$  :  $V_T = dR_a/dt$ . En ombroscopie, il sera montré dans le chapitre suivant que la vitesse de propagation turbulente  $V_T$  peut être donnée par la relation suivante<sup>1</sup> :  $V_T = 0.9 dR_s/dt$ .

La *figure 8-13* présente l'évolution de la vitesse de propagation turbulente  $V_T$  adimensionnée par la vitesse de propagation laminaire non-étirée  $V_L^0$  pour différentes vitesses de rotation des ventilateurs  $\omega$ . Chaque évolution du rapport  $V_T/V_L^0$  correspond à la moyenne entre 3 et

<sup>1</sup> Cette relation est admise ici afin de comparer les deux techniques de visualisation du front de flamme. Le facteur 0.9 permet de corriger la surestimation du rayon  $R_s$  due à la superposition des contours du front de flamme en ombroscopie. Les explications détaillées concernant cette expression sont données dans les *paragraphes §9.1.2 et §9.1.3 du chapitre 9*.

5 tirs. La dispersion des mesures est indiquée par des barres d'erreur verticales (en pointillés pour les résultats de tomographie, en traits continus pour les résultats d'ombroscopie). Par souci de clarté, seules les barres d'erreur correspondant au cas  $\omega = 12\ 000\ tr/min$  sont représentées. Les résultats obtenus par tomographie et ombroscopie sont globalement cohérents. Cependant, l'incertitude sur l'évolution du rapport  $V_T/V_L^0$  est très importante en tomographie. La gamme de rayons moyens pouvant être étudiée en tomographie est limitée du fait de la taille réduite de la zone de visualisation utilisée dans notre configuration ( $41 \times 41\ mm^2$ , cf. paragraphe 8.1.1.2).

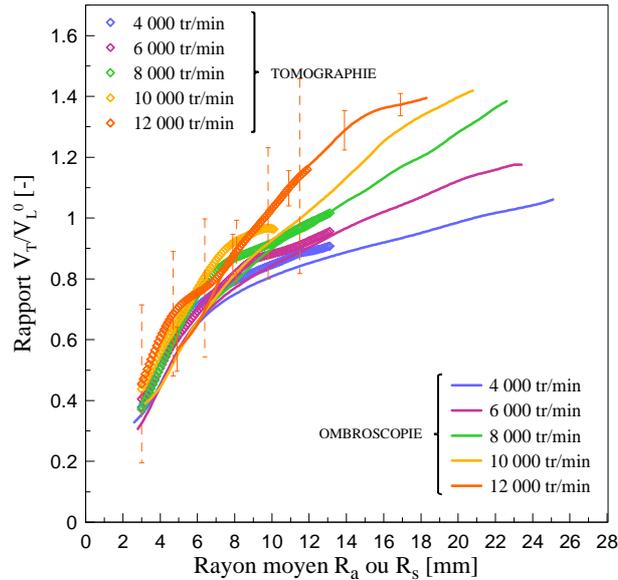


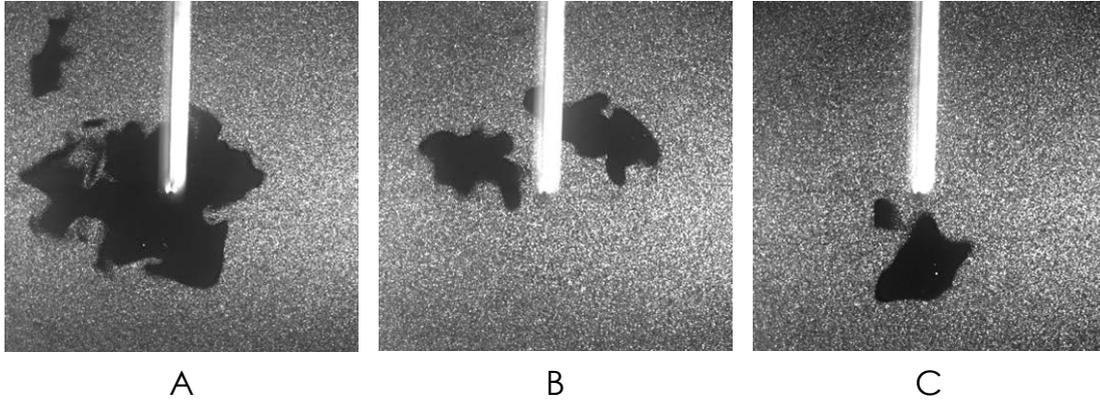
FIG 8-13. Evolution du rapport de vitesses  $V_T/V_L^0$  en fonction du rayon moyen basé sur l'aire,  $R_a$  ou  $R_s$ , déterminé respectivement à partir des visualisations par tomographie (symboles) et ombroscopie (lignes continues), pour différentes vitesses de rotation des ventilateurs

Cette comparaison permet de valider les dispositifs expérimentaux et les post-traitements des deux techniques de visualisation des flammes turbulentes. Elle permet également de souligner les limitations de la technique de tomographie. Ces limitations sont développées dans les paragraphes suivants.

### 8.3.2. Effets convectifs et tomographie

La technique de tomographie par plan laser a une limite inhérente à sa configuration expérimentale. En effet, la visualisation du front de flamme générée par l'intersection entre la surface de la flamme se propageant dans les trois dimensions de l'espace et le plan lumineux, peut mener à des erreurs d'interprétations, c'est-à-dire à confondre une poche de gaz frais ou de gaz brûlés avec la coupe d'un bras de flamme par exemple. Ces effets sont principalement visibles dans le cas où l'intensité de la turbulence est élevée (figure 8-14). Par ailleurs, au cours de la propagation d'une flamme turbulente en expansion, le front de flamme est d'abord affecté et plissé par les petites échelles de la turbulence et les grandes échelles ont seulement un effet convectif sur le noyau de flamme. Ces effets convectifs peuvent déplacer le centre de la flamme en dehors de la nappe laser. Dans ce cas, la coupe du front de flamme visible sur les images de tomographie n'est plus représentative de la géométrie de l'ensemble de la flamme. L'image C de la figure 8-14 est un exemple typique

de la convection de la flamme en dehors de la nappe laser puisque, sur cette image, la zone de gaz brûlés ne contient pas l'extrémité des électrodes ayant initialisé l'inflammation des gaz frais. Les images de tomographie similaires à celles présentées sur la *figure 8-14* ne peuvent donc pas être utilisées pour déterminer des rayons moyens caractéristiques.

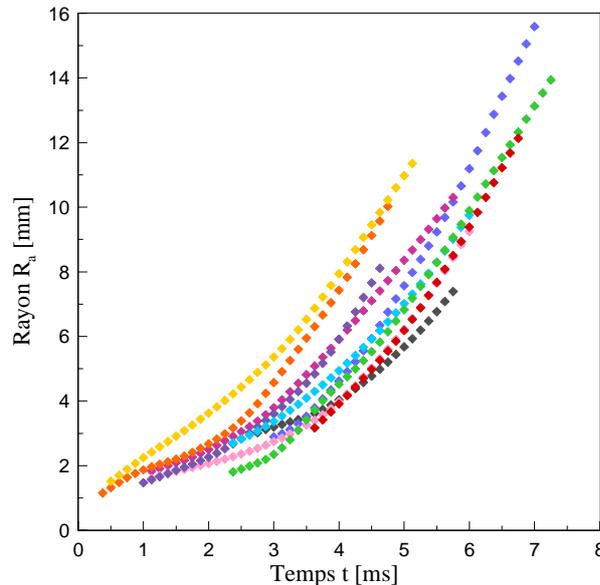


*FIG 8-14. Exemples typiques d'images de tomographie montrant la coupe d'un bras de flamme (images A et B) et illustrant la convection de la flamme (images B et C) (conditions :  $P_i = 1 \text{ bar}$ ,  $T_i = 423 \text{ K}$ ,  $\phi = 1.0$  et  $u' = 2.08 \text{ m/s}$ )*

### 8.3.3. Déviations tir à tir

- o En tomographie

Par ailleurs, dans le cas d'une flamme turbulente en expansion ne présentant qu'un seul volume de gaz brûlés (à faible ou moyenne intensité turbulente,  $u' < 2 \text{ m/s}$ ), l'effet convectif des grandes échelles de la turbulence se traduit par une déviation tir à tir importante des évolutions temporelles des rayons moyens du front de flamme.

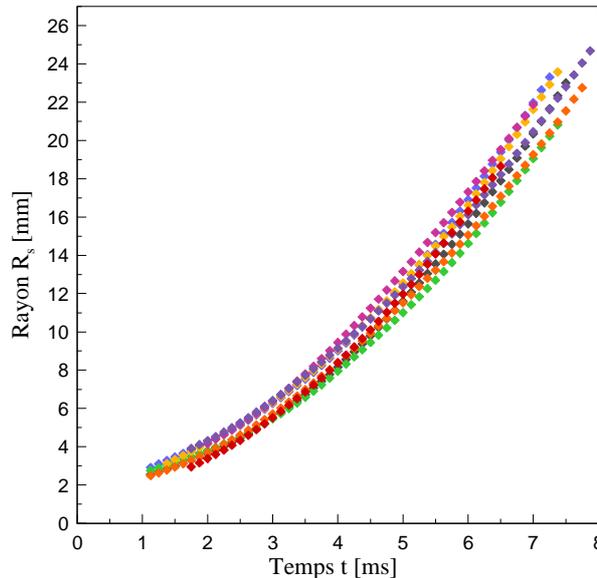


*FIG 8-15. Evolution temporelle du rayon moyen  $R_a$  obtenu à partir de 10 tirs identiques par tomographie ( $P_i = 1 \text{ bar}$ ,  $T_i = 423 \text{ K}$ ,  $\phi = 1.0$  et  $u' = 1.86 \text{ m/s}$ )*

La *figure 8-15* montre l'évolution temporelle du rayon  $R_a$ , obtenu à partir des images de tomographie, pour les conditions suivantes :  $P_i = 1 \text{ bar}$ ,  $T_i = 423 \text{ K}$ ,  $\phi = 1.0$  et  $u' = 1.86 \text{ m/s}$ . Les évolutions  $R_a(t)$  obtenues à partir de 10 tirs identiques y sont représentées. Le temps  $t = 0$  correspond à la formation de l'étincelle. Dans chaque cas, les conditions d'allumage, c'est-à-dire le temps de charge de la bobine d'allumage (et par conséquent l'énergie déposée au noyau de gaz), sont identiques. Les disparités tir à tir observées sur la *figure 8-15* sont donc principalement dues aux effets convectifs subis par la flamme transversalement au plan laser : les coupes instantanées du front de flamme ne passent pas nécessairement par un diamètre de la flamme et les rayons moyens évalués à partir de ces coupes sont sous-estimés. Ces déviations tir à tir génèrent des incertitudes importantes sur l'évolution temporelle moyenne des rayons  $R_a$ ,  $R_v$  ou  $R_p$ .

o En ombroscopie

Dans le cas des visualisations des flammes turbulentes par ombroscopie, les évolutions temporelles du rayon moyen  $R_s$  présentent des déviations tir à tir beaucoup plus faibles (*figure 8-16*).



*FIG 8-16. Evolution temporelle du rayon moyen  $R_s$  obtenu à partir de 10 tirs identiques par ombroscopie ( $P_i = 1 \text{ bar}$ ,  $T_i = 423 \text{ K}$ ,  $\phi = 1.0$  et  $u' = 1.86 \text{ m/s}$ )*

Il est alors intéressant de s'interroger sur la déviation pouvant être liée au phasage de l'initiation de la combustion par rapport à l'ouverture de la caméra. En effet, la caméra est cadencée à la fréquence  $f_{acq} = 8\,000 \text{ Hz}$  et le signal trigger déclenchant à la fois le début de la phase de décharge de la bobine (et donc la formation de l'étincelle) et le début de l'acquisition des images par la caméra peut être situé à un moment quelconque dans la fenêtre d'ouverture de la caméra (*figure 8-17*). La position du signal trigger dans la fenêtre temporelle d'ouverture de la caméra est une variable aléatoire qu'il n'est pas possible de contrôler. Dans le cas le plus extrême, une déviation temporelle  $\delta t$  maximale inférieure à  $1/f_{acq} = 0.125 \text{ ms}$  peut donc être observée entre les évolutions  $R_s(t)$  associées à deux tirs différents. Au vu de la durée de propagation de la flamme (environ  $8 \text{ ms}$  dans le cas présenté à la *figure 8-16*), ce décalage peut être considéré comme négligeable. Les déviations tir à tir

observées sur la *figure 8-16*, sont donc vraisemblablement dues aux fluctuations statistiques associées à la turbulence.

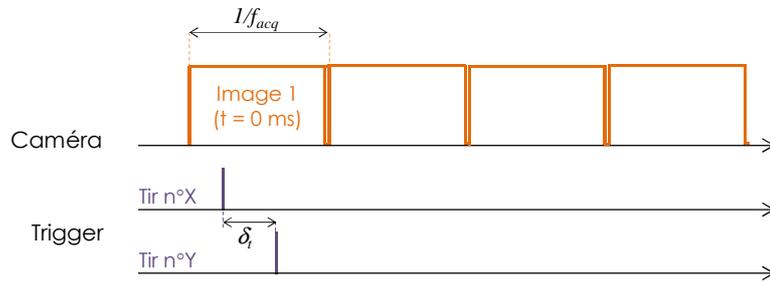


FIG 8-17. Chronogramme de phasage du signal trigger par rapport à la première image enregistrée par la caméra ( $t=0$  ms)

### 8.3.4. Conclusion

Comme le soulignent également Fairweather et al. [69], la technique de visualisation du front de flamme par tomographie laser apparaît inadaptée à l'étude des flammes turbulentes en expansion à cause des mouvements de convection que subit le noyau de flamme. Les mouvements de convection de la flamme en dehors du plan laser ne permettent pas d'obtenir des coupes du front de flamme représentatives de l'ensemble de la flamme turbulente. Ainsi, les visualisations par tomographie ne peuvent pas être utilisées de manière rigoureuse pour déterminer les grandeurs physiques caractérisant les flammes turbulentes. Dans [31, 41, 42, 69, 104, 119-121, 136], la vitesse de propagation turbulente des flammes en expansion est donc évaluée à partir des visualisations par ombroscopie ou par Schlieren, permettant d'avoir une vue globale de l'ensemble de la flamme. Dans la suite de cette étude, on utilise la technique d'ombroscopie décrite précédemment. Les limites inhérentes à cette technique sont liées à la surestimation du rayon moyen  $R_s$  due à l'intégration dans le plan de visualisation des structures tridimensionnelles de la flamme. Dans le *chapitre 9*, une méthode proposée par Bradley et al. [27], permettant de corriger les résultats obtenus par ombroscopie, sera utilisée et discutée.

## 8.4. Conditions initiales étudiées et régimes de combustion

Le *tableau 8-1* regroupe l'ensemble des conditions de propagation des flammes turbulentes de prémélange iso-octane/air étudiées par ombroscopie. La pression initiale du mélange réactif est variée de  $P_i = 1 \text{ bar}$  à  $P_i = 5 \text{ bar}$ . Les flammes turbulentes initiées à des pressions plus élevées présentent des plissements encore plus fins qu'à  $5 \text{ bar}$  : les rayons lumineux issus du faisceau parallèle sont alors très fortement déviés à la traversée du front de flamme et il n'est plus possible de distinguer de manière rigoureuse le contour de la flamme sur les images d'ombroscopie. Pour la condition de référence définie lors de l'étude laminaire ( $P_i = 1 \text{ bar}$  et  $T_i = 423 \text{ K}$ ), trois richesses sont étudiées. L'intensité de la turbulence  $u'$  est variée de  $0.69 \text{ m/s}$  à  $2.08 \text{ m/s}$  en modifiant la vitesse de rotation des ventilateurs (*cf. partie 2*). Une intensité de la turbulence modérée ( $u' = 1.39 \text{ m/s}$ ) est choisie comme référence afin d'étudier indépendamment les effets de la pression, de la température initiale et de la richesse du mélange réactif.

Pression $P_i$ [bar]	Température $T_i$ [K]	Richesse $\phi$	Intensité de la turbulence $u'$ [m/s]
1	323	1.0	1.39
			373
	423	1.0	0.69
			1.04
			1.39
			1.73
			2.08
			1.39
		1.3	1.73
			1.39
	1.4	1.73	
		473	1.39
3	423	1.0	1.04
			1.39
			1.73
5	423	1.0	1.04
			1.39
			1.73

TAB. 8-1. Conditions expérimentales pour l'étude de la combustion turbulente iso-octane/air

Les flammes de prémélange étudiées dans les conditions expérimentales présentées dans le *tableau 8-1* sont reportées dans le diagramme de Borghi (*figure 8-18*), afin de visualiser les

régimes de combustion reproduits dans l'enceinte de combustion. On utilise le diagramme modifié, décrit dans le *paragraphe 7.1.3.1* du *chapitre 7*, faisant apparaître le domaine des instabilités de Darrieus-Landau (DL). Les losanges représentent les 18 conditions étudiées.

Les flammes se situent dans le régime des flammelettes où la flamme peut être considérée comme une interface infiniment fine entre les gaz frais et les gaz brûlés et où la flamme est localement caractérisée par ses propriétés laminaires. Les conditions étudiées sont situées en dehors du domaine délimité par Chaudhuri et al. [40], ce qui signifie que les flammes turbulentes étudiées ne sont, en principe, pas affectées par des instabilités hydrodynamiques.

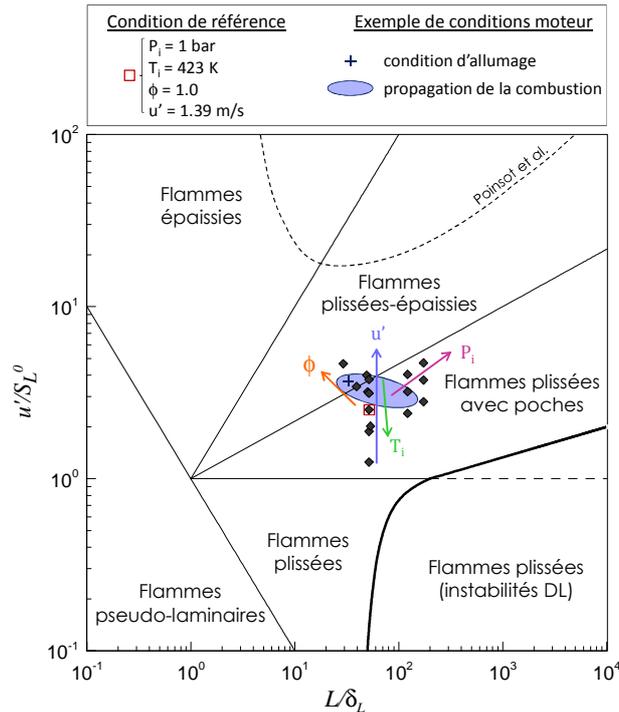


FIG 8-18. Positionnement des conditions étudiées dans le diagramme de combustion turbulente

La condition encadrée en rouge dans la *figure 8-18* ( $P_i = 1 \text{ bar}$ ,  $T_i = 423 \text{ K}$ ,  $\phi = 1.0$  et  $u' = 1.39 \text{ m/s}$ ) est choisie comme condition de référence pour l'étude des effets de la pression initiale, de la température initiale, de l'intensité de la turbulence et de la richesse du mélange. Les effets de ces paramètres sur les régimes de combustion turbulente ont été précédemment décrits au *paragraphe 7.1.3.5* du *chapitre 7* et sont rappelés par des flèches sur la *figure 8-18*.

Dans le contexte de la mise au point des nouvelles technologies moteurs et en particulier de la compréhension des mécanismes se produisant dans les moteurs downsizés à allumage commandé, il est important de situer les conditions turbulentes reproduites dans l'enceinte de combustion par rapport aux conditions réelles dans lesquelles se déroule la combustion dans la chambre de combustion d'un moteur. Ainsi, un exemple des conditions turbulentes se produisant dans un moteur downsizé à allumage commandé est reporté dans le diagramme de la *figure 8-18*. Ces résultats ont été obtenus par Landry [115, 146] dans le cadre de l'étude expérimentale des modes de combustion apparaissant dans la chambre de combustion d'un moteur à allumage commandé dont les caractéristiques sont présentées à titre indicatif dans le *tableau 8-2*. L'évolution illustrée à la *figure 8-18* permet de montrer que l'enceinte de

combustion turbulente mise en place et caractérisée dans notre étude permet de reproduire parfaitement les conditions turbulentes se déroulant dans un moteur downsizé. Ainsi, dans le cadre du projet dont fait partie ce travail de thèse, les résultats de la caractérisation des flammes turbulentes présentés dans le chapitre suivant pourront être utilisés dans le but de développer des outils de simulation permettant de prédire les conditions d'apparition des combustions anormales et variabilités cycliques dans les moteurs downsizés à allumage commandé.

Pression à l'admission	1 000 <i>mbar</i>
Pression moyenne effective (PME)	8 <i>bar</i>
Régime moteur	1 200 <i>tr/min</i>
Température des gaz frais	625 <i>K</i>
Richesse	1.0
Taux de recirculation des gaz brûlés (EGR)	20 %
Echelle de longueur intégrale	1.4 <i>mm</i>
Intensité de la turbulence	1.3 <i>m/s</i>

TAB. 8-2. Conditions thermodynamiques et caractéristiques de la turbulence dans le moteur downsizé à allumage commandé étudié dans [115, 146], représentées à la figure 8-18

## FLAMMES DE PREMELANGE TURBULENTES EN EXPANSION : DISCUSSIONS ET RESULTATS

On utilise ici les visualisations par ombroscopie pour étudier la vitesse de propagation des flammes turbulentes de prémélange iso-octane/air. L'objectif est de contribuer à la compréhension des phénomènes impliqués dans les interactions flamme/turbulence et dans la propagation des flammes turbulentes en expansion. Une nouvelle méthodologie est proposée permettant de mettre en évidence uniquement les effets liés à la turbulence, en s'affranchissant des effets dus à l'expansion de la flamme. Enfin, une relation unifiée est présentée afin de décrire la propagation des flammes turbulentes de prémélange, quelles que soient les conditions thermodynamiques initiales, l'intensité de la turbulence et la nature du mélange réactif.

### 9.1. Discussion sur la détermination de la vitesse de combustion turbulente

#### 9.1.1. Difficultés liées à la définition de la vitesse de combustion des flammes turbulentes

Bradley et al. [32] soulignent les difficultés liées à la définition de la vitesse de combustion des flammes turbulentes, c'est-à-dire la vitesse de consommation des gaz frais. En effet, il n'existe pas qu'une seule façon de déterminer la vitesse de combustion turbulente. Plusieurs configurations (flammes issues de brûleur, flammes en expansion...) associées à différentes géométries du front de flamme peuvent être utilisées. La principale difficulté dans la détermination de la vitesse de combustion turbulente réside alors dans l'identification de la surface de flamme à laquelle est associée la vitesse de combustion. La surface de flamme est généralement caractérisée par la valeur de la variable de progrès moyenne  $\langle c \rangle$ .

Il est important de noter que dans le cas de flammes coniques, les faibles valeurs de  $\langle c \rangle$  correspondent aux plus petites surfaces de flamme, alors que les flammes en expansion présentent des surfaces plus petites aux niveaux des contours associés à des valeurs de  $\langle c \rangle$  élevées (*figure 9-1*).

Par ailleurs, dans le cas des flammes turbulentes en expansion contrairement aux flammes stationnaires issues de brûleur, l'épaisseur de flamme turbulente  $\delta_T$  (pouvant être définie par la distance entre les contours  $\langle c \rangle = 0.1$  et  $\langle c \rangle = 0.9$ ) augmente au cours de la propagation de la flamme.

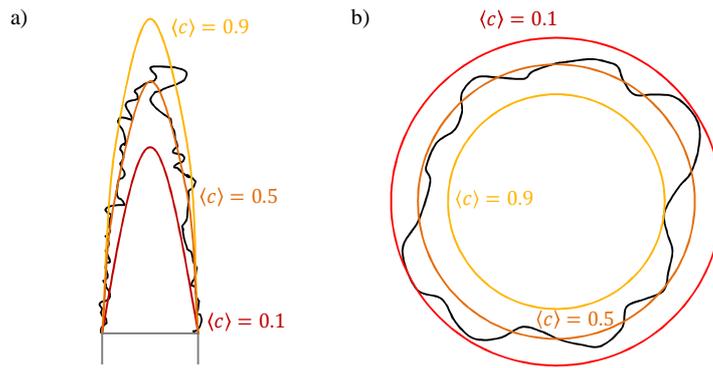


FIG 9-1. Représentation d'un front de flamme turbulent instantané et des contours iso-⟨c⟩ pour une flamme conique (a) et une flamme en expansion (b)

Ces considérations montrent la difficulté de définir la vitesse de combustion des flammes turbulentes de prémélange et la nécessité de définir clairement la géométrie de la flamme et la surface de flamme associée à la vitesse de combustion turbulente. L'étude des vitesses de propagation ou de combustion turbulente présentée dans la suite de ce travail reflète uniquement du comportement des flammes turbulentes en expansion.

### 9.1.2. Définition de la vitesse de consommation locale et globale des flammes en expansion

On définit la vitesse de combustion turbulente comme la vitesse de consommation massique des gaz frais. La vitesse de consommation est définie localement par la relation :

$$S_{T,l} = \frac{\rho_b dr}{\rho_u dt} \quad (9-1)$$

où  $\rho_b$  et  $\rho_u$  représentent respectivement la masse volumique des gaz brûlés et des gaz frais et  $r$  correspond à la distance locale entre le front de flamme et le centre de la flamme.

Définie selon la relation (7-3), la vitesse de combustion turbulente  $S_{T,l}$  est une valeur locale qui dépend des caractéristiques spatiales du front de flamme. Afin d'obtenir une définition de la vitesse de combustion turbulente globale, c'est-à-dire moyennée sur toute la flamme, il est nécessaire de définir un rayon moyen  $R$  pour lequel on peut écrire :

$$S_T = \frac{\rho_b dR}{\rho_u dt} \quad (9-2)$$

Bradley et al. [27] montrent que ce rayon correspond au rayon  $R_v$ , tel que le volume de gaz frais à l'intérieur de la sphère de rayon  $R_v$  est égal au volume de gaz brûlés à l'extérieur. En effet, considérons une coupe bidimensionnelle d'une flamme turbulente de prémélange (figure 9-2).  $R_r$  est le rayon maximal englobant uniquement des gaz brûlés et  $R_t$  est le rayon minimal englobant l'ensemble des gaz brûlés.

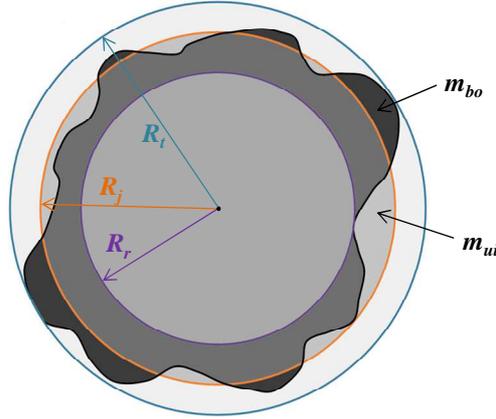


FIG 9-2. Schématisation d'une coupe de flamme turbulente en expansion à un instant donné

Au niveau d'un rayon quelconque  $R_j$  situé entre  $R_r$  et  $R_t$ , le débit massique avec lequel les gaz brûlés sont produits peut s'exprimer par :

$$\frac{d(m_{bi} + m_{bo})}{dt} = 4\pi R_j^2 \rho_u S_{Tj} \quad (9-3)$$

où  $S_{Tj}$  est la vitesse de combustion turbulente associée au rayon  $R_j$ ,  $m_{bi}$  est la masse de gaz brûlés à l'intérieur de la sphère de rayon  $R_j$  et  $m_{bo}$  est la masse de gaz brûlés à l'extérieur.

Par ailleurs, la masse de gaz brûlés à l'intérieur de la sphère de rayon  $R_j$  peut s'écrire :

$$m_{bi} = \left( \frac{4}{3} \pi R_j^3 - \frac{1}{\rho_u} m_{ui} \right) \rho_b \quad (9-4)$$

En supposant que les masses volumiques des gaz frais  $\rho_u$  et des gaz brûlés  $\rho_b$  sont constantes au cours du temps (hypothèse de combustion isobare), on peut alors écrire, d'après l'équation (9-3) :

$$4\pi R_j^2 \rho_u S_{Tj} = \rho_b \left( 4\pi R_j^2 \frac{dR_j}{dt} - \frac{1}{\rho_u} \frac{dm_{ui}}{dt} \right) + \frac{dm_{bo}}{dt} \quad (9-5)$$

Or, le rayon  $R_v$  est défini tel que :

$$\frac{m_{bo}}{\rho_b} = \frac{m_{ui}}{\rho_u} \quad \text{soit} \quad \frac{dm_{bo}}{dt} = \frac{\rho_b}{\rho_u} \frac{dm_{ui}}{dt} \quad (9-6)$$

On obtient donc, d'après l'équation (9-5) et lorsque  $R_j = R_v$  :

$$S_T = \frac{\rho_b}{\rho_u} \frac{dR_v}{dt} \quad (9-7)$$

D'après l'étude de Bradley et al. [27], l'utilisation d'un autre rayon moyen pour définir  $S_T$  entraîne une surestimation de la vitesse de combustion turbulente.

### 9.1.3. Détermination de la vitesse de combustion turbulente des flammes en expansion à partir des visualisations par ombroscopie

Le rayon  $R_v$  est aisément identifiable à partir des coupes du front de flamme obtenues par tomographie laser par diffusion de Mie. Cependant, au vu des limitations liées aux mouvements à grande échelle des flammes turbulentes étudiées ici (*cf. chapitre 8, §8.3*), il est préférable d'utiliser la technique d'ombroscopie (ou Schlieren) pour visualiser les flammes turbulentes en expansion [31, 41, 42, 69, 104, 119-121, 136] et déterminer un rayon moyen du front de flamme.

Les techniques d'ombroscopie et de Schlieren induisent néanmoins un biais dans la mesure du rayon moyen  $R_s$  correspondant à un cercle ayant la même aire (*cf. chapitre 8, §8.2.2*) du fait de l'intégration dans un plan des structures tridimensionnelles de la flamme turbulente.

Afin de corriger le biais provenant des visualisations par ombroscopie (ou par Schlieren), Bradley et al. [27] proposent la relation suivante, issue de mesures expérimentales de flammes turbulentes de prémélange propane/air :

$$R_v = 0.9 R_s - cste, \quad \text{pour } 2 \leq R_v \leq 40 \text{ mm} \quad (9-8)$$

Cette relation a été déterminée à partir de visualisations simultanées de tomographie et de Schlieren pour des flammes turbulentes de prémélange propane/air en expansion sphérique, de richesse  $\phi = 0.8$  et  $1.32$ , pour les pressions initiales  $P_i = 1,3$  et  $5 \text{ bar}$  et pour la température initiale  $T_i = 300 \text{ K}$ . Dans l'étude de Bradley et al., deux valeurs de fluctuations de vitesse  $u' = 1 \text{ m/s}$  et  $u' = 3 \text{ m/s}$  ont été étudiées. Ici, on utilise cette approximation en faisant l'hypothèse que la nature du gaz et la température n'ont pas d'influence sur la relation entre  $R_v$  et  $R_s$ .

On obtient alors les définitions suivantes de la vitesse de propagation turbulente  $V_T$  et de la vitesse de combustion turbulente  $S_T$  :

$$V_T = 0.9 \frac{dR_s}{dt} \quad (9-9)$$

$$S_T = 0.9 \frac{\rho_b}{\rho_u} \frac{dR_s}{dt} \quad (9-10)$$

La relation (9-10) a été validée par Lawes et al. [119] à partir de mesures de pression rapide, permettant également de déterminer la vitesse de combustion turbulente  $S_T$ .

Toutefois, il est important de noter que l'approximation exprimée par la relation (9-8) est imprécise, notamment en début de propagation de la flamme. En effet, pendant les premiers instants de la propagation, la flamme est peu plissée et comparable à une flamme laminaire. A ces instants, le rayon moyen  $R_s$ , déterminé par ombroscopie n'est pas biaisé par la superposition dans un plan des structures tridimensionnelles de la flamme, et est proche du rayon moyen  $R_v$  pouvant être déterminé à partir des visualisations par tomographie. Par conséquent, pendant les premiers instants de la propagation de la flamme, la vitesse de combustion turbulente  $S_T$  est proche de la vitesse de combustion laminaire étirée  $S_L$ . Ainsi, il serait plus exact de réécrire les relations (9-8) à (9-10) sous la forme :

$$R_v = CR_s - cste \quad (9-11)$$

$$V_T = C \frac{dR_s}{dt} \quad (9-12)$$

$$S_T = C \frac{\rho_b}{\rho_u} \frac{dR_s}{dt} \quad (9-13)$$

où  $C$  serait égal à 1 à l'instant initial et diminuerait au cours de la propagation de la flamme pour tendre vers une valeur proche de 0.9. La décroissance de la valeur de  $C$  pourrait être corrélée au rapport entre l'épaisseur de flamme laminaire  $\delta_L$  et l'épaisseur de flamme turbulente  $\delta_T$ . En effet, le rapport  $\delta_L/\delta_T$  est proche de 1 au début de la propagation et diminue lorsque la flamme devient de plus en plus plissée au cours de la propagation. La validation de cette hypothèse et la formulation de la relation éventuelle entre  $C$  et  $\delta_L/\delta_T$  nécessite une étude plus approfondie et des mesures complémentaires de la vitesse de combustion turbulente à partir d'une autre technique (mesures de pression rapide par exemple), mais n'ont pas été réalisées dans le cadre de ce travail de thèse. Dans la suite de cette étude, on utilisera donc l'approximation de Bradley et al. (*relations (9-8) et (9-9)*) pour déterminer la vitesse de propagation des flammes turbulentes à partir d'un rayon minimal  $R_{min} = 6.5 \text{ mm}$ . Ce rayon, déterminé à partir de l'étude de la propagation des flammes laminaires (*partie I*), permet de s'affranchir initialement des effets de l'allumage sur la propagation de la flamme, et permet également, dans le cadre de l'étude des flammes turbulentes, de s'affranchir de l'imprécision de la relation linéaire de Bradley et al. [27] aux instants initiaux.

## 9.2. Contribution de la turbulence dans la vitesse de propagation des flammes turbulentes en expansion

### 9.2.1. Méthodologie proposée dans cette étude

Alors qu'il existe une relation claire entre la vitesse de propagation d'une flamme laminaire sphérique et son étirement (*relation (1-17)*), le mécanisme d'accélération des flammes turbulentes en expansion est plus complexe. En effet, dans le cas de flammes turbulentes en expansion, le front de flamme est affecté à la fois par un étirement global lié à la croissance du rayon moyen du front de flamme, et par des étirements locaux induits par les plissements du front de flamme.

Dans la littérature [3, 29, 41, 42, 69, 104, 136, 168], la vitesse de propagation turbulente  $V_T$  (ou la vitesse de combustion turbulente  $S_T$ ) est généralement comparée à la vitesse de propagation laminaire non-étirée  $V_L^0$  (respectivement, à la vitesse de combustion laminaire non-étirée  $S_L^0$ ). Le rapport  $V_T/V_L^0$  est alors habituellement investigué en fonction de la nature du mélange réactif, des conditions thermodynamiques initiales et de l'intensité de la turbulence. L'adimensionnement de la vitesse de propagation turbulente  $V_T$  par la vitesse de propagation laminaire non-étirée correspondante  $V_L^0$  permet de s'affranchir, en première approximation, des effets liés à la chimie de la combustion. On rappelle en effet que la vitesse de flamme augmente avec la température, diminue avec la pression et est maximale pour une richesse égale à 1.1 pour les prémélanges iso-octane/air (*cf. partie 1*).

Dans certaines études [69, 104, 136, 168], la vitesse de propagation ou de combustion turbulente est évaluée pour un rayon moyen donné du front de flamme, noté  $R_0$ . Dans ce cas, la valeur  $V_T(R_0)/V_L^0$  ne reflète pas de l'évolution de la vitesse turbulente au cours de la propagation de la flamme et ne tient pas compte de l'étirement moyen subi par la flamme. Dans d'autres études [3, 29, 41, 42], l'évolution du rapport  $V_T/V_L^0$  est décrite en fonction d'une grandeur évoluant au cours de la propagation de la flamme (temps ou rayon moyen). Cependant, cette approche ne permet pas de séparer les deux phénomènes décrits précédemment, respectivement liés à la croissance du rayon moyen du front de flamme et aux effets locaux de la turbulence sur le front de flamme.

Dans cette étude, une nouvelle méthodologie est proposée et consiste à évaluer le rapport  $V_T/V_L$  où  $V_L$  est la vitesse de propagation laminaire étirée correspondant à un même étirement moyen dans les mêmes conditions de pression et température initiales et pour la même composition du mélange réactif (*cf. figure 9-3*). Cette approche permet ainsi d'évaluer uniquement la contribution de la turbulence dans la vitesse de propagation turbulente  $V_T$  par rapport à la vitesse de propagation laminaire  $V_L$ .

On détermine la vitesse de propagation turbulente  $V_T$  des flammes de prémélange iso-octane/air (*figure 9-3, étape ①*) à partir de l'approximation de Bradley et al. [27] discutée au paragraphe précédent (*relation (9-9)*) et en utilisant les visualisations par ombroscopie. Au cours de sa propagation, la flamme turbulente en expansion subit un étirement global  $K_T$  pouvant s'écrire :

$$K_T = \frac{2}{R_s} \frac{dR_s}{dt} \quad (9-14)$$

La vitesse de propagation laminaire  $V_L$  des flammes de prémélange iso-octane/air a été préalablement déterminée dans la *partie 1*, dans le cadre de l'étude de la combustion laminaire. Au cours de sa propagation, la flamme laminaire en expansion subit un étirement  $K_L$  défini par :

$$K_L = \frac{2}{R_f} \frac{dR_f}{dt} \quad (9-15)$$

où  $R_f$  est le rayon du front de flamme laminaire sphérique.

Afin d'évaluer le rapport  $(V_T/V_L)_{K_T=K_L}$  (figure 9-3, étape ③), la vitesse de propagation laminaire  $V_L$  est linéairement interpolée aux valeurs d'étirement  $K_T$  déterminées à partir des visualisations des flammes turbulentes (figure 9-3, étape ②).

Dans la suite de cette étude, les effets de l'intensité de la turbulence, des conditions thermodynamiques initiales et de la richesse du mélange réactif sur l'évolution du rapport  $V_T/V_L$  sont investigués au cours de la propagation de la flamme. Cette étude paramétrique permettra de mettre en évidence les différents types de modification du front de flamme sous l'action de la turbulence.

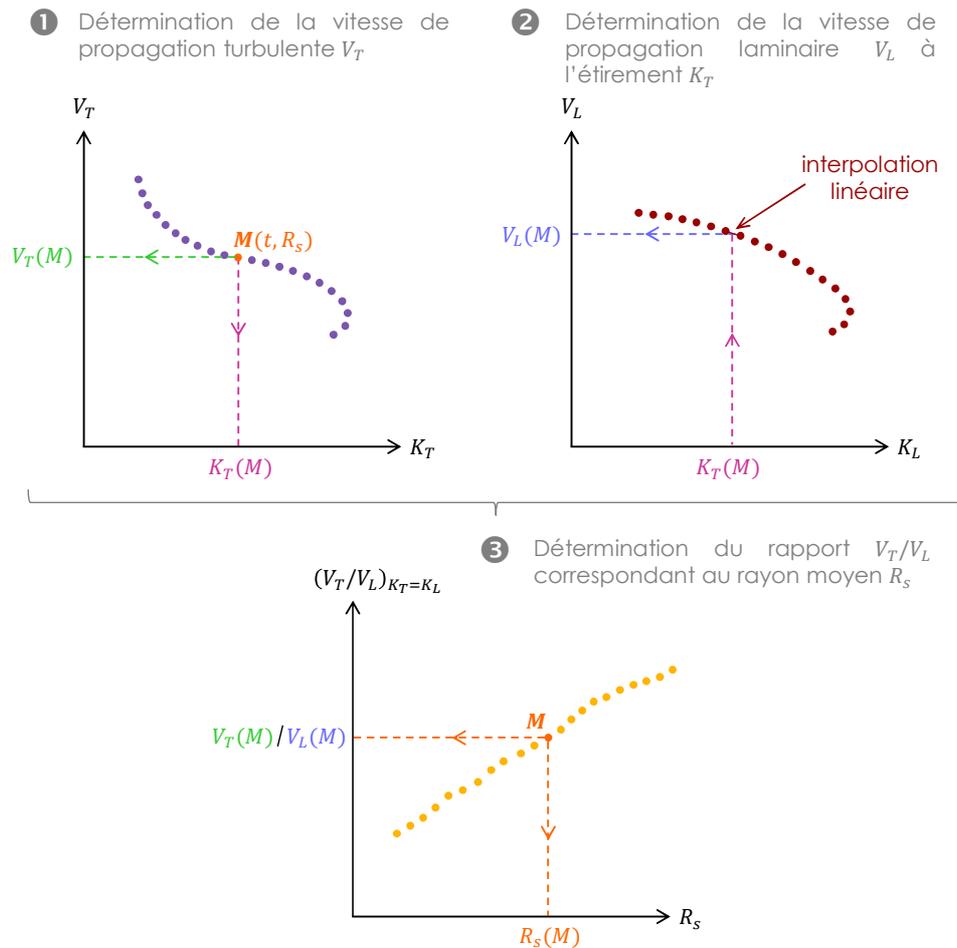


FIG 9-3. Principe de détermination du rapport  $V_T/V_L$  au même étirement  $K_T = K_L$  (cas où  $L_b > 0$ ) : exemple en un point  $M$  caractérisé par un rayon  $R_s$  à l'instant  $t$  au cours de la propagation de la flamme

### 9.2.2. Effet de l'intensité de la turbulence

L'influence de l'intensité de la turbulence sur la propagation des flammes turbulentes en expansion est étudiée à la condition initiale de référence  $P_i = 1 \text{ bar}$  et  $T_i = 423 \text{ K}$ , à la stœchiométrie, pour cinq valeurs d'intensité de la turbulence différentes.

Le *tableau 9-1* présente les caractéristiques de la flamme laminaire correspondant à ces conditions (en termes d'épaisseur de flamme laminaire  $\delta_L$ , de longueur de Markstein côté gaz brûlés  $L_b$ , et de nombre de Lewis) ainsi que la taille des plus petits tourbillons susceptibles de plisser le front de flamme, caractérisée ici par l'échelle spatiale de Taylor  $\lambda$ . On rappelle que l'échelle intégrale spatiale est égale à  $L = 3.4 \text{ mm}$  et est indépendante des conditions thermodynamiques initiales et de l'intensité de la turbulence (*cf. partie 2*). L'échelle spatiale de Taylor  $\lambda$  est évaluée à partir de l'échelle intégrale spatiale  $L$  et du nombre de Reynolds turbulent  $Re_L$  d'après la *relation (4-14)*, et diminue lorsque l'intensité de la turbulence  $u'$  augmente. Il est important de noter que les valeurs de  $\lambda$  reportées dans les tableaux suivants sont des approximations, ainsi il serait inexact de les comparer au sens strict à d'autres grandeurs spatiales, comme l'épaisseur de la flamme laminaire par exemple. Le nombre de Lewis  $Le$  associé au mélange réactif est déterminé comme le rapport entre la diffusivité thermique du mélange et la diffusivité moléculaire du réactif limitant dans le mélange total. Comme dans [6], la formulation proposée par Bechtold and Matalon [15] est utilisée afin d'éviter une discontinuité dans la définition du nombre de Lewis à la stœchiométrie. Cette formulation définit une moyenne pondérée des nombres de Lewis des deux réactifs, notée  $Le_{eff}$  (*cf. annexe A*).

$P_i$ [bar]	$T_i$ [K]	$\phi$	$Le_{eff}$	$\delta_L$ [μm]	$L_b$ [mm]	$u'$ [m/s]	$\lambda \sim L(15/Re_L)^{1/2}$ [mm]
1	423	1.0	1.97	65.8	0.76	0.69	1.41
						1.04	1.15
						1.39	0.99
						1.73	0.89
						2.08	0.81

TAB 9-1. Conditions expérimentales utilisées dans le cadre de l'étude de l'influence de l'intensité de la turbulence sur les flammes turbulentes en expansion

L'influence de l'intensité de la turbulence sur la propagation des flammes de prémélange iso-octane/air peut être analysée, dans un premier temps, de manière qualitative à partir des visualisations par ombroscopie. La *figure 9-4* illustre trois exemples de propagation de flammes turbulentes pour différentes intensités de la turbulence. Il a été rappelé dans le *chapitre 7* que seules les échelles de la turbulence inférieures à la taille de la flamme peuvent affecter le front de flamme, ce qui signifie que les plissements du front de flamme dépendent de la taille de la flamme. Ainsi, les trois propagations de flammes turbulentes présentées sur la *figure 9-4* sont comparées à des rayons moyens similaires plutôt qu'à des instants identiques. Chaque propagation de flamme est alors caractérisée par quatre images correspondant à quatre rayons moyens  $R_s$  respectivement environ égaux à  $5 \text{ mm}$ ,  $10 \text{ mm}$ ,  $15 \text{ mm}$  et  $20 \text{ mm}$ . Ces visualisations mettent clairement en évidence les effets de la

turbulence sur les plissements du front de flamme. Pour un rayon moyen donné, le front de flamme présente des plissements de plus en plus petits lorsque l'intensité de la turbulence  $u'$  augmente.

On peut également remarquer que, au cours de la propagation, la forme des structures du front de flamme reste sensiblement la même et les flammes se développent de manière homothétique.

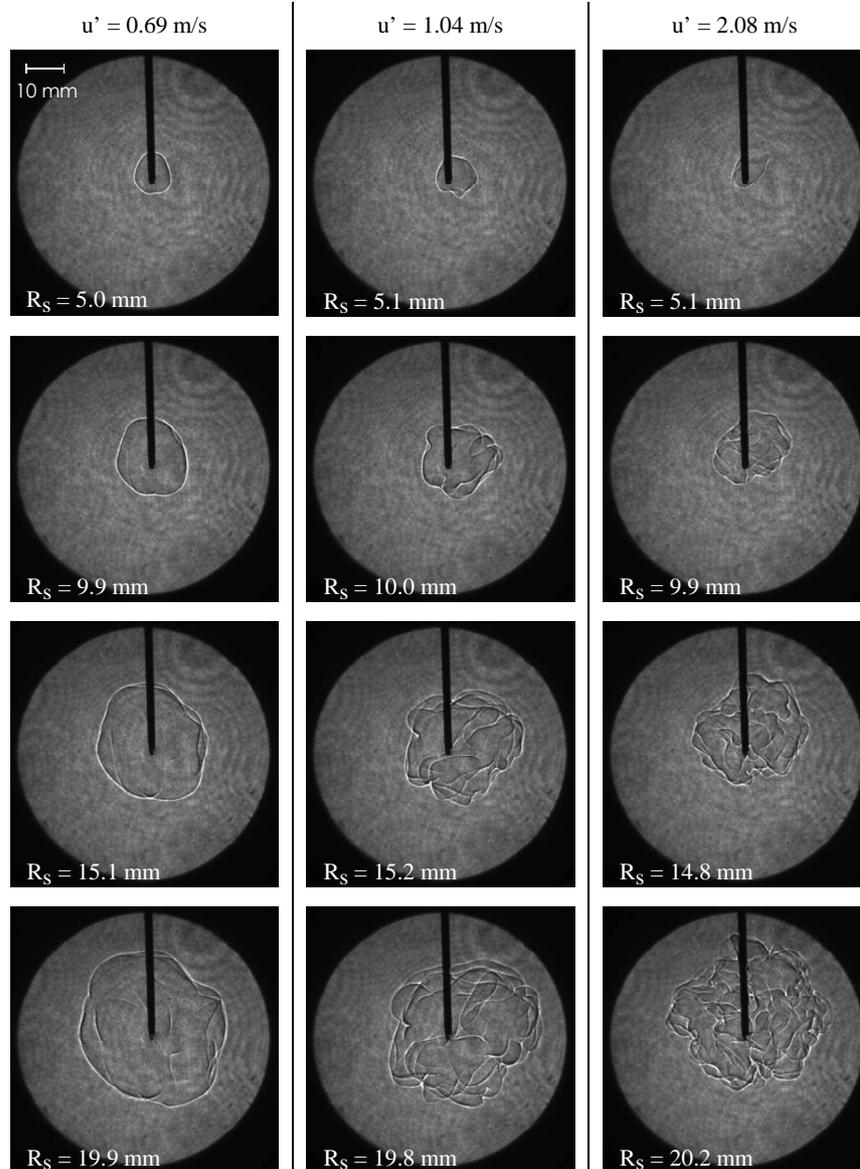


FIG 9-4. Exemples de propagation de flammes turbulentes visualisées par ombroscopie, pour trois valeurs d'intensité de la turbulence :  $u' = 0.69 \text{ m/s}$ ,  $u' = 1.04 \text{ m/s}$  et  $u' = 2.08 \text{ m/s}$  ( $P_i = 1 \text{ bar}$ ,  $T_i = 423 \text{ K}$  et  $\phi = 1.0$ )

La figure 9-5 représente l'évolution temporelle du rayon moyen  $R_s$  déterminé par ombroscopie (a) et l'évolution de la dérivée temporelle  $dR_s/dt$  en fonction du rayon moyen  $R_s$  (b) pour différentes intensités de la turbulence. Les évolutions obtenues dans le cas d'une combustion laminaire ( $u' = 0 \text{ m/s}$ ) sont également ajoutées sur ces graphes. Chaque courbe correspond à une évolution moyenne obtenue à partir de 3 à 5 tirs identiques. La déviation tir à tir des mesures est indiquée par des barres d'erreur verticales. La dispersion

expérimentale des résultats est faible dans le cas de mélanges réactifs initialement peu turbulents et augmente avec l'intensité de la turbulence. Cette dispersion est vraisemblablement due aux variations aléatoires associées à la turbulence plutôt qu'à des incertitudes expérimentales.

Les graphes (a) et (b) de la *figure 9-5* confirment que la flamme turbulente peut être considérée comme une flamme laminaire pendant les premiers instants de la propagation. Les courbes  $R_s(t)$  et  $dR_s/dt$  ( $R_s$ ) sont quasiment superposées aux évolutions obtenues dans le cas laminaire lorsque  $t < 3.5$  ms, soit environ  $R_s < 6$  mm. En effet, les forts taux d'étirement que subit le noyau de flamme au début de sa propagation empêchent le front de flamme d'être plissé. Dans tous les cas étudiés en turbulence, l'évolution du rayon  $R_s(t)$  est concave (*graphie (a)*), indiquant une accélération du front de flamme au cours de la propagation (*graphie (b)*). Pour un rayon moyen  $R_s$  donné, la valeur de  $dR_s/dt$  augmente avec l'intensité de la turbulence car les plissements de plus en plus importants observés sur la *figure 9-4* entraînent un accroissement de la surface de la flamme.

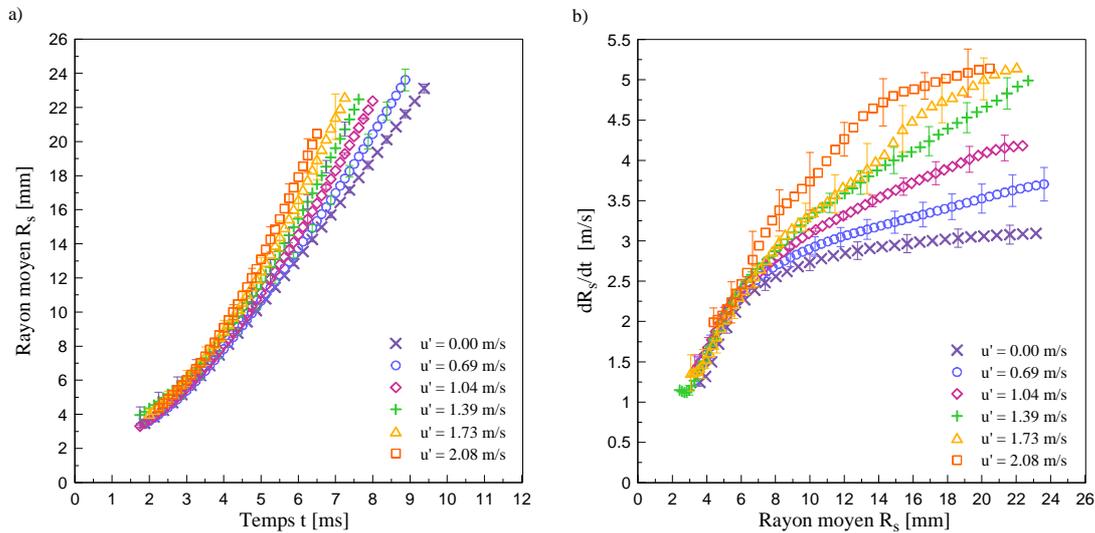


FIG 9-5. Evolution temporelle du rayon moyen  $R_s$  déterminé par ombroscopie (a) et évolution de la dérivée temporelle  $dR_s/dt$  en fonction du rayon moyen  $R_s$  (b) pour différentes intensités de la turbulence ( $P_i = 1$  bar,  $T_i = 423$  K et  $\phi = 1.0$ )

Afin d'évaluer la seule contribution de la turbulence dans l'accélération du front de flamme au cours de la propagation, on s'intéresse maintenant au rapport  $V_T/V_L$ , déterminé à partir des vitesses de propagation laminaire et turbulente à un même étirement moyen. Le rapport  $V_T/V_L$  est étudié entre le rayon  $R_{min} = 6.5$  mm et  $R_{max} = 20.0$  mm. Comme précisé précédemment, le rayon minimal  $R_{min}$  permet de s'affranchir des effets liés au dépôt d'énergie. Le rayon  $R_{max}$  est le rayon maximal identifié dans la *partie 2*, correspondant à la limite de la région centrale où la turbulence peut être considérée homogène et isotrope. La *figure 9-6* montre l'évolution du rapport  $V_T/V_L$  en fonction du rayon moyen  $R_s$  pour les cinq intensités de la turbulence étudiées ci-dessus.

Dans la gamme de rayons considérée, la turbulence étant homogène et isotrope, on pourrait s'attendre à ce que le rapport  $V_T/V_L$  tende vers une valeur constante lorsque le rayon moyen du front de flamme augmente. Cependant, d'après la *figure 9-6*, le rapport  $V_T/V_L$  augmente continuellement au cours de la propagation de la flamme quelle que soit l'intensité de la turbulence.

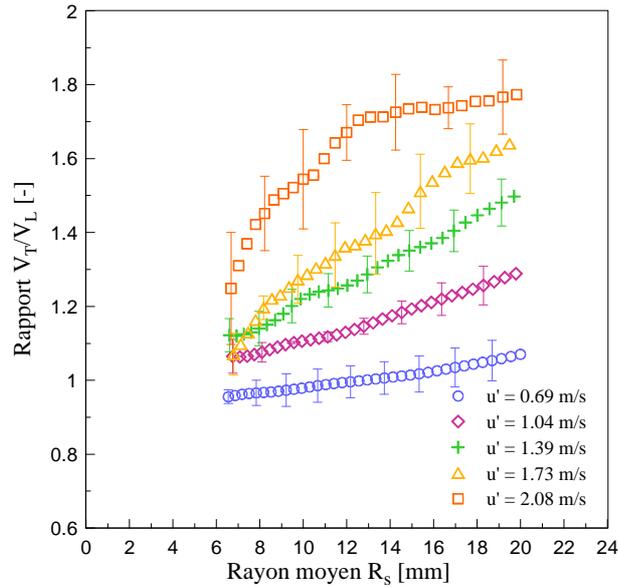


FIG 9-6. Evolution du rapport  $V_T/V_L$  en fonction du rayon  $R_s$  pour différentes intensités de la turbulence ( $P_i = 1$  bar,  $T_i = 423$  K et  $\phi = 1.0$ )

Plusieurs études antérieures dans la littérature [8, 31, 42] ont expliqué l'accélération des flammes turbulentes en expansion comme une conséquence de l'accroissement de la gamme d'échelles de la turbulence pouvant affecter le front de flamme lorsque la flamme se développe. En effet, Bradley et al. [31] supposent que la longueur d'onde maximale pouvant plisser le front de flamme correspond au diamètre de la flamme. Ainsi au cours de sa propagation, la flamme subit l'influence des échelles de la turbulence de plus en plus grandes. L'ordre de grandeur de la plus grande échelle de la turbulence présente dans l'écoulement peut être assimilé à l'échelle spatiale intégrale  $L$ . La flamme subit donc l'influence de l'ensemble des échelles de la turbulence à partir de  $2R_s \sim L$  environ. Dans notre configuration, l'échelle intégrale spatiale  $L$  a été estimée, dans la *partie 2*, à environ  $3.4$  mm. La condition  $2R_s \sim L$  est largement atteinte sur la *figure 9-6*. L'augmentation de la taille des échelles spatiales affectant le front de flamme ne permet donc pas d'expliquer l'accroissement du rapport  $V_T/V_L$  au cours de la propagation de la flamme.

De la même manière, à cause de l'élargissement du spectre de la turbulence affectant le front de flamme vers les grandes échelles, l'intensité de la turbulence influençant réellement le front de flamme au cours de la propagation ne correspond pas à l'intensité de la turbulence  $u'$  déterminée sans combustion. Ainsi, Bradley et al. [31] définissent une intensité turbulente effective  $u'_{eff}$  à partir du spectre d'énergie de la turbulence. Ils montrent que l'intensité de la turbulence effective  $u'_{eff}$  augmente tout au long de la propagation de la flamme et n'atteint la valeur de l'intensité turbulente  $u'$  qu'au bout d'une longueur d'onde supérieure à 16 fois l'échelle intégrale  $L$ . Ainsi, l'accroissement de la vitesse de combustion turbulente en fonction du rayon moyen s'explique en partie par l'augmentation de l'intensité de la turbulence au cours de la propagation de la flamme. La condition  $2R_s \sim 16L$  ne peut pas être atteinte avec le dispositif expérimental utilisé ici, c'est pourquoi les évolutions du rapport  $V_T/V_L$  présentées sur la *figure 9-6* ne tendent pas vers des valeurs constantes.

Les effets des instabilités hydrodynamiques sur la propagation de la flamme pourraient également être considérés. En effet, ces instabilités peuvent induire des plissements

supplémentaires du front de flamme et entrainer une accélération de la flamme. Cependant, il a été montré au *chapitre 8 (figure 8-17)* que les conditions turbulentes étudiées ici ne sont pas comprises dans le domaine délimité par Chaudhuri et al. [40] dans lequel les instabilités hydrodynamiques peuvent se développer. Ce phénomène ne permet donc pas d'expliquer l'augmentation du rapport  $V_T/V_L$  au cours de la propagation de la flamme.

Dans leur dernier rapport bibliographique, Lipatnikov and Chomiak [131] s'intéressent à l'hypothèse de l'existence d'une auto-turbulence générée par la flamme et qui pourrait accélérer le développement de la flamme (*cf. chapitre 7, §7.2.2.2*). Leur conclusion, selon laquelle il n'y a pas d'augmentation significative des fluctuations de vitesses  $u'$  au voisinage immédiat du front de flamme dans les gaz frais, a cependant été établie à partir de flammes stationnaires. Dans le cas des flammes en expansion comme c'est le cas ici, la propagation de la flamme génère une vitesse moyenne radiale dans les gaz frais due à l'expansion thermique des gaz brûlés. Ainsi, il n'est pas trivial d'extrapoler la conclusion de Lipatnikov and Chomiak aux flammes turbulentes en expansion. Du fait du déplacement de la flamme au cours du temps, il est difficile de mesurer expérimentalement l'intensité de la turbulence devant le front de flamme au cours de sa propagation. Comme il a été précisé dans le *chapitre 7*, une approche expérimentale de la détermination du niveau de turbulence devant le front de flamme a été envisagée par couplage tomographie/PIV au cours de ce travail. Cette étude est décrite dans l'*annexe G*. Cependant, la disparité des résultats expérimentaux obtenus ne permet pas de conclure clairement quant à l'hypothèse d'une auto-turbulence générée par la flamme dans les gaz frais.

Par ailleurs, Peters et al. [156] ont montré, à partir de simulations de flammes turbulentes de prémélange, que l'expansion des gaz brûlés entraîne une augmentation de l'épaisseur de flamme turbulente  $\delta_T$ . L'accroissement de la surface de flamme plissée associée à l'augmentation de  $\delta_T$  induit alors également une faible augmentation de la vitesse de flamme turbulente [156]. Du fait du biais induit par la technique de visualisation par ombroscopie dans la détermination de la position du front de flamme (*cf. §8.2.2 du chapitre 8*), l'épaisseur de flamme turbulente  $\delta_T$  n'a pas été déterminée expérimentalement et la conclusion de Peters et al. [156] n'a pas été vérifiée dans cette étude.

Une explication complémentaire aux raisons évoquées ci-dessus permet également d'expliquer l'augmentation du rapport  $V_T/V_L$  au cours de la propagation. En effet, l'interaction entre la flamme et la turbulence n'est pas instantanée. Pour une intensité de la turbulence  $u'$  égale à  $1\text{ m/s}$  par exemple, le temps de rotation d'un gros tourbillon est de l'ordre de  $\tau_L = L/u' \approx 3.4\text{ ms}$ . Pendant ce temps, le rayon de la flamme a augmenté de plusieurs millimètres. Ce temps de réponse n'est pas négligeable à l'échelle du temps d'observation et se traduit par une absence d'équilibre entre le plissement de la flamme et la turbulence.

Ainsi, l'augmentation du rapport  $V_T/V_L$  au cours de la propagation de la flamme observée sur la *figure 9-6* peut s'expliquer par le temps de réponse de la flamme aux perturbations turbulentes, par l'augmentation de l'intensité de la turbulence effective et par l'éventuelle génération d'une auto-turbulence par le front de flamme dans les gaz frais. Cette hypothèse n'a pas pu être rigoureusement vérifiée expérimentalement par la mesure de l'intensité de la turbulence devant le front de flamme mais cette hypothèse ne doit pas être pour autant rejetée. A l'heure actuelle, cette question nécessite encore des études complémentaires et approfondies de l'écoulement turbulent devant le front de flamme avant d'être résolue.

### 9.2.3. Effet de la pression initiale

L'influence de la pression initiale sur la propagation des flammes turbulentes en expansion est étudiée à la condition initiale  $T_i = 423\text{ K}$ , à la stœchiométrie, et pour l'intensité turbulente de référence  $u' = 1.39\text{ m/s}$ . Le *tableau 9-2* présente les caractéristiques de la flamme laminaire et de la turbulence correspondant à ces conditions.

$P_i$ [bar]	$T_i$ [K]	$\phi$	$Le_{eff}$	$\delta_L$ [ $\mu\text{m}$ ]	$L_b$ [mm]	$u'$ [m/s]	$\lambda \sim L(15/Re_L)^{1/2}$ [mm]
1	423	1.0	1.97	65.8	0.76	1.39	0.99
3				27.9	0.33		0.57
5				19.6	0.17		0.44

TAB 9-2. Conditions expérimentales utilisées dans le cadre de l'étude de l'influence de la pression initiale sur les flammes turbulentes en expansion

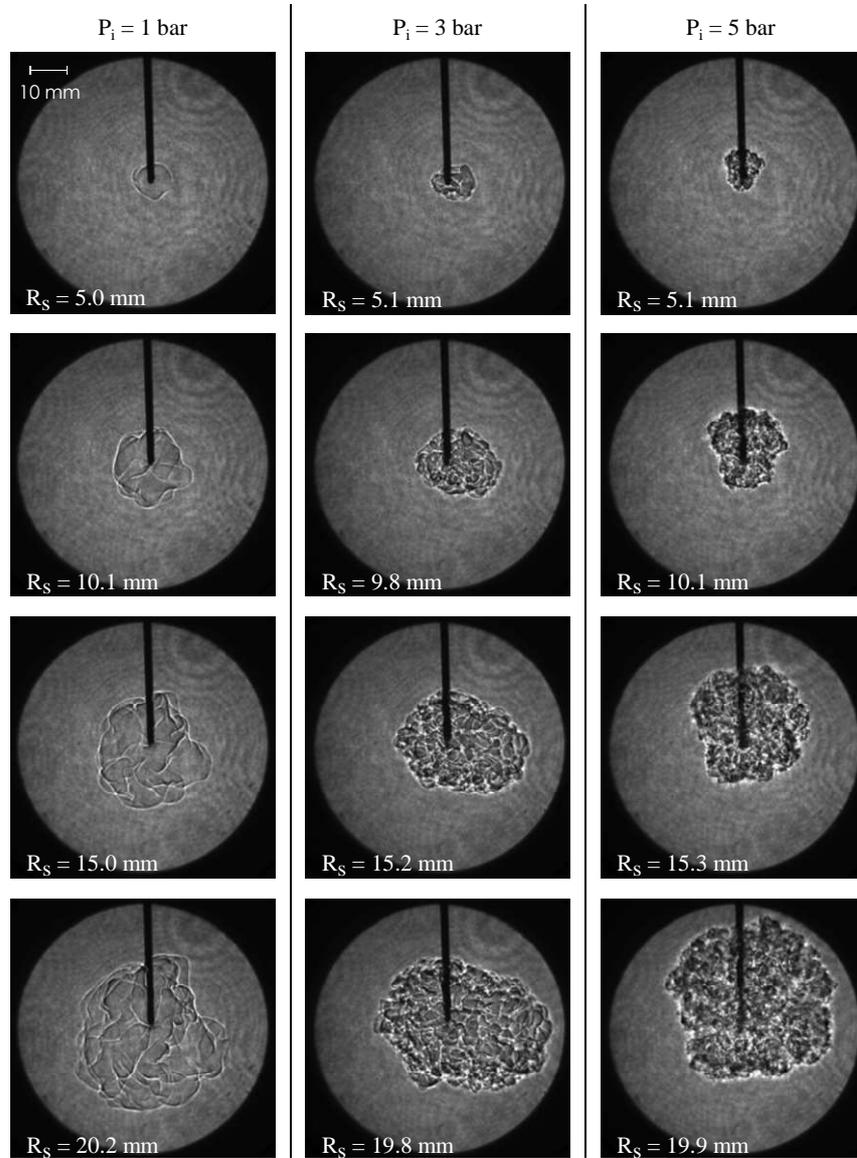


FIG 9-7. Exemples de propagation de flammes turbulentes visualisées par ombroscopie, pour trois valeurs de pression initiale :  $P_i = 1\text{ bar}$ ,  $P_i = 3\text{ bar}$  et  $P_i = 5\text{ bar}$  ( $T_i = 423\text{ K}$ ,  $\phi = 1.0$  et  $u' = 1.39\text{ m/s}$ )

La *figure 9-7* montre les visualisations par ombroscopie de la flamme turbulente pour ces trois conditions de pression, aux rayons moyens  $R_s = 5 \text{ mm}$ ,  $10 \text{ mm}$ ,  $15 \text{ mm}$  et  $20 \text{ mm}$ . L'allure du front de flamme à haute pression est plus complexe. En effet, les structures de flammes deviennent plus fines et les plissements sont plus marqués [106, 113].

L'effet de la pression initiale sur le rapport  $V_T/V_L$  est reporté à la *figure 9-8*. Comme discuté au paragraphe précédent, on observe une augmentation du rapport  $V_T/V_L$  au cours de la propagation de la flamme quelle que soit la pression initiale. Pour un rayon moyen  $R_s$  donné, des valeurs plus élevées du rapport  $V_T/V_L$  sont obtenues à haute pression. Cela signifie que lorsque la pression augmente, la turbulence induit une augmentation de la vitesse de propagation de la flamme. Cette observation est en accord avec les visualisations par ombroscopie de la *figure 9-7* où les fronts de flamme présentent des plissements de plus en plus fins lorsque la pression augmente.

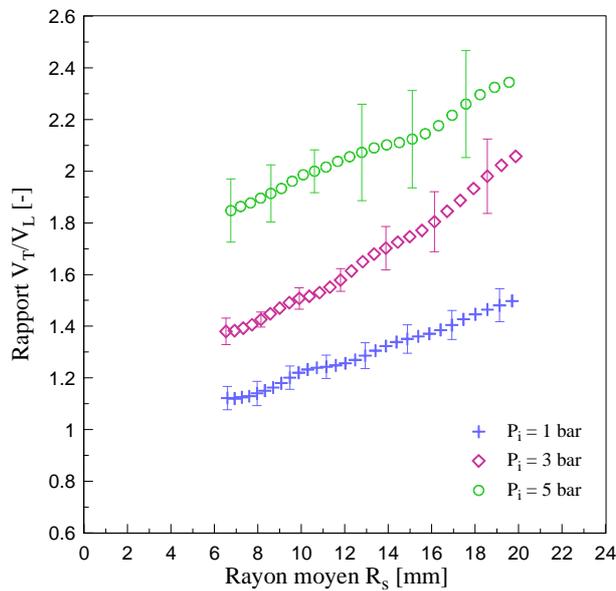


FIG 9-8. Evolution du rapport  $V_T/V_L$  en fonction du rayon  $R_s$  pour différentes pressions initiales ( $T_i = 423 \text{ K}$ ,  $\phi = 1.0$  et  $u' = 1.39 \text{ m/s}$ )

Il est maintenant clairement établi dans la littérature [130] que l'augmentation de la vitesse de flamme turbulente avec la pression ne provient pas du développement d'instabilités hydrodynamiques, comme il a pu être supposé auparavant par Kobayashi et al. [107] et Liu et al. [133]. Comme suggéré par Chaudhuri et al. [42], dans le régime des flammelettes, les fines structures du front de flamme sont partiellement dues à la réduction de l'épaisseur de la flamme laminaire  $\delta_L$  avec la pression (*cf. tableau 9-2*). En effet, l'épaisseur de flamme laminaire  $\delta_L$  peut être considérée comme une longueur d'onde de coupure sur le spectre de la turbulence (*figure 9-9*). Une épaisseur de flamme laminaire élevée réduit alors les possibilités de plissement du front de flamme à petite échelle.

Ainsi, l'augmentation de la pression résulte en un élargissement du spectre de la turbulence pouvant affecter le front de flamme vers les hautes longueurs d'onde (*cf. figure 9-9*), ce qui permet à la surface de flamme d'être progressivement plissée par des échelles de plus en plus petites.

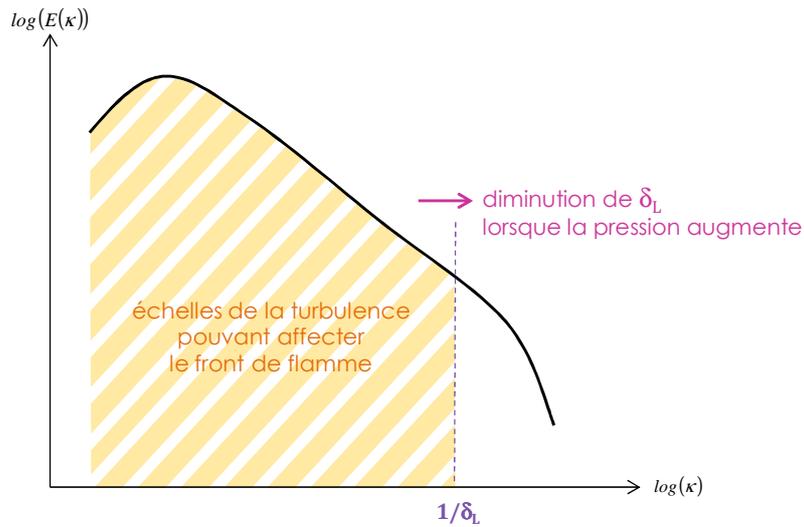


FIG 9-9. Schématisation des effets de l'épaisseur de flamme laminaire  $\delta_L$  sur le spectre d'énergie de la turbulence

Par ailleurs, la caractérisation de l'aérodynamique de l'écoulement turbulent dans l'enceinte de combustion (*partie 2*) a montré que lorsque la pression augmente, les hautes fréquences du spectre d'énergie ont de plus en plus d'énergie, induisant notamment des échelles de Taylor de plus en plus petites (*cf. tableau 9-2*).

Les deux effets décrits ci-dessus, liés à la diminution de l'épaisseur de flamme laminaire et des petites échelles de la turbulence, permettent d'expliquer l'augmentation du rapport  $V_T/V_L$  avec la pression observé à la *figure 9-8*.

#### 9.2.4. Effet de la température initiale

On étudie ici l'influence de la température initiale sur la propagation des flammes turbulentes en expansion, pour la condition initiale  $P_i = 1 \text{ bar}$ , à la stœchiométrie, et pour l'intensité turbulente de référence  $u' = 1.39 \text{ m/s}$ . Le *tableau 9-3* présente les caractéristiques de la flamme laminaire et de la turbulence correspondant à ces conditions.

$P_i$ [bar]	$T_i$ [K]	$\phi$	$Le_{eff}$	$\delta_L$ [ $\mu\text{m}$ ]	$L_b$ [mm]	$u'$ [m/s]	$\lambda \sim L(15/Re_L)^{1/2}$ [mm]
1	323	1.0	2.07	69.2	0.97	1.39	0.78
	373		2.01	67.7	0.89		0.88
	423		1.97	65.8	0.76		0.99
	473		1.93	63.5	0.69		1.09

TAB 9-3. Conditions expérimentales utilisées dans le cadre de l'étude de l'influence de la température initiale sur les flammes turbulentes en expansion

Trois exemples de visualisations par ombroscopie de propagation de flammes turbulentes à différentes températures sont présentés à la *figure 9-10*. Aucune distinction significative

entre les trois conditions de température ne peut être observée au niveau des structures du front de flamme.

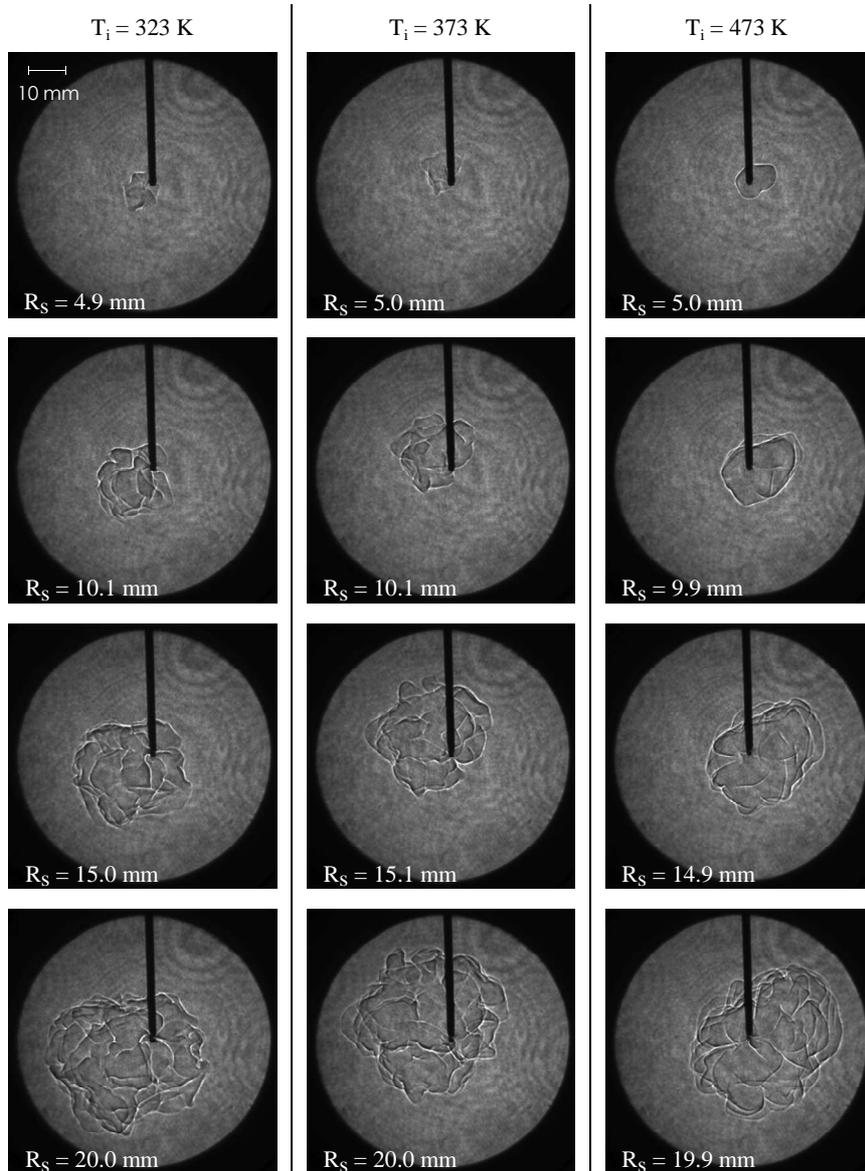


FIG 9-10. Exemples de propagation de flammes turbulentes visualisées par ombroscopie, pour trois valeurs de température initiale :  $T_i = 323\text{ K}$ ,  $T_i = 373\text{ K}$  et  $T_i = 473\text{ K}$  ( $P_i = 1\text{ bar}$ ,  $\phi = 1.0$  et  $u' = 1.39\text{ m/s}$ )

Cette observation apparaît également au travers des évolutions du rapport  $V_T/V_L$  en fonction du rayon moyen  $R_S$  présentées à la figure 9-11 pour différentes températures initiales : les évolutions du rapport  $V_T/V_L$  sont quasiment superposées pour toutes les températures étudiées. Cet effet peut s'expliquer par la variation négligeable de l'épaisseur de flamme laminaire  $\delta_L$ , qui n'entraîne donc pas de modification de la gamme d'échelles pouvant affecter le front de flamme. La faible augmentation de l'échelle spatiale de Taylor avec la température (cf. tableau 9-3) ne permet pas, à elle seule, de modifier les plissements du front de flamme.

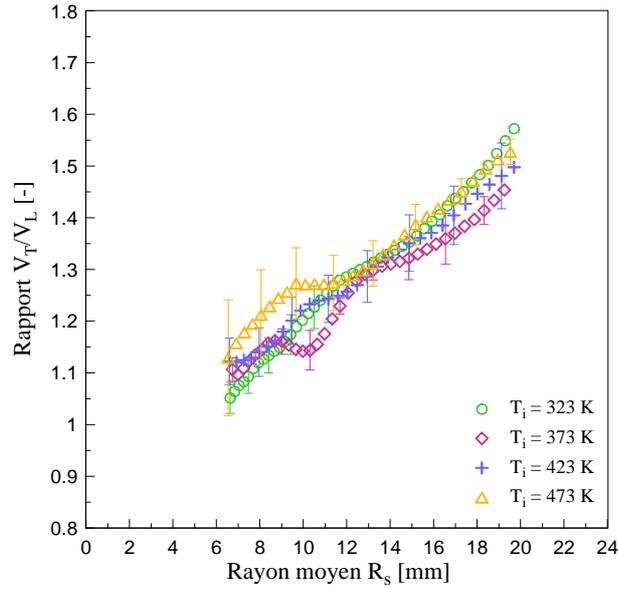


FIG 9-11. Evolution du rapport  $V_T/V_L$  en fonction du rayon  $R_s$  pour différentes températures initiales ( $P_i = 1 \text{ bar}$ ,  $\phi = 1.0$  et  $u' = 1.39 \text{ m/s}$ )

### 9.2.5. Effet de la richesse du mélange réactif

Enfin, l'évolution du rapport  $V_T/V_L$  est étudiée en fonction de la richesse du mélange isooctane/air, pour la condition initiale de référence  $P_i = 1 \text{ bar}$ ,  $T_i = 423 \text{ K}$  et  $u' = 1.39 \text{ m/s}$ . Trois richesses sont envisagées,  $\phi = 1.0$ ,  $\phi = 1.3$  et  $\phi = 1.4$  correspondant respectivement à trois longueurs de Markstein caractéristiques,  $L_b > 0$ ,  $L_b \approx 0$  et  $L_b < 0$  (cf. tableau 9-4).

$P_i$ [bar]	$T_i$ [K]	$\phi$	$Le_{eff}$	$\delta_L$ [ $\mu\text{m}$ ]	$L_b$ [mm]	$u'$ [m/s]	$\lambda \sim L(15/Re_L)^{1/2}$ [mm]
1	423	1.0	1.97	65.8	0.76	1.39	0.99
		1.3	1.41	86.4	-0.11		0.98
		1.4	1.32	116.2	-0.99		0.97

TAB 9-4. Conditions expérimentales utilisées dans le cadre de l'étude de l'influence de la richesse sur les flammes turbulentes en expansion

La figure 9-12 représente trois exemples de visualisations de flammes turbulentes pour les trois conditions présentées dans le tableau 9-4. De manière qualitative, la structure des fronts de flammes est quasiment similaire pour les trois conditions de richesse étudiées. Cependant, les effets de superposition des contours, propres à la technique d'ombroscopie, rendent difficile l'analyse visuelle de l'influence de la richesse (ou de la longueur de Markstein) sur le front de flamme turbulent et des modifications locales de la structure de front du flamme pourraient être masquées par le biais induit par la technique d'ombroscopie.

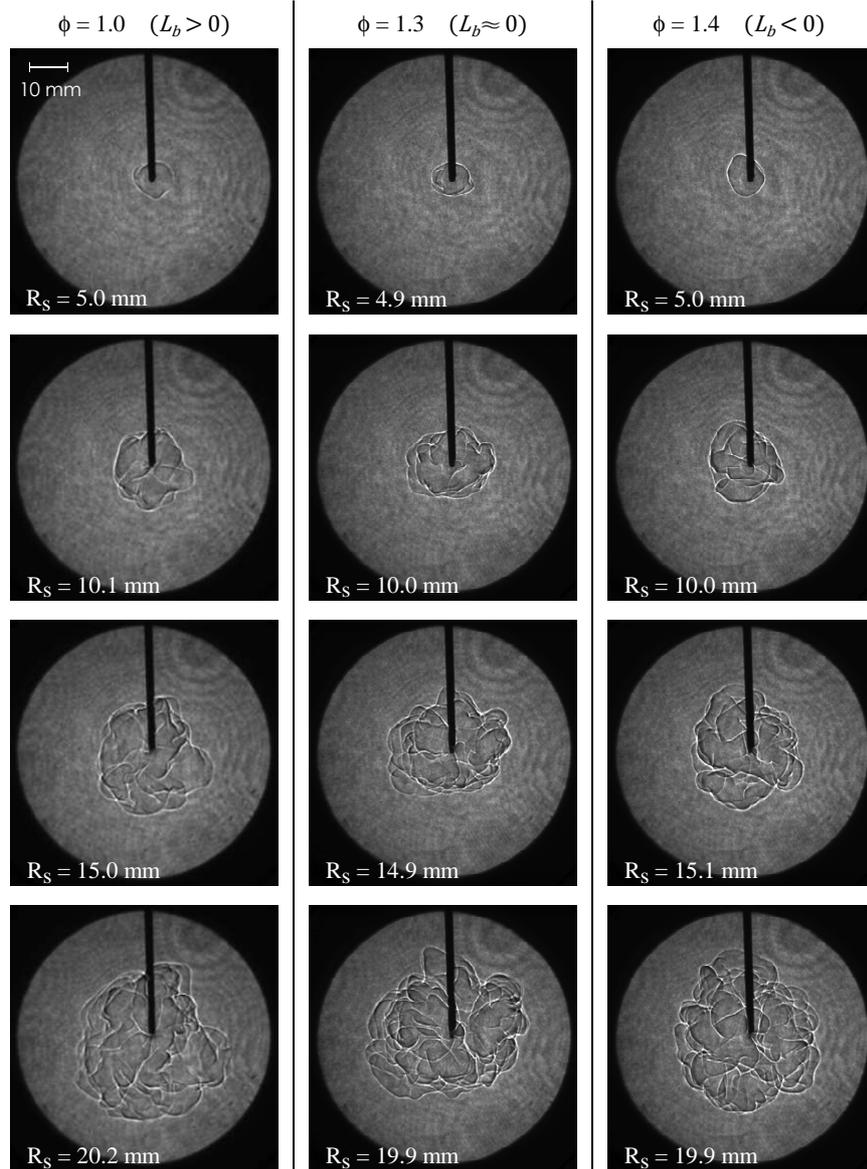


FIG 9-12. Exemples de propagation de flammes turbulentes visualisées par ombroscopie, pour trois valeurs de richesse :  $\phi = 1.0$ ,  $\phi = 1.3$  et  $\phi = 1.4$  ( $P_i = 1 \text{ bar}$ ,  $T_i = 423 \text{ K}$  et  $u' = 1.39 \text{ m/s}$ )

Afin de mieux identifier les effets de la longueur de Markstein sur la propagation des flammes turbulentes, l'évolution du rapport  $V_T/V_L$  en fonction du rayon moyen  $R_s$  pour les trois cas de richesse étudiés est présentée à la figure 9-13. Pour un rayon moyen  $R_s$  donné, le rapport  $V_T/V_L$  est plus élevé lorsque  $\phi = 1.4$  ( $L_b < 0$ ) que lorsque  $\phi = 1.3$  ( $L_b \approx 0$ ) et  $\phi = 1.0$  ( $L_b > 0$ ). On rappelle que ce rapport est calculé à partir des vitesses de propagation laminaire et turbulente déterminées à un même étirement global. Ainsi, les différences observées sur la figure 9-13 témoignent uniquement de la réponse différente de la flamme aux étirements locaux et/ou d'un plissement plus important.

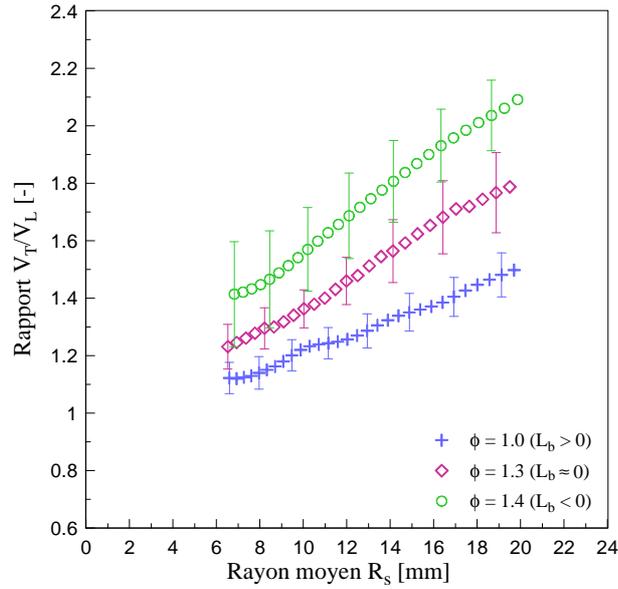


FIG 9-13. Evolution du rapport  $V_T/V_L$  en fonction du rayon  $R_s$  pour trois longueurs de Markstein particulières :  $L_b < 0$ ,  $L_b \approx 0$  et  $L_b > 0$  ( $P_i = 1 \text{ bar}$ ,  $\phi = 1.0$  et  $u' = 1.39 \text{ m/s}$ )

Les flammes étudiées ici appartiennent au domaine des flammelettes et peuvent donc être localement caractérisées par les propriétés de la flamme laminaire dans les mêmes conditions thermodynamiques. Localement, la flamme turbulente se déplace donc à la vitesse de propagation laminaire, notée ici  $v_L$ . On propose d'utiliser la relation linéaire simplifiée, rappelée ci-dessous, entre la vitesse de propagation laminaire et l'étirement pour expliquer la position relative des courbes d'évolution  $V_T/V_L$  pour un rayon moyen donné  $R_s$ , selon la longueur de Markstein.

$$v_L = v_L^0 - L_b K \quad (9-16)$$

Le cas où la longueur de Markstein  $L_b$  est environ égale à 0 est choisi comme référence pour la comparaison. Lorsque  $L_b \approx 0$ , les étirements locaux ne modifient pas la vitesse de propagation laminaire locale  $v_L$ . Les effets d'une longueur de Markstein négative ou positive sur les plissements du front de flamme sont envisagés ci-dessous et sont schématisés à la figure 9-14 :

- Dans le cas où la longueur de Markstein  $L_b$  est négative, d'après la relation (9-16), un étirement local  $K$  positif (négatif) a tendance à augmenter (diminuer) localement la vitesse de propagation du front de flamme  $v_L$ . Ainsi, les plissements du front de flamme sont accentués. Par conséquent, le rapport  $V_T/V_L$  est plus élevé que dans le cas où  $L_b \approx 0$ .
- Dans le cas où la longueur de Markstein  $L_b$  est positive, un étirement local positif (négatif) a tendance à ralentir (accélérer) localement la propagation du front de flamme. Ainsi, les plissements du front de flamme sont atténués. Par conséquent, le rapport  $V_T/V_L$  est plus faible que dans le cas où  $L_b \approx 0$ .

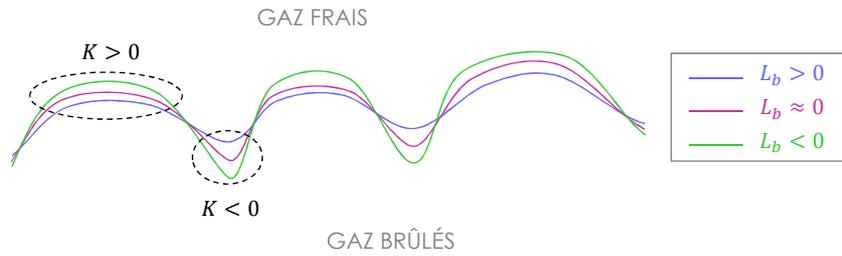


FIG 9-14. Schématisation de la réponse du front de flamme turbulent aux étirements locaux dans le cas où  $L_b > 0$ ,  $L_b \approx 0$  et  $L_b < 0$

Par ailleurs, Haq et al. [85] montrent à partir d'images de PLIF-OH (*fluorescence planaire induite par laser des radicaux OH*) de flammes turbulentes isooctane/air en expansion que la propagation de la flamme est principalement pilotée par les étirements locaux positifs. En effet, leurs visualisations (*figure 9-15*) montrent que les parties convexes du front de flamme (caractérisées par un étirement local positif) sont très arrondies et que des extinctions peuvent se produire dans les zones concaves (étirement local négatif), en particulier pour les mélanges de richesse  $\phi = 1.4$ . Ainsi l'évolution du rapport  $V_T/V_L$  serait principalement gouvernée par la réponse de la flamme aux étirements locaux positifs.

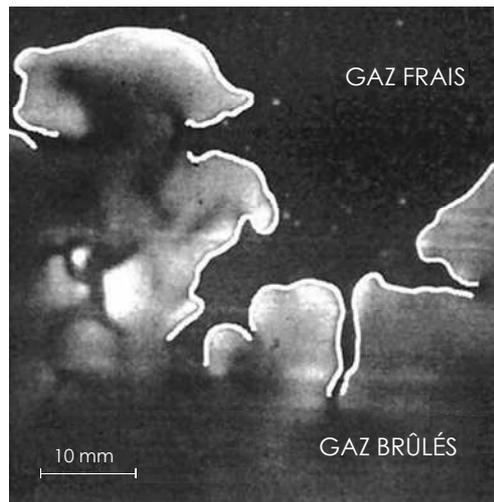


FIG 9-15. Visualisation par PLIF-OH d'une flamme de prémélange isooctane/air à la richesse  $\phi = 1.4$  et pour  $u' = 1.2$  m/s (travaux de Haq et al. [85])

Les scénarios décrits ci-dessus apportent une tentative d'explication au comportement différent de la flamme suivant la richesse, observé à la *figure 9-13*. Ces explications ne peuvent pas être validées par les visualisations obtenues par ombroscopie et sont donc discutables. Ces hypothèses nécessitent des investigations plus approfondies avant d'être validées. Au-delà des limitations évoquées dans le chapitre précédent, l'utilisation d'une technique de visualisation des coupes du front de flamme telle que la tomographie ou la PLIF-OH, couplée à la détermination de la vitesse de propagation turbulente par ombroscopie, permettrait de mettre en évidence la forme et la structure exacte du front de flamme pour ces conditions de richesse et apporterait ainsi des éléments de réponse complémentaires à l'analyse présentée ici.

### 9.2.6. Conclusion de l'étude paramétrique

L'influence de différents paramètres (intensité de la turbulence, pression, température et longueur de Markstein) sur la propagation des flammes turbulentes iso-octane/air a été étudiée à partir de l'analyse du rapport  $V_T/V_L$  à iso-étirement. Pour un rayon moyen donné, deux phénomènes principaux impliquant une augmentation du rapport  $V_T/V_L$  ont été mis en évidence : - le développement de plissements du front de flamme de plus en plus petits, et - l'augmentation de l'amplitude des plissements entraînent tous deux un accroissement de la surface de flamme et donc une augmentation de la vitesse de propagation turbulente. En effet, l'augmentation de l'intensité de la turbulence et de la pression entraîne une diminution de l'épaisseur de flamme laminaire et des petites échelles de la turbulence, et se traduit par des plissements du front de flamme de plus en plus petits. Par ailleurs, la réponse de la flamme aux étirements locaux étant différente selon le signe de la longueur de Markstein, l'amplitude des plissements pourrait être amplifiée par la nature du mélange réactif.

### 9.3. Loi unifiée des flammes turbulentes de prémélange en expansion

L'effet de la turbulence sur le front de flamme et la réponse de la flamme à la turbulence ont été étudiés dans le paragraphe précédent en termes de vitesse de propagation. La vitesse de propagation turbulente étant un paramètre clé dans la recherche en combustion turbulente, de nombreux auteurs dans la littérature [3, 29, 41, 42, 55] ont cherché à établir une loi unifiée permettant de décrire la vitesse de propagation des flammes turbulentes au cours de leur développement. Cette loi pourrait être utilisée en tant que modèle sous-maille dans les simulations aux grandes échelles (*LES*) des processus de combustion turbulente dans les moteurs par exemple.

Dans les publications citées précédemment, des lois permettant d'exprimer le rapport entre la vitesse de propagation turbulente et la vitesse de propagation laminaire non-étirée  $V_L^0$  ont été proposées. Dans [41] par exemple, la vitesse de flamme est simplement définie par la dérivée temporelle du rayon moyen  $dR_s/dt$ , et le rapport  $\frac{dR_s/dt}{V_L^0}$  est alors uniformisé via un nombre de Reynolds modifié, indépendamment de la nature du carburant, de la richesse, de la pression initiale et de l'intensité de la turbulence. La relation suivante est alors proposée dans le cas de mélanges réactifs caractérisés par une longueur de Markstein positive [41] :

$$\frac{dR_s/dt}{V_L^0} \propto \sqrt{\frac{u' R_s}{S_L^0 L_b}} \quad (9-17)$$

Le terme  $\frac{u' R_s}{S_L^0 L_b}$  peut être considéré comme un nombre de Reynolds défini à partir d'une longueur caractéristique de la flamme (son rayon moyen  $R_s$ ) et de la diffusivité associée à la longueur de Markstein  $D_M \sim S_L^0 L_b$ , au lieu de l'échelle de longueur intégrale  $L$  et de la viscosité cinématique  $\nu$  comme c'est le cas habituellement. Dans [41], la turbulence n'est pas spatialement uniforme et diminue avec la distance au centre de l'enceinte de combustion. Ainsi, les auteurs utilisent une expression de l'intensité turbulente  $u'$  décroissante en fonction du rayon moyen du front de flamme  $R_s$ . Dans notre configuration expérimentale, il a été montré dans la *partie 2* que la turbulence est homogène et isotrope dans la zone centrale de diamètre 20 mm. La *relation (9-17)* est alors vérifiée, pour des mélanges isooctane/air, en utilisant les valeurs constantes d'intensité turbulente  $u'$  déterminées en écoulement non-réactif. La validation de la *relation (9-17)* à partir des résultats expérimentaux est présentée à la *figure 9-16* pour les conditions expérimentales présentées dans le *tableau 8-1* et telles que  $L_b > 0$  (cette condition correspond ici aux mesures effectuées à la stœchiométrie). De plus, la *figure 9-16* montre que la *relation (9-17)* est également vérifiée quelle que soit la température initiale du mélange réactif.

Cependant, du fait de sa formulation, la *relation (9-17)* ne permet pas de décrire l'évolution de la vitesse de propagation turbulente pour les mélanges réactifs caractérisés par une longueur de Markstein négative ou nulle.

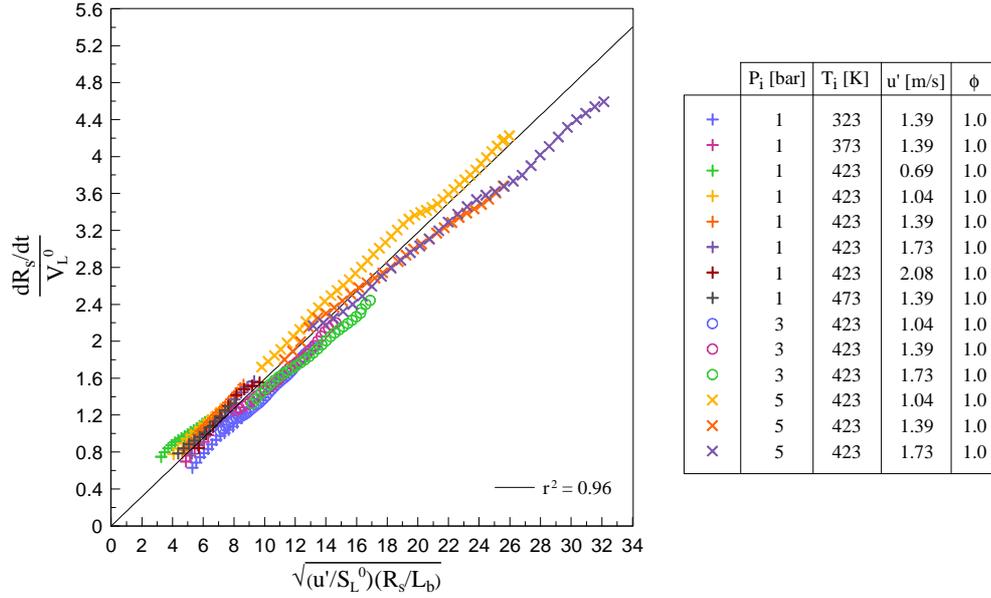


FIG 9-16. Validation de la relation (9-17) [41] à partir des résultats expérimentaux issus des visualisations par ombroscopie

Avec le même objectif d'établir une loi unifiée permettant de décrire les flammes turbulentes, une autre relation faisant intervenir un nombre de Reynolds basé sur la diffusivité thermique  $D_{th} \sim S_L^0 \delta_L$  est proposée dans [42] :

$$\frac{dR_s/dt}{V_L^0} \propto \sqrt{\frac{u' R_s}{S_L^0 \delta_L}} \quad (9-18)$$

Comme le montre la *figure 9-17*, d'après nos résultats expérimentaux, la *relation (9-18)* permet de superposer les évolutions  $\frac{dR_s/dt}{V_L^0}$  correspondant à une même richesse, indépendamment de l'intensité de la turbulence et des conditions de pression et température initiales. Néanmoins, cette relation ne prend pas en compte les effets des diffusivités moléculaire et thermique et dépend donc de la composition du mélange réactif : trois tendances linéaires différentes sont observées pour les trois richesses étudiées  $\phi = 1.0$ ,  $\phi = 1.3$  et  $\phi = 1.4$ .

Afin d'améliorer cette loi, une nouvelle relation permettant de décrire les flammes turbulentes quelle que soit la richesse est proposée ci-dessous. Cette relation empirique est basée sur le travail antérieur de Chaudhuri et al. [42] présenté précédemment et implique le nombre de Lewis effectif  $Le_{eff}$  du mélange réactif, tel qu'il a été défini au *paragraphe 9.2.2* :

$$\frac{V_T}{V_L^0} \propto \sqrt{\frac{u' R_s}{S_L^0 \delta_L}} \cdot \frac{1}{Le_{eff}^2} \quad (9-19)$$

Les résultats de cette nouvelle approximation sont représentés sur la *figure 9-18* et montrent que les rapports de vitesse  $V_T/V_L^0$  évoluent selon la même tendance linéaire quelles que soient la richesse du mélange (avec une longueur de Markstein positive ou négative), les

pressions et températures initiales et l'intensité de la turbulence. Etant donné que la relation (9-19) tient compte de la chimie du mélange (via le nombre de Lewis effectif  $Le_{eff}$ ), cette loi pourrait également être validée pour d'autres carburants.

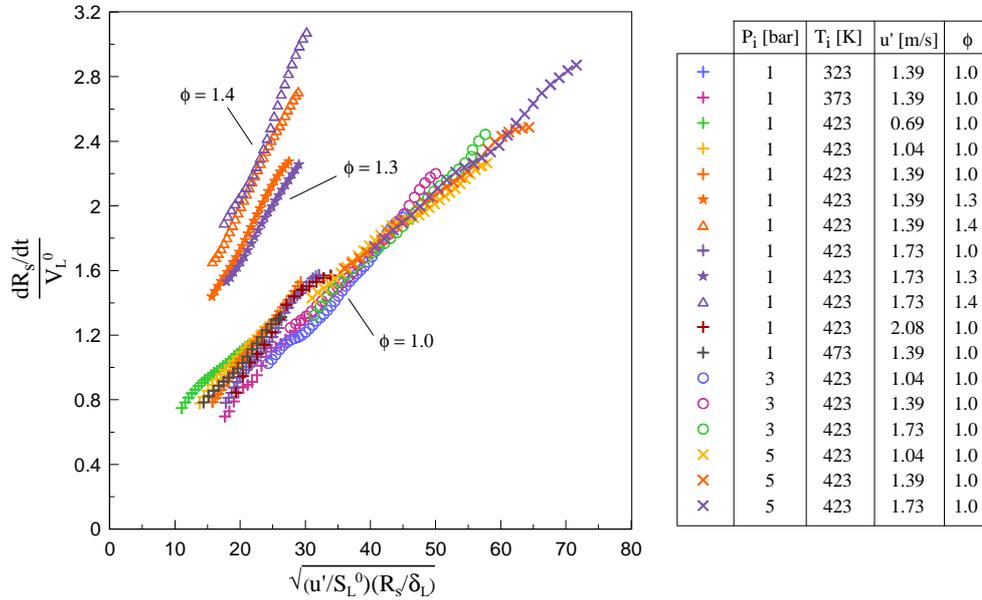


FIG 9-17. Représentation de la relation (9-18) [42] à partir de l'ensemble des résultats expérimentaux issus des visualisations par ombroscopie

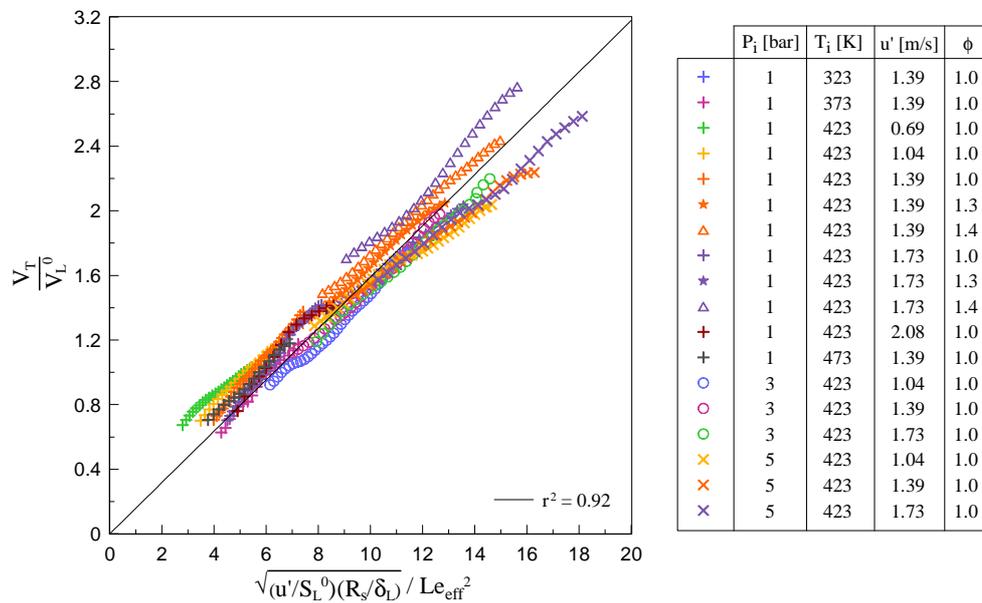


FIG 9-18. Représentation de la nouvelle relation (9-19) proposée à partir de l'ensemble des résultats expérimentaux issus des visualisations par ombroscopie

## CONCLUSION

Les flammes de prémélange en expansion sont une configuration couramment utilisée dans la littérature pour déterminer les vitesses de flammes laminaire et turbulente. Par ailleurs, étant donné que ce type de flamme se développe dans les moteurs à combustion interne, les flammes turbulentes en expansion sont d'un grand intérêt dans le monde de la recherche en combustion.

Alors qu'il existe une relation simple entre la vitesse de combustion laminaire d'une flamme sphérique en expansion et l'étirement subi par le front de flamme, les mécanismes de propagation des flammes turbulentes en expansion sont plus complexes. En effet, le front de flamme turbulent est à la fois affecté par un étirement global moyen lié à l'accroissement du rayon moyen de la flamme, et par des étirements locaux induits par les plissements du front de flamme.

La dynamique des fronts de flamme instantanés iso-octane/air est déduite de l'analyse des images d'ombroscopie. Ce diagnostic permet d'accéder à la position instantanée du contour extérieur correspondant à la superposition dans un plan des structures tridimensionnelles de la flamme turbulente. La position du contour détecté est donc biaisée et le rayon moyen déterminé à partir de l'aire des gaz brûlés est surestimé. Cette caractéristique intrinsèque à la technique d'ombroscopie nécessite alors l'utilisation d'une correction des rayons moyens afin d'évaluer avec exactitude la vitesse de propagation et de combustion turbulente. La correction couramment utilisée dans la littérature est discutable et doit être employée en ayant conscience de ses limitations. Une piste d'amélioration de cette correction a été proposée. Les post-traitements numériques des contours de flamme ont permis de mettre en évidence les caractéristiques géométriques propres aux régimes de combustion stationnaires (en particulier le rayon moyen et la vitesse de propagation) et l'évolution de ces caractéristiques au cours de la propagation de la flamme.

Une nouvelle méthodologie a été proposée afin de mettre en évidence uniquement les effets de la turbulence sur la propagation de la flamme et de la réponse de la flamme à la turbulence, sans tenir compte de la modification de la vitesse de propagation liée à l'expansion de la flamme. Cette méthodologie consiste à déterminer le rapport entre la vitesse de propagation turbulente  $V_T$  et la vitesse de propagation laminaire  $V_L$  évaluée pour un même étirement moyen. Quelles que soient les conditions initiales, il a été montré que ce rapport augmente au cours de la propagation de la flamme. Cette augmentation s'explique par l'augmentation de l'intensité de la turbulence effective affectant réellement le front de flamme, par l'accroissement de l'épaisseur de flamme turbulente au cours de la propagation et par la possible génération de turbulence induite par la flamme dans les gaz frais devant le front de flamme. L'influence des conditions initiales (pression, température, richesse et intensité de la turbulence) sur le rapport  $V_T/V_L$  a mis en évidence deux mécanismes différents conduisant à une élévation du rapport  $V_T/V_L$  : en effet, l'augmentation de l'intensité de la turbulence et de la pression entraîne une diminution de l'épaisseur de flamme laminaire et des petites échelles de la turbulence, et se traduit par des échelles de plissements du front de flamme de plus en plus petites ; d'autre part, la propagation du front

de flamme semble être principalement pilotée par les effets d'étirements locaux positifs du front de flamme. L'amplitude des plissements pourrait alors être amplifiée par la nature du mélange réactif, notamment par la longueur de Markstein.

Enfin, une loi unifiée permettant de décrire la propagation des flammes turbulentes en expansion a été proposée à partir de l'ensemble des résultats turbulents. Cette relation fait intervenir le nombre de Lewis effectif du mélange réactif et un nombre de Reynolds modifié, basé sur le rayon moyen de la flamme et sur la diffusivité thermique. Cette loi est indépendante des conditions envisagées dans cette étude : pression et température initiales ( $P_i = 1$  à  $5 \text{ bar}$  et  $T_i = 323$  à  $423 \text{ K}$ ), richesse du mélange ( $\phi = 1.0$  à  $1.4$ ) et intensité de la turbulence ( $u' = 0.69$  à  $2.08 \text{ m/s}$ ). Son indépendance vis-à-vis de la nature du carburant est supposée mais reste à vérifier.

# C O N C L U S I O N

---

## Conclusions générales & Perspectives



Depuis plusieurs dizaines d'années, la problématique de l'énergie est devenue un sujet de société essentiel. Les modes de production d'énergie, ainsi que les modes d'utilisation, sont extrêmement nombreux et diversifiés. Dans cette problématique, les recherches appliquées et fondamentales sont largement mises à contribution afin d'améliorer les systèmes de production d'énergie, dont font partie les systèmes de combustion utilisés dans le secteur des transports ou des procédés industriels.

Ce travail de recherche s'intègre dans le cadre général de l'étude de la combustion turbulente prémélangée instationnaire, destinée à la modélisation des processus de combustion dans les moteurs à allumage commandé. Cette thèse s'inscrit en particulier dans le cadre d'un programme ANR relatif aux Véhicules pour les Transports Terrestres (VTT). L'objectif du projet ANR ICAMDAC est d'enrichir les connaissances dans le domaine de la combustion appliquée aux moteurs à allumage commandé afin de mieux prédire les variabilités cycliques et les combustions anormales observées dans les moteurs downsizés, et, à plus long terme, d'améliorer l'efficacité des moteurs futurs.

Cette thèse expérimentale est dans la lignée des études fondamentales de combustion turbulente où l'objectif est de comprendre les mécanismes d'interaction entre la flamme et la turbulence. Le dispositif expérimental mis en place et validé au cours de cette thèse est un dispositif nouveau au sein du laboratoire PRISME. Il s'agit d'une enceinte de combustion sphérique haute pression haute température équipée de ventilateurs, permettant d'étudier la combustion laminaire et turbulente de prémélanges air/carburant, liquide ou gazeux. Dans le cadre de cette thèse, on s'est intéressé uniquement à la combustion de l'isooctane, couramment choisi, de part ses propriétés physiques et chimiques, comme représentant de l'essence commerciale. Le dispositif expérimental utilisé permet d'étudier les interactions entre une flamme en propagation et un écoulement, dans une configuration proche de celle d'un moteur à allumage commandé. L'intérêt de ce dispositif réside dans le contrôle des conditions initiales (pression, température, richesse du mélange réactif) et des paramètres de la turbulence (intensité et échelle caractéristique de la turbulence).

La combustion turbulente faisant intervenir conjointement des phénomènes de combustion et de turbulence, il est apparu indispensable d'étudier, dans un premier temps, ces phénomènes séparément. Ainsi, la première partie de ce travail est consacrée à l'étude de la combustion prémélangée laminaire isooctane/air. Les vitesses de combustion laminaire et les longueurs de Markstein ont été déterminées expérimentalement pour une large gamme de pressions et températures initiales, de richesses et de taux de dilution à l'azote. Ces bases de données importantes ont permis d'établir des corrélations afin d'estimer la vitesse de combustion laminaire isooctane/air et la longueur de Markstein dans des conditions thermodynamiques les plus proches possibles des conditions rencontrées dans un moteur à allumage commandé downsizé, au regard du dispositif expérimental utilisé au cours de ce travail.

La deuxième partie de cette étude a consisté à caractériser l'aérodynamique de l'écoulement non-réactif dans l'enceinte de combustion, à partir de dispositifs de Vélocimétrie Laser Doppler (LDV) et Vélocimétrie par Images de Particules (PIV). La zone centrale de l'enceinte de combustion a été identifiée comme une zone où la turbulence est homogène et isotrope. D'une part, cette hypothèse est indispensable à l'évaluation des différentes échelles de la turbulence à partir des fonctions d'autocorrélation des fluctuations de vitesse. D'autre part, cette condition permet d'étudier les interactions entre la flamme et la turbulence dans

une configuration théorique idéale et simplifiée. En accord avec la littérature, l'intensité de la turbulence est linéaire avec la vitesse de rotation des ventilateurs, et l'échelle intégrale spatiale de la turbulence est une caractéristique intrinsèque au dispositif expérimental et indépendante des conditions de pression et température. Pour la suite de cette étude, l'influence des conditions de pression et de température sur l'intensité de la turbulence a été négligée. Cette approximation a permis de réduire de manière importante le nombre de points de fonctionnement à caractériser. La turbulence a également été caractérisée en termes de spectres d'énergie temporels à partir des mesures LDV et PIV rapide. L'étude des limitations et des points forts des deux techniques de mesure a montré que les paramètres de la turbulence peuvent être déterminés avec précision à partir des mesures PIV, sous condition que les résolutions spatiales et temporelles de cette technique de mesure soient suffisamment élevées.

La troisième et dernière partie de ce travail porte sur l'étude des flammes turbulentes iso-octane/air en expansion. Les flammes turbulentes étudiées dans cette étude appartiennent au domaine des flammes lames. Deux techniques de diagnostic optique ont été envisagées : la tomographie laser par diffusion de Mie et l'ombroscopie. Cependant, les flammes turbulentes étudiées ici présentent des mouvements de convection non négligeables et la technique de tomographie laser ne peut pas être utilisée, dans notre configuration, pour obtenir des visualisations représentatives de l'ensemble de la flamme turbulente. Ainsi, la technique d'ombroscopie a été retenue afin d'obtenir des visualisations instantanées de la flamme turbulente au cours de sa propagation et de déterminer la vitesse de propagation des flammes turbulentes en expansion iso-octane/air pour différentes conditions initiales.

De manière générale, le but des études expérimentales est souvent double. Celles-ci permettent en effet de mieux comprendre, dans une situation réelle mais maîtrisée, les phénomènes physiques mis en jeu dans un processus et également de valider des approches numériques par comparaison avec des résultats expérimentaux. Le dispositif développé au cours de ce travail offre les deux aspects précédents :

- L'étude approfondie des conditions initiales sur la combustion prémélangée laminaire et turbulente permet, dans un cadre général, une réflexion sur les phénomènes fondamentaux intervenant dans les processus de combustion. Dans cette étude, la propagation des flammes turbulentes en expansion a été caractérisée par l'évolution du rapport entre la vitesse de propagation turbulente et la vitesse de propagation laminaire évaluée à un même étirement moyen. Cette méthodologie a permis de mettre en évidence l'accélération de la flamme turbulente tout au long de la propagation et apporte de nouveaux résultats expérimentaux aux discussions concernant l'auto-turbulence de la flamme dans la littérature. Cette nouvelle méthodologie permet de s'affranchir de l'expansion de la flamme au cours de sa propagation et apporte également des éclaircissements sur l'impact de l'intensité de la turbulence, des pressions et températures initiales et de la longueur de Markstein, sur la propagation des flammes turbulentes : deux mécanismes conduisant à une élévation de la vitesse de flamme turbulente ont été mis en évidence. D'une part, l'augmentation de l'intensité de la turbulence et de la pression entraîne une diminution de l'épaisseur de flamme laminaire et des petites échelles de la turbulence et se traduit par des échelles de plissements du front de flamme de plus en plus petites ; d'autre part, la propagation de la flamme pourrait être pilotée

majoritairement par les étirements locaux positifs du front de flamme et l'amplitude des plissements pourrait être amplifiée par la nature du mélange réactif caractérisé par la longueur de Markstein. Enfin, une relation générale a été proposée et permet de décrire la propagation des flammes turbulentes en expansion, indépendamment des conditions thermodynamiques initiales, de la richesse du mélange et de l'intensité de la turbulence.

- Par ailleurs, les résultats concernant la propagation des flammes turbulentes peuvent servir à la validation dans un cas de référence des codes de calculs destinés à l'étude de la combustion dans les moteurs. Dans le cadre du projet ANR ICAMDAC, le dispositif expérimental utilisé ici est simulé par l'IMFT afin de développer des simulations numériques directes (DNS) de l'allumage et de la propagation de flammes turbulentes dans des mélanges isooctane/air. En effet, l'utilisation conjointe des DNS et des mesures expérimentales est une méthode puissante pour comprendre les effets de l'étirement et des modèles cinétiques par exemple. Les résultats issus de l'étude de la combustion turbulente présentés dans la *partie 3* sont actuellement utilisés par l'IFPEN afin de développer des modèles de combustion aux grandes échelles (LES) nécessaires à la simulation des combustions anormales et variabilités cycliques.

\*\*\*

Ce travail a abouti à la mise en place, à la caractérisation et à la validation d'un nouveau dispositif expérimental pour l'étude de la combustion turbulente. Les premiers résultats obtenus, concernant l'analyse de la propagation des flammes turbulentes en expansion isooctane/air et des interactions entre la flamme et la turbulence, ouvrent la voie à d'autres investigations.

Au cours de ce travail, l'influence de l'échelle intégrale spatiale sur la propagation des flammes turbulentes n'a pas été envisagée ; une modification des hélices, en particulier du pas des pales, permettrait de valider la corrélation finale proposée ici, pour différentes échelles intégrales de la turbulence, ou au contraire d'apporter des éléments de compréhension complémentaires à l'étude des phénomènes d'interactions entre la flamme et la turbulence.

Dans un écoulement turbulent caractérisé par une échelle intégrale plus petite, les flammes turbulentes seraient vraisemblablement moins affectées par des mouvements de convection à grande échelle, et pourraient être caractérisées à partir de visualisations par tomographie rapide. Ainsi, il serait possible d'obtenir des informations complémentaires sur les caractéristiques du front de flamme turbulent, comme le taux de plissement ou la courbure locale par exemple. Le couplage entre les informations apportées par la tomographie et les résultats obtenus au cours de cette étude à partir des visualisations par ombroscopie permettrait de comprendre de manière plus approfondie les interactions entre la flamme et la turbulence. Par ailleurs d'autres carburants, présentant des caractéristiques thermo-diffusives différentes, pourront également être étudiés avec ce dispositif expérimental et contribuer à la

compréhension des phénomènes impliqués dans le processus de propagation des flammes turbulentes.

D'un point de vue technique, au vu des visualisations de flammes turbulentes très détaillées disponibles dans la littérature, l'utilisation de la méthode de Schlieren à la place de la méthode d'ombroscopie permettrait probablement d'obtenir des images de flammes turbulentes de meilleure qualité à haute pression et d'élargir la gamme de pression investiguée. En effet, dans cette étude, la propagation des flammes turbulentes n'a pas été étudiée pour des pressions initiales supérieures à 5 *bar* car le contour du front de flamme très plissé n'était pas détectable de manière rigoureuse à partir des images d'ombroscopie.

Le couplage entre les résultats issus de la tomographie laser et de l'ombroscopie (ou Schlieren) pourraient également être utilisé pour améliorer la relation proposée par Bradley et al., utilisée dans cette étude, permettant d'estimer les vitesses de flammes turbulentes à partir du rayon moyen déterminé en ombroscopie. Une piste d'amélioration a été proposée mais nécessite une étude plus approfondie et des mesures complémentaires.

Dans l'objectif de contribuer à la validation de modélisations des flammes turbulentes en expansion, des mesures de pression rapides permettraient de fournir des résultats détaillés pendant les premiers instants de la propagation, où l'impact de l'énergie déposée et de l'étirement est prépondérant et où la modélisation est la plus délicate.

Par ailleurs, des mesures utilisant la technique PLIF-OH (*fluorescence induite par laser planaire des radicaux OH*) pourrait être effectuées afin de mettre en évidence et de contribuer à la compréhension des phénomènes d'extinctions locales. Les extinctions locales des flammes turbulentes font déjà l'objet de nombreuses recherches dans la littérature. Ces études sont d'un grand intérêt afin de maîtriser et contrôler parfaitement la combustion dans des applications industrielles.

Enfin, les relations établies au cours de ce travail pourront être évaluées à partir de résultats obtenus sur moteur à allumage commandé équipé d'accès optiques permettant de visualiser la propagation des flammes turbulentes en conditions réelles.

# A N N E X E S

---

## Compléments de l'étude

Annexe A – Détermination du nombre de Lewis .....	199
Annexe B – Détermination théorique de la vitesse de combustion laminaire par mesure de pression rapide.....	201
Annexe C – Corrélations empiriques de la vitesse de combustion laminaire isooctane/air dans la littérature .....	205
Annexe D – Caractérisation de l'écoulement généré par un ventilateur .....	211
Annexe E – Compléments sur les mesures LDV.....	219
Annexe F – Compléments sur les mesures PIV .....	229
Annexe G – Approche expérimentale de l'hypothèse d'auto-turbulence devant le front de flamme.....	237



## D E T E R M I N A T I O N D U N O M B R E D E L E W I S

Les définitions utilisées dans cette étude dans le cadre de la détermination du nombre de Lewis d'un mélange réactif sont rappelées dans cette annexe.

Afin d'évaluer le nombre de Lewis du mélange réactif, la diffusivité thermique  $D_{th}$  et la diffusivité moléculaire  $D_m$  sont préalablement estimées en utilisant les définitions suivantes :

- La diffusivité thermique est évaluée dans les gaz frais à la température initiale  $T_i$ , et est définie par :

$$D_{th} = \frac{\lambda}{\rho_u \cdot C_p} \quad (A-1)$$

où  $\lambda$ , conductivité thermique du mélange, est calculée à partir de l'expression suivante [99] :

$$\lambda = \frac{1}{2} \left[ \left( \sum_{j=1}^n X_j \lambda_j \right) + \frac{1}{\sum_{j=1}^n X_j / \lambda_j} \right] \quad (A-2)$$

$X_j$  étant la fraction molaire de l'espèce  $j$  du mélange. Les conductivités thermiques des espèces pures,  $\lambda_j$ , sont déduites de relations empiriques logarithmiques fonctions de la température [99].

- La diffusivité moléculaire  $D_m$  correspond à la diffusivité moléculaire du réactif limitant  $k$  dans le mélange réactif. Elle est définie par [99] :

$$D_m = \frac{1 - Y_k}{\sum_{j \neq k}^n X_j / D_{jk}} \quad (A-3)$$

où  $Y_k$  est la fraction massique de l'espèce  $k$  et  $D_{jk}$  sont les diffusivités moléculaires des espèces  $j$  dans  $k$ , calculées à partir de relations empiriques fonctions du logarithme de la température [99].

Afin d'éviter une discontinuité dans la définition du nombre de Lewis à la stœchiométrie, on définit un nombre de Lewis « effectif » en utilisant l'approche de Bechtold and Matalon [15] :

$$Le_{eff} = 1 + \frac{(Le_E - 1) + (Le_D - 1)A}{1 + A} \quad (A-4)$$

où  $Le_E$  et  $Le_D$  sont respectivement les nombres de Lewis des réactifs en excès et limitant.  $A$  est tel que  $A = 1 + \beta(\theta - 1)$ , avec  $\theta = \phi$  si le mélange est riche et  $\theta = 1/\phi$  si le mélange est pauvre,  $\phi$  étant la richesse du mélange.  $\beta$  correspond à l'énergie réduite d'activation de la réaction et est définie par la relation suivante :

$$\beta = E(T_a - T_i)/RT_a \quad (A-5)$$

où  $R$  est la constante des gaz parfaits,  $T_i$  est la température initiale des gaz frais et  $T_a$  est la température adiabatique de flamme déterminée en utilisant le code de calcul *EQUIL* du package Chemkin [99] et  $E$  est l'énergie d'activation de la réaction [15].

# DETERMINATION THEORIQUE DE LA VITESSE DE COMBUSTION LAMINAIRE PAR MESURE DE PRESSION RAPIDE

Deux méthodes peuvent être appliquées pour déterminer la vitesse de combustion d'une flamme laminaire sphérique en expansion.

La première, également appelée « méthode à pression constante », utilise la technique d'ombroscopie pour déterminer l'évolution temporelle du rayon du front de flamme pendant les premiers instants de la propagation de la flamme où la combustion peut être considérée comme isobare. Le principe de cette méthode, développé dans le *chapitre 1*, est utilisé expérimentalement dans le *chapitre 3*.

Une deuxième technique, dite « méthode à volume constant », peut également être utilisée en parallèle à la visualisation de la propagation du front de flamme [139] ou lorsque le front de flamme ne peut être observé. Cette technique consiste à mesurer grâce à un capteur de pression rapide l'évolution temporelle de la pression pendant la propagation de la flamme en expansion sphérique dans une enceinte à volume constant. Cette méthode a été utilisée notamment par Lewis and von Elbe [126], Babkin et al. [11], Bradley and Mitchelson [33], Hill and Hung [89], ou Chen et al. [44]. Dans notre étude, on utilise cette méthode pour quantifier l'élévation de pression lors de la propagation de la flamme et déterminer le rayon maximal pour lequel l'hypothèse de combustion isobare est vérifiée (*cf. §2.4.2 du chapitre 2*). Le développement théorique de cette méthode est rappelé dans cette annexe.

## B.1. Détermination du rayon du front de flamme

On considère une flamme laminaire en expansion sphérique dans une enceinte à volume constant  $V_0$  et de rayon  $R_0$ . L'équation de conservation de la masse peut s'écrire :

$$m_i = m_u + m_b \quad (B-1)$$

soit :

$$\frac{dm_u}{dt} = -\frac{dm_b}{dt} = -m_i \frac{dx}{dt} \quad (B-2)$$

où les indices  $u$  et  $b$  se réfèrent respectivement aux gaz frais et aux gaz brûlés,  $m_i$  est la masse totale de gaz dans l'enceinte, et  $x$  est la fraction massique de gaz brûlés.

En considérant les constituants des gaz frais comme des gaz parfaits, et en supposant la pression  $P$  spatialement uniforme dans l'enceinte, on a :

$$V_u = \frac{m_u R_u T_u}{P} = \frac{m_i(1-x)R_u T_u}{P} \quad (B-3)$$

et,

$$m_i = \frac{P_i V}{R_u T_i} \quad (B-4)$$

où  $R_u$  est la constante spécifique des gaz frais et l'indice  $i$  correspond à l'instant initial.

On obtient donc :

$$V_u = V_0(1-x) \frac{P_i T_u}{P T_i} \quad (B-5)$$

La loi de Laplace (transformation isentropique) appliquée aux gaz frais permet d'écrire :

$$T_u = T_i \left( \frac{P}{P_i} \right)^{(\gamma_u-1)/\gamma_u} \quad (B-6)$$

où  $\gamma_u$  est le rapport des chaleurs spécifiques des gaz frais.

Les équations (B-5) et (B-6) permettent finalement d'obtenir :

$$V_u = V_0 - V_b = V_0(1-x) \left( \frac{P_i}{P} \right)^{1/\gamma_u} \quad (B-7)$$

Le volume total de gaz dans l'enceinte s'écrit  $V_0 = \frac{4}{3}\pi R_0^3$ . En faisant l'hypothèse d'une flamme infiniment mince ( $r_u \approx r_b \approx R_f$ ,  $R_f$  étant le rayon du front de flamme déterminé par ombroscopie), on peut également définir le volume de gaz brûlés par  $V_b = \frac{4}{3}\pi R_f^3$ .

D'après Lewis and von Elbe [127], la relation entre la fraction massique de gaz brûlés  $x$  et l'augmentation de la pression est linéaire :

$$x = \frac{P - P_i}{P_f - P_i} \quad (B-8)$$

où  $P_f$  est la pression des gaz dans l'enceinte en fin de combustion.

Le rayon du front de flamme  $R_f$  peut alors être déterminé à partir de la mesure de la pression  $P$  dans l'enceinte et de la relation suivante :

$$R_f = R_0 \left[ 1 - \left( \frac{P_f - P}{P_f - P_i} \right) \left( \frac{P_i}{P} \right)^{1/\gamma_u} \right]^{1/3} \quad (B-9)$$

## B.2. Détermination de la vitesse de combustion laminaire étirée

La pression  $P$  dans l'enceinte est uniquement liée à la fraction massique de gaz brûlés  $x$  :

$$\frac{dP}{dt} = \frac{dP}{dx} \frac{dx}{dt} \quad (B-10)$$

D'après la définition de la vitesse de combustion laminaire  $S_L$  en géométrie sphérique, et en faisant l'hypothèse d'une flamme infiniment mince, on peut écrire :

$$\frac{dm_u}{dt} = -4\pi R_f^2 \rho_u S_L \quad (B-11)$$

A l'instant initial, l'enceinte contient uniquement des gaz frais à la pression  $P_i$  et à la température  $T_i$  et la masse totale de gaz dans l'enceinte peut s'écrire  $m_0 = \rho_i V$ , où  $\rho_i$  est la masse volumique des gaz frais aux conditions thermodynamiques  $P_i$  et  $T_i$ . Les équations (B-2) et (B-11) permettent alors d'obtenir la relation suivante :

$$S_L = \frac{V_0}{4\pi R_f^2} \frac{\rho_i}{\rho_u} \frac{dx}{dt} \quad (B-12)$$

En utilisant l'hypothèse d'une compression isentropique des gaz frais  $\rho_i = \rho_u (P_i/P)^{1/\gamma_u}$ , et en utilisant la relation linéaire de Lewis and von Elbe (équation (B-8)), on obtient finalement la relation suivante :

$$S_L = \frac{1}{P_f - P_i} \frac{R_0^3}{3R_f^2} \left(\frac{P_i}{P}\right)^{1/\gamma_u} \frac{dP}{dt} \quad (B-13)$$

Ainsi, à partir de l'évolution temporelle de la pression dans l'enceinte, il est possible de déterminer les évolutions du rayon du front de flamme  $R_f$  et de la vitesse de combustion laminaire étirée  $S_L$ .



# CORRELATIONS EMPIRIQUES DE LA VITESSE DE COMBUSTION LAMINAIRE ISOCTANE/AIR DANS LA LITTERATURE

Cette annexe constitue un bref récapitulatif chronologique des principales corrélations disponibles dans la littérature, permettant d'exprimer la vitesse de combustion laminaire non-étirée d'un mélange isoctane/air, en fonction des conditions initiales de pression et température, et parfois en fonction de la richesse du prémélange et du taux de dilution. Ces relations empiriques ont été obtenues à partir de différentes techniques expérimentales ou simulations numériques.

## C.1. Corrélation de Babkin et al.

Babkin et al. [11] ont réalisé des mesures expérimentales de vitesses de combustion laminaire isoctane/air, à partir de relevés de pression dans une enceinte à volume constant. Ils proposent la corrélation suivante :

$$S_L^0 = (404 \times \log_{10} T_i - 1008) P_i^{-0.39+0.40(T_i/1000)} \quad (C-1)$$

où  $S_L^0$  est la vitesse de combustion laminaire non-étirée exprimée en *cm/s*,  $T_i$  et  $P_i$  sont respectivement la température (en *K*) et la pression des gaz frais (en *MPa*).

Cette corrélation est valable à la stoechiométrie et pour une gamme de pressions de 1 à 73 atm, et de températures de 423 à 650 *K*.

## C.2. Corrélation de Metghalchi and Keck

Metghalchi and Keck [144] ont réalisé des mesures expérimentales de pression rapide dans une enceinte à volume constant, afin de déterminer la vitesse de combustion laminaire pour des mélanges méthanol/air, indolène/air et isoctane/air. La corrélation empirique proposée permet d'estimer la vitesse de combustion laminaire sur une plage de pression allant de 1 à 50 atm, de température allant de 350 à 700 *K*, de richesse allant de 0.7 à 1.1 et de dilution allant de 0 à 20 % massique. Dans cette étude, la dilution du mélange est simulée par un mélange composé de 15 % de dioxyde de carbone (CO<sub>2</sub>) et de 85 % de diazote (N<sub>2</sub>) en volume.

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

$$S_L^0 = S_{L_{ref}}^0 \left( \frac{T_i}{T_{ref}} \right)^\alpha \left( \frac{P_i}{P_{ref}} \right)^\beta (1 - 2.1\chi_{GBR}) \quad (C-2)$$

où  $S_{L_{ref}}^0$  définit la vitesse de combustion laminaire non-étirée dans les conditions thermodynamiques de références ( $T_{ref} = 298 K$  et  $P_{ref} = 1 atm$ ),  $\chi_{GBR}$  est le taux de dilution massique, et  $\alpha$  et  $\beta$  sont des coefficients liés à la richesse du mélange et indépendants de la nature du carburant.

$$\alpha = 2.18 - 0.8(\phi - 1) \quad (C-3)$$

et, 
$$\beta = -0.16 + 0.22(\phi - 1) \quad (C-4)$$

où  $\phi$  est la richesse du mélange.

Dans cette corrélation, la vitesse de combustion laminaire non-étirée aux conditions  $T_{ref}$  et  $P_{ref}$  est exprimée par la relation suivante :

$$S_{L_{ref}}^0 = C_m + C_2(\phi - \phi_m)^2 \quad (C-5)$$

Le paramètre  $\phi_m$  correspond à la richesse pour laquelle la vitesse de combustion laminaire non-étirée est maximale. Les coefficients  $C_m$ ,  $C_2$  et  $\phi_m$  sont liés à la nature du carburant. Dans le cas de l'isooctane, leurs valeurs sont données dans le *tableau C-1*.

$\phi_m$	$C_m$ [cm/s]	$C_2$ [cm/s]
1.13	33.73	-110.82

TAB. C-1. Constantes dans la corrélation empirique de Metghalchi et al. [144] pour un mélange isooctane/air

### C.3. Corrélation de Gülder

Dans ses travaux [82], Gülder utilise des sondes d'ionisation pour détecter le passage du front de flamme à des instants déterminés, dans une enceinte de combustion à volume constant. Ces mesures expérimentales effectuées pour des mélanges isooctane/air à une température initiale comprise entre 300 et 675 K, une pression initiale de 1 à 10 bar et une richesse comprise entre 0.8 et 1.3, ont permis d'établir l'expression suivante :

$$S_L^0 = S_{L_{ref}}^0 \left( \frac{T_i}{T_{ref}} \right)^\alpha \left( \frac{P_i}{P_{ref}} \right)^\beta \quad (C-6)$$

avec  $T_{ref} = 300 K$  et  $P_{ref} = 0.1 MPa$ . La vitesse de combustion laminaire non-étirée correspondant à ces conditions thermodynamiques,  $S_{L_{ref}}^0$ , dépend de la richesse  $\phi$  et est exprimée par Gülder [82] sous la forme :

$$S_{L_{ref}}^0 (cm/s) = W \cdot \phi^n \cdot \exp(-\xi(\phi - 1.075)^2) \quad (C-7)$$

Les valeurs des constantes  $W$ ,  $n$ ,  $\xi$ ,  $\alpha$  et  $\beta$  sont présentées dans le *tableau C-2*.

$W$ [cm/s]	$n$	$\xi$	$\alpha$	$\beta$
46.58	-0.326	4.48	1.56	-0.22

TAB. C-2. Constantes utilisées dans la corrélation de Gülder [82]

#### C.4. Corrélation de Bradley et al.

La corrélation proposée par Bradley et al. [28] est obtenue à partir de la détermination expérimentale, par Schlieren, de la vitesse de combustion laminaire non-étirée, en utilisant la méthodologie linéaire. Elle est définie sur une plage de pressions de 1 à 10 *bar*, de températures de 358 à 450 *K*, et s'écrit sous la forme :

$$S_L^0(\text{cm/s}) = S_{L^0_{ref}} \left( \frac{T_i}{T_{ref}} \right)^\alpha \left( \frac{P_i}{P_{ref}} \right)^\beta \quad (C-8)$$

où  $S_{L^0_{ref}}$  est la vitesse de combustion laminaire non-étirée dans les conditions thermodynamiques de référence  $T_{ref} = 358 \text{ K}$  et  $P_{ref} = 1 \text{ bar}$ . Les constantes  $\alpha$  et  $\beta$  sont liées à la nature et à la richesse du mélange. Ces valeurs déterminées pour un mélange isoctane/air sont présentées dans le *tableau C-3*.

Richesse	$\alpha$	$\beta$	$S_{L^0_{ref}}$ [cm/s]
0.8	1.07	-0.348	40
1.0	1.01	-0.282	48

TAB. C-3. Constantes  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $S_{L^0_{ref}}$  dans la relation empirique de Braldehy et al.[28]

#### C.5. Corrélation de Marshall et al.

Marshall et al. [139] déterminent la vitesse de combustion laminaire à partir de mesures de pression rapides couplées à des visualisations de strioscopie afin de détecter le début de l'apparition du phénomène de cellularité. Ils proposent la corrélation suivante, permettant d'évaluer la vitesse de combustion laminaire, sur une plage de pressions de 50 à 400 *kPa*, de température de 310 à 450 *K* et pour une richesse comprise entre 0.7 et 1.4 :

$$S_L^0(\text{cm/s}) = [S_{u,0} + S_{u,1}(\phi - 1) + S_{u,2}(\phi - 1)^2 + S_{u,3}(\phi - 1)^3 + S_{u,4}(\phi - 1)^4] \times \left( \frac{T_i}{T_{ref}} \right)^{(\eta_0 + (\phi - 1)\eta_1)} \left( \frac{P_i}{P_{ref}} \right)^{(\beta_0 + (\phi - 1)\beta_1)} \quad (C-9)$$

avec  $T_{ref} = 298 \text{ K}$  et  $P_{ref} = 100 \text{ kPa}$ .

Les paramètres déterminés pour un mélange isoctane/air sont regroupés dans le *tableau C-4*.

$S_{u,0}$	$S_{u,1}$	$S_{u,2}$	$S_{u,3}$	$S_{u,4}$	$\eta_0$	$\eta_1$	$\beta_0$	$\beta_1$
28.48	13.11	-80.05	56.59	57.73	1.889	-0.0845	-0.1997	0.1074

TAB. C-4. Constantes utilisées dans la corrélation de Marshall et al. [139] pour un prémélange isooctane/air (les grandeurs  $S_{u,0}$  à  $S_{u,4}$  sont exprimées en cm/s)

## C.6. Corrélation de Müller et al.

Contrairement aux travaux précédents, les vitesses de combustion laminaire présentées dans cette étude ne résultent pas de données expérimentales mais sont issues de simulations numériques de flammes planes laminaires. Ces simulations sont basées sur un mécanisme cinétique de l'oxydation de l'isooctane contenant une centaine de réactions, et ont permis à Müller et al. [149] de proposer une corrélation afin d'estimer la vitesse de la combustion laminaire non-étirée sur une plage de pression allant de 1 à 40 bar, de température de 298 à 800 K et sur une gamme de richesse de 0.5 à 1.0. La corrélation proposée est de la forme suivante :

$$S_L^0(\text{cm/s}) = A(T^0) \cdot (Y_{f,u})^m \cdot \frac{T_i}{T^0} \cdot \left( \frac{T_a - T^0}{T_a - T^0} \right)^n \quad (\text{C-10})$$

avec :

$A(T^0)$ , fonction qui dépend uniquement des propriétés thermodynamiques et cinétiques du mélange,

$T^0$  température d'équilibre entre les réactions de ramification et celles de rupture (communément appelée température interne),

$T_i$  et  $T_a$  températures respectives des gaz frais et des gaz brûlés ( $T_b$  est également appelée température adiabatique de flamme),

$Y_{f,u}$  fraction massique de carburant dans le mélange réactif.

En supposant que la température interne  $T^0$  ne dépend que de la pression et pas de la richesse, Müller et al. établissent une relation entre la fonction  $A(T^0)$ , la pression  $P_i$  (en bar) et la température interne  $T^0$  (en K):

$$A(T^0) = F \exp\left(-\frac{G}{T^0}\right) \quad (\text{C-11})$$

avec,

$$T^0 = -\frac{E}{\ln\left(\frac{P_i}{B}\right)} \quad (\text{C-12})$$

La température adiabatique de flamme  $T_a$  est approximée par une fonction de la richesse telle que :

$$T_a = aT_i + b + c\phi + d\phi^2 + e\phi^3 \quad (\text{C-13})$$

Les valeurs des coefficients nécessaires à l'approximation de la température adiabatique de flamme, ainsi qu'à la détermination de la vitesse de combustion laminaire de prémélange isooctane/air sont données dans le tableau C-5.

$B$ [bar]	$E$ [K]	$F$ [cm/s]	$G$ [K]	$m$	$n$
$3.80 \cdot 10^7$	20906	2926	-25.6	0.5578	2.5214
$a$	$b$ [K]	$c$ [K]	$d$ [K]	$e$ [K]	
0.61	936	-1127	5326	-3044	

TAB. C-5. Constantes de calcul de température adiabatique de flamme (équation (C-13)) et de la vitesse de combustion laminaire isooctane/air (équation (C-10)) d'après Müller et al. [149]

## C.7. Corrélation de Martz et al.

Dans les travaux de Martz et al. [140], des simulations de flammes planes laminaires isooctane/air ont été effectuées en utilisant un mécanisme cinétique de l'oxydation de l'isooctane à 215 espèces développé par Tham et al. [179]. A partir de 770 simulations, les auteurs ont proposé la corrélation suivante, pour une pression comprise entre 1 et 250 bar, une température entre 298 K à 1000 K et pour une gamme de richesse de 0.6 à 1.5 :

$$S_L^0(\text{cm/s}) = F(Y_{f,u})^m \exp(-G/T^0) \left(\frac{T_i}{T^0}\right) \left(\frac{T_a - T^0}{T_a - T_i}\right)^n \quad (\text{C-14})$$

où  $Y_{f,u}$  est la fraction massique d'isooctane dans le mélange réactif,  $T_a$  est la température adiabatique de flamme et  $T^0$  est la température interne.  $T_i$  et  $P_i$  sont respectivement la température (en K) et la pression (en bar) initiales du mélange réactif. Les températures  $T_a$  et  $T^0$  (en K) sont respectivement déterminées à partir des équations suivantes :

$$T_a = T_i + \phi(c + d\phi + e\phi^2 + fT_i + gP_i) \quad (\text{C-15})$$

$$T^0 = \left(-\frac{E}{\ln(P_i/B)}\right) (Y_{f,u} + C_7)^{C_8} + C_9 T_i + a_1 P_i^{a_3} [(Y_{f,u})^{a_2} - (Y_{f,sto})^{a_2}] \quad (\text{C-16})$$

où  $Y_{f,sto}$  est la fraction massique d'isooctane dans le mélange réactif à la stœchiométrie. Les paramètres des équations (C-14) à (C-16) sont donnés dans le tableau C-6.

$F$ [cm/s]	$m$	$G$ [K]	$n$	$c$	$d$	$e$	$f$	
280.583	20.0837	-1375.3	4.9991	2638.1	194.6	-773.045	-0.34968	
$g$	$B$ [bar]	$E$ [K]	$C_7$	$C_8$	$C_9$	$a_1$	$a_2$	$a_3$
0.3432	$2.52 \cdot 10^{10}$	81.006	0.01599	0.4539	0.3218	0.72	-1.1	0.1

TAB. C-6. Paramètres de la corrélation de Martz et al. [140]



## CARACTERISATION DE L'ÉCOULEMENT GÉNÉRÉ PAR UN VENTILATEUR

Cette annexe présente les résultats de l'étude complémentaire concernant la caractérisation de l'écoulement généré par un seul ventilateur. Cette pré-étude a permis de définir les caractéristiques géométriques des ventilateurs qui seront utilisés par la suite dans l'enceinte de combustion, en particulier leur diamètre et la forme des pales, parmi une gamme d'une quinzaine de ventilateurs disponibles.

### D.1. Objectif

Les ventilateurs sont constitués de quatre pales. Quatre formes de pales (*cf. figure D-1*) et quatre diamètres (20, 30, 40 ou 60 mm) sont envisagés.

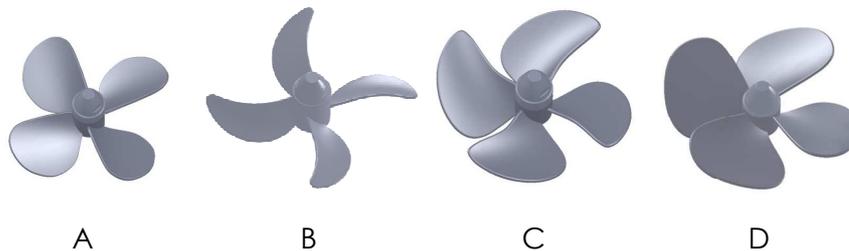


FIG. D-1. Représentation des quatre formes de ventilateurs envisagés

L'objectif est de caractériser le flux généré par un seul ventilateur, en termes de vitesses moyennes et de fluctuations de vitesse (ou intensité turbulente). Afin de limiter le nombre de cas à caractériser, les quatre types de ventilateurs disponibles seront étudiés pour un seul diamètre donné, et les quatre diamètres seront envisagés pour une seule forme de ventilateur donnée. Les configurations étudiées dans le cadre de cette pré-étude sont présentées dans le *tableau D-1*.

Diamètre [mm]	Forme du ventilateur			
	A	B	C	D
20	•			
30	•			
40	•	•	•	•
60	•			

TAB. D-1. Configurations étudiées

La vitesse de rotation des ventilateurs est fixée à sa valeur maximale  $\omega = 15\,000\text{ tr/min}$ . Pour le cas « ventilateur A - diamètre  $d = 60\text{ mm}$  », une étude de l'effet de la vitesse de rotation du ventilateur sur le flux généré est également réalisée.

## D.2. Dispositif expérimental

Un dispositif expérimental uniquement dédié à cette étude est mis en place. Il s'agit d'un parallélépipède ( $20 \times 20 \times 40\text{ cm}^3$ ) constitué de quatre parois en plexiglas permettant la mise en place de diagnostics optiques. Le ventilateur étudié est fixé à l'intérieur, à une extrémité de la boîte (cf. figure D-2), et mis en rotation dans le sens « soufflant ». L'air à l'intérieur de la boîte estensemencé par des gouttelettes d'huile de silicone.

Le flux généré par le ventilateur est caractérisé par PIV classique afin de déterminer les composantes de vitesse  $U$  et  $V$  dans un plan axial de l'hélice  $xOy$ . On utilise un laser Nd-YAG impulsif bi-cavité (Spectra-Physics PIV 200) pouvant délivrer jusqu'à  $200\text{ mJ}$  par impulsion sur une longueur d'onde de  $532\text{ nm}$ , et une combinaison d'une lentille sphérique et d'une lentille cylindre afin de créer une nappe laser traversant la boîte dans le plan  $XOY$ . Les doublets d'images PIV sont enregistrés avec une caméra PowerView Plus  $4\text{ MP}$  équipée d'un objectif NIKON  $60\text{ mm}$  produisant un grandissement de  $114.1\ \mu\text{m/pixel}$ . Un filtre interférentiel de  $10\text{ nm}$  de bande passante centrée sur  $532\text{ nm}$  est utilisé afin de supprimer le rayonnement ambiant et les éventuelles réflexions. La zone de visualisation est représentée sur la figure D-2.

La fréquence d'acquisition est fixée ici à  $2\text{ Hz}$ . L'intervalle de temps  $\Delta t$  entre les deux pulses laser est ajusté à  $10\ \mu\text{s}$  dans le cas où  $\omega = 15\,000\text{ tr/min}$ . Cet intervalle de temps permet de satisfaire le critère d'un déplacement maximal des particules d'un quart de la fenêtre d'interrogation  $32 \times 32\text{ pixels}^2$ . Dans le cas de l'étude de l'effet de la vitesse de rotation du ventilateur, cet intervalle est ajusté de manière à satisfaire le critère précédent. Les champs de vitesse sont déduits des images PIV en utilisant le logiciel *Insight-4G<sup>TM</sup>*. Un algorithme multi-passes avec des fenêtres d'interrogation finales de taille  $32 \times 32\text{ pixels}^2$  et un recouvrement de  $50\%$  est appliqué.

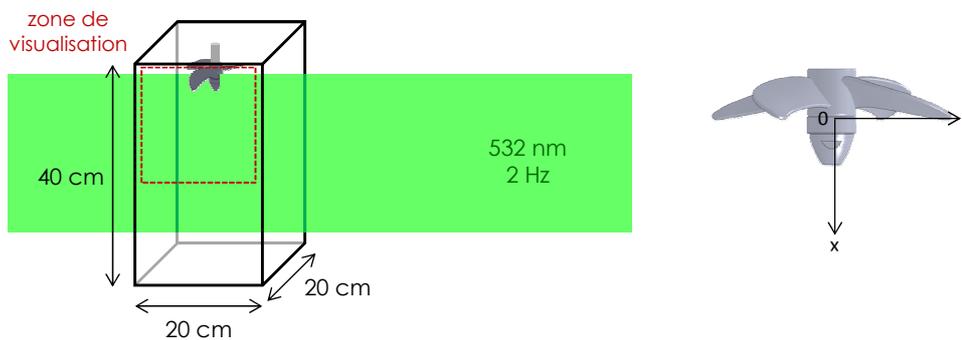


FIG. D-2. Schématisation du dispositif expérimental (à gauche) et représentation des axes X et Y (à droite)

Pour chaque configuration, une série de  $n = 200$  doublets d'images est enregistrée. Ce nombre de champs instantanés enregistrés permet d'atteindre la convergence statistique des champs des vitesses moyennes et des fluctuations de vitesse des composantes  $U$  et  $V$ .

## D.3. Vitesse moyennes et fluctuations de vitesse

### D.3.1. Définitions

L'objectif de cette pré-étude n'étant pas de caractériser l'écoulement généré en termes d'isotropie, les grandeurs statistiques ne sont pas évaluées séparément pour les deux composantes de vitesse  $U$  et  $V$ , mais sont déterminées à partir de la norme de la vitesse instantanée, notée  $N_i$  et définie à partir des deux composantes  $U_i$  et  $V_i$  de la vitesse instantanée :

$$N_i(x, y) = \sqrt{U_i^2(x, y) + V_i^2(x, y)} \quad (D-1)$$

On définit alors, en chaque point du plan laser  $(x, y)$ , la moyenne d'ensemble de la norme de la vitesse, notée  $\bar{N}$ , par :

$$\bar{N}(x, y) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n N_i(x, y) \quad (D-2)$$

où  $n$  est le nombre de champs instantanés enregistrés.

La moyenne quadratique des fluctuations de la norme de la vitesse, notée  $N'$  est également définie par :

$$N'(x, y) = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (N_i(x, y) - \bar{N}(x, y))^2} \quad (D-3)$$

### D.3.2. Effet de la forme des pales

L'effet de la forme des pales sur l'écoulement généré par un ventilateur est étudié à la vitesse de rotation maximale  $\omega = 15\,000 \text{ tr/min}$  et avec les ventilateurs de diamètre  $d = 40 \text{ mm}$ . La *figure D-3* représente les champs de vitesse moyenne  $\bar{N}$  (à gauche) et des fluctuations de vitesse  $N'$  (à droite). Les échelles de couleur sont identiques pour les quatre cas étudiés. Aux champs moyens  $\bar{N}$  sont superposés en noir les vecteurs vitesse normalisés. Pour des raisons de clarté, seul un vecteur sur cinq est représenté. Cette représentation permet de mettre en évidence les zones de recirculation de part et d'autre de l'axe de symétrie du ventilateur.

D'après la *figure D-3*, les flux générés par un ventilateur sont similaires et les fluctuations de vitesse sont globalement du même ordre de grandeur, quelle que soit la forme des pales.

### D.3.3. Effet du diamètre du ventilateur

La *figure D-4* montre l'effet du diamètre du ventilateur sur la vitesse moyenne et les fluctuations de vitesse, dans le cas du ventilateur de type *A* mis en rotation à la vitesse  $\omega = 15\,000 \text{ tr/min}$ . Les échelles de couleurs sont identiques pour les quatre diamètres étudiés. Cette figure montre que les ventilateurs de plus gros diamètre permettent de générer les plus grandes vitesses de l'écoulement en aval du ventilateur et les fluctuations

de vitesse les plus élevées. Cependant, le flux généré par le ventilateur de diamètre  $d = 60 \text{ mm}$  présente une caractéristique singulière. L'écoulement est particulièrement divergent devant le ventilateur et l'air ensemencé situé un peu plus loin est dirigé, à faible vitesse, vers le ventilateur.

#### D.3.4. Effet de la vitesse de rotation

L'effet de la vitesse de rotation est étudié avec le ventilateur type *A*, diamètre  $d = 60 \text{ mm}$ . Les résultats en termes de vitesse moyenne et de fluctuations de vitesse sont présentés sur la *figure D-5*. L'augmentation de la vitesse de rotation du ventilateur permet de générer un écoulement de vitesse moyenne plus élevée et avec des fluctuations de vitesse plus importantes. La forme globale de l'écoulement n'est pas modifiée.

### D.4. Conclusion

Cette pré-étude permet de faire un choix quant aux ventilateurs qui seront utilisés dans l'enceinte de combustion sphérique. Afin de simplifier l'interaction entre les six ventilateurs positionnés aux sommets d'un octaèdre, on choisit d'utiliser un ventilateur générant un écoulement le plus unidirectionnel possible, avec des fluctuations de vitesse élevées : il s'agit d'un ventilateur de diamètre  $d = 40 \text{ mm}$ . La forme des pales n'ayant que très peu d'influence sur les caractéristiques de l'écoulement, on choisit indifféremment la forme de pales *D*.

Enfin, l'étude de l'influence de la vitesse de rotation permet de supposer que l'intensité de la turbulence générée dans l'enceinte par les six ventilateurs augmente avec la vitesse de rotation des ventilateurs. Cette hypothèse est vérifiée dans le *chapitre 6*, §6.4.

Dans le cadre du projet ANR ICAMDAC et plus particulièrement des travaux de thèse d'Adrien Bonhomme, cette étude a également permis de valider les simulations de l'écoulement généré par un ventilateur à partir du code AVBP développé par le CERFACS et IFPEN. La comparaison des résultats expérimentaux et de simulation ont notamment montré l'importance de la modélisation précise du bord d'attaque des pales du ventilateur afin de reproduire correctement l'écoulement devant le ventilateur.

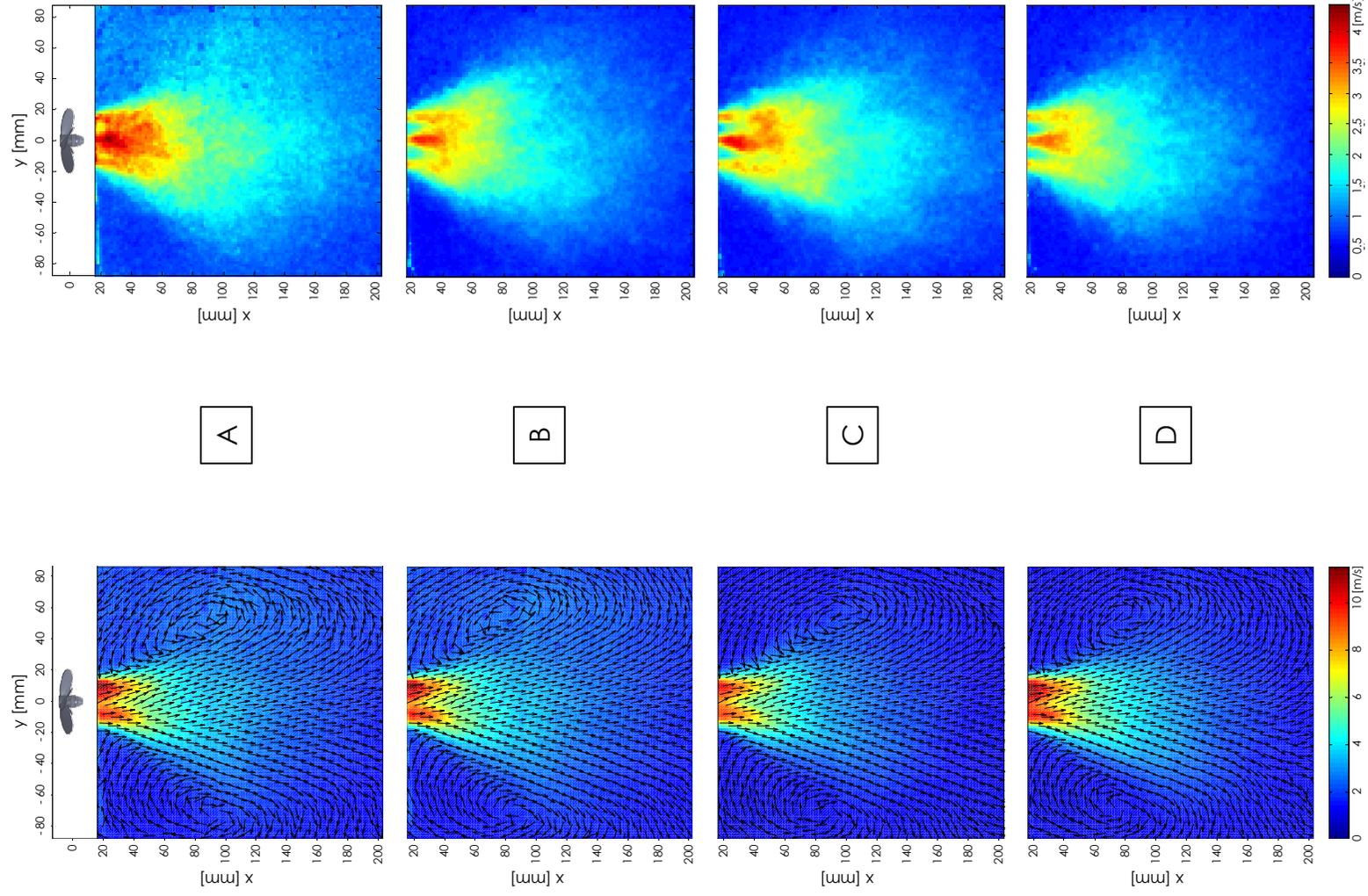


FIG. D-3. Effet de la forme des pales sur la vitesse moyenne  $\bar{N}$  (à gauche) et sur les fluctuations de vitesse  $N'$  (à droite) - diamètre des ventilateurs :  $d = 40$  mm, vitesse de rotation  $\omega = 15\,000$  tr/min -

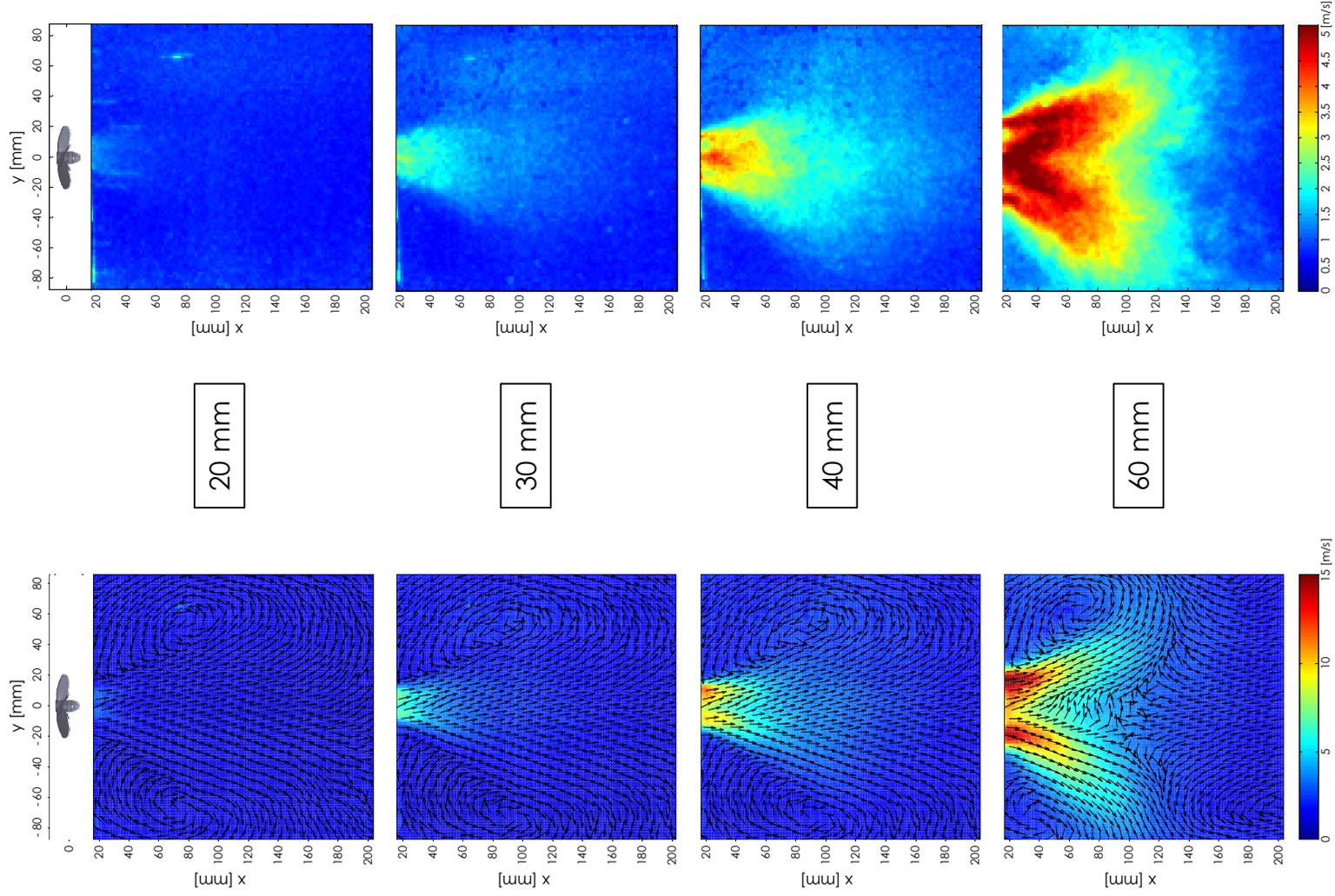


FIG. D-4. Effet du diamètre du ventilateur sur la vitesse moyenne  $\bar{N}$  (à gauche) et sur les fluctuations de vitesse  $N'$  (à droite) - forme des pales A, vitesse de rotation  $\omega = 15\,000$  tr/min -

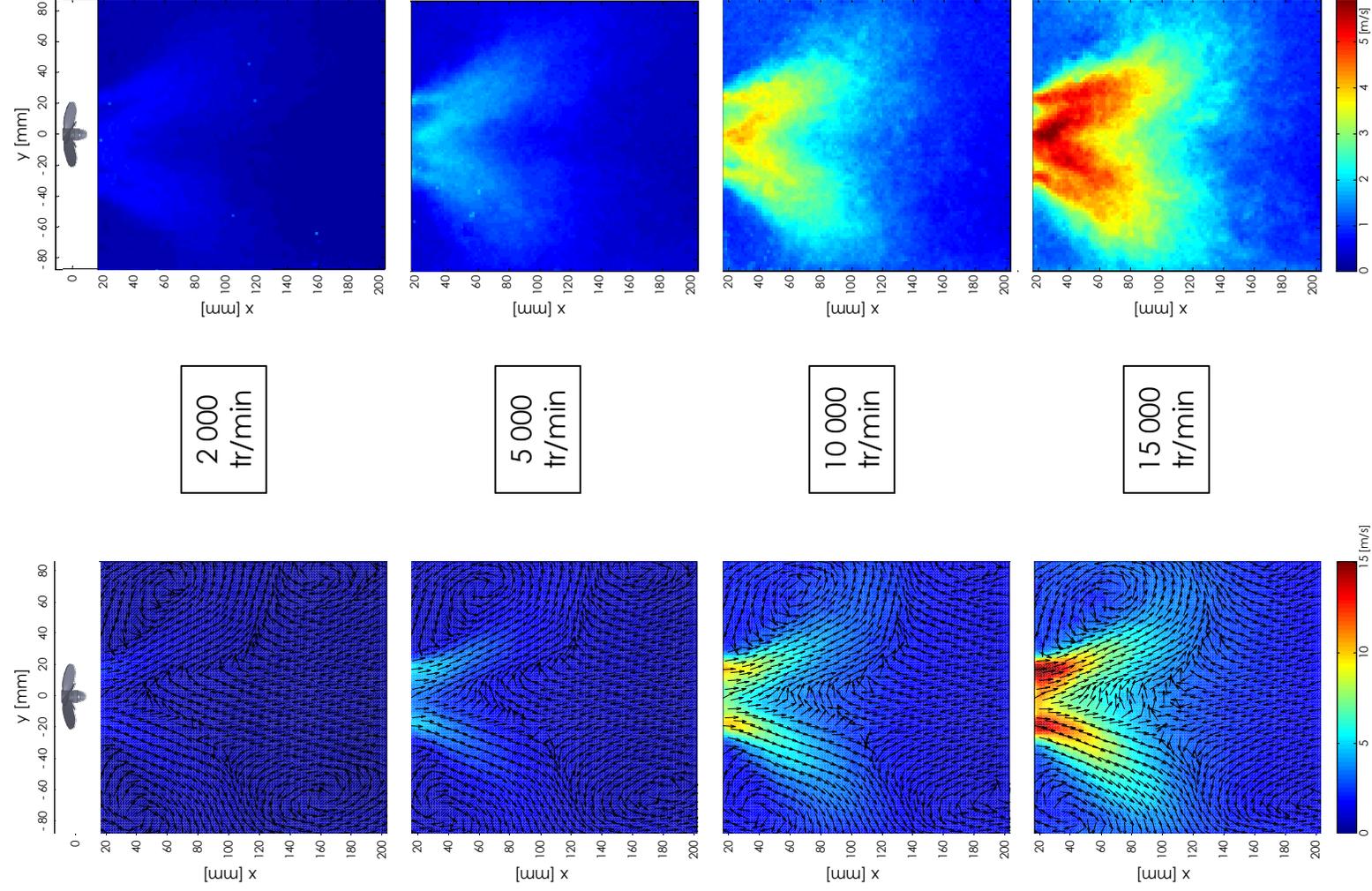


FIG. D-5. Effet de la vitesse de rotation du ventilateur sur la vitesse moyenne  $\bar{N}$  (à gauche) et sur les fluctuations de vitesse  $N'$  (à droite) - forme des pales A, diamètre  $d = 60$  mm -



## COMPLÉMENTS SUR LES MESURES LDV

Le principe de fonctionnement de la Vélocimétrie Doppler Laser (LDV) est rappelé dans cette annexe. Les caractéristiques de la chaîne d'acquisition y sont également décrites et une attention particulière est portée aux biais de mesure éventuels dus à l'ensemencement.

### E.1. Historique

La Vélocimétrie Doppler Laser (ou *LDV*, terme anglais pour *Laser Doppler Velocimetry*) est une technique optique non intrusive de mesure ponctuelle des vitesses instantanées des écoulements fluides. Elle a été utilisée pour la première fois en 1964 par Yeh et Cummins [195]. Cette technique de mesure repose sur l'exploitation de l'effet Doppler, découvert en 1842 par le physicien Doppler [63] pour les ondes sonores puis par Fizeau peu après, pour les ondes lumineuses. L'effet Doppler est le décalage de fréquence d'une onde acoustique ou électromagnétique entre la mesure à l'émission et la mesure à la réception lorsque la distance entre l'émetteur et le récepteur varie au cours du temps. Son application à la mesure des vitesses de fluides n'a pu se faire que grâce à l'apparition des lasers, présentant une cohérence temporelle nécessaire pour détecter des variations relatives de fréquences optiques très faibles.

### E.2. Principe

Le principe de la Vélocimétrie Doppler Laser est basé sur le décalage de la fréquence de la lumière émise par une particule en mouvement dans un fluide, éclairé par une lumière monochromatique, afin de déterminer la vitesse de ce fluide.

#### E.2.1. Effet Doppler

Une particule se déplaçant dans l'écoulement à une vitesse  $\bar{U}$  est éclairée par un faisceau laser de longueur d'onde  $\lambda_0$  et de fréquence associée  $\nu_0$ , qui se propage dans la direction  $\vec{e}_i$ . La lumière est alors diffusée par la particule dans toutes les directions. La lumière diffusée dans une direction  $\vec{e}_s$  est alors caractérisée par une nouvelle longueur d'onde  $\lambda_s$  et une nouvelle fréquence associée  $\nu_s$  (figure E-1).

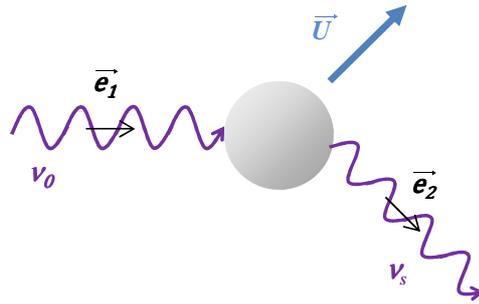


FIG. E-1. Schématisation de l'effet Doppler d'une particule en mouvement

La fréquence de décalage Doppler  $\nu_D$  se calcule alors d'après la relation suivante :

$$\nu_D = \nu_s - \nu_0 \quad (E-1)$$

On peut alors montrer que la fréquence de décalage Doppler  $\nu_D$  s'écrit:

$$\nu_D = \frac{\vec{U}}{\lambda_0} (\vec{e}_s - \vec{e}_i) \quad (E-2)$$

La fréquence  $\nu_D$  ne dépend donc que de la vitesse de la particule  $\vec{U}$ , de la longueur d'onde  $\lambda_0$ , de la direction  $\vec{e}_i$  du faisceau laser incident et de la direction de l'observation  $\vec{e}_s$  (direction où la lumière diffusée est récoltée par le récepteur).

En connaissant les propriétés de l'onde laser incidente, il devient alors possible de calculer la vitesse des particules d'ensemencement d'un écoulement en mesurant sa fréquence de décalage Doppler. Pour réaliser cette mesure, il existe différents montages expérimentaux. Les deux montages les plus utilisés en LDV sont le montage à faisceau de référence et le montage à franges. Seul le montage dit « à franges », utilisé dans cette étude, est détaillé ci-dessous.

### E.2.2. Mesures de vitesses par montage à franges

Un exemple de montage LDV à franges est présenté à la *figure E-4*.

Deux faisceaux laser de fréquence  $\nu_0$  et de même intensité éclairent la particule qui diffuse la lumière, par effet de Mie, en deux faisceaux de fréquences  $\nu_{s_1}$  et  $\nu_{s_2}$ . La fréquence du décalage entre les fréquences Doppler est alors donnée par la relation :

$$\nu_D = \nu_{D_1} - \nu_{D_2} = \nu_{s_2} - \nu_{s_1} = \frac{\vec{U}}{\lambda_0} (\vec{e}_{i_1} - \vec{e}_{i_2}) \quad (E-3)$$

Lorsque les deux faisceaux laser cohérents se croisent, ils créent un réseau de franges d'interférences. Si une particule traverse le réseau de franges, elle diffuse de la lumière lorsqu'elle est dans une frange brillante mais n'en diffuse plus dans une frange sombre. L'intensité lumineuse des faisceaux laser étant gaussienne, le signal diffusé par la particule est alors un signal gaussien modulé (*figure E-2*).

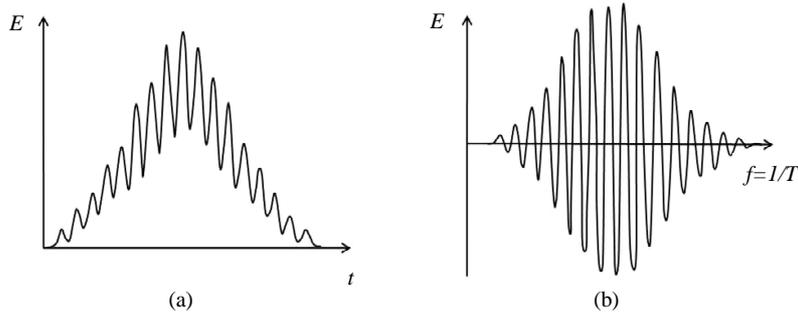


FIG. E-2. Signaux obtenus par Vélocimétrie Doppler Laser : (a) signal diffusé par une particule, (b) bouffée Doppler

Le volume de mesure de forme ellipsoïdale (figure E-3) peut être calculé à partir du diamètre  $D_c$  des faisceaux laser au point de focalisation :

$$\begin{cases} \delta_x = D_c \\ \delta_y = \frac{D_c}{\cos(\theta/2)} \\ \delta_z = \frac{D_c}{\sin(\theta/2)} \end{cases} \quad (E-4)$$

où  $\theta$  est l'angle défini entre les deux faisceaux.

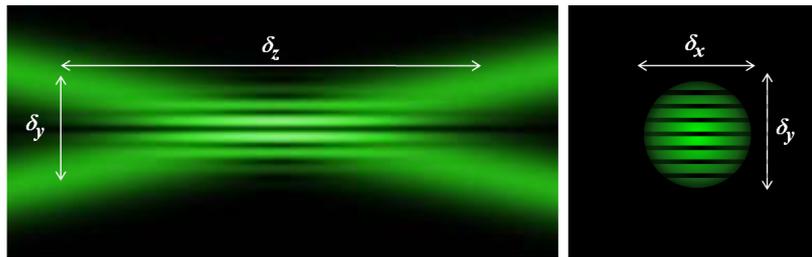


FIG. E-3. Schématisation du volume de mesure

Dans la plupart des montages LDV, ce volume de mesure est de l'ordre de  $\delta_x \approx 0.1 \text{ mm}$ ,  $\delta_y \approx 0.1 \text{ mm}$  et  $\delta_z \approx 1 \text{ mm}$ .

Les franges d'interférences sont espacées d'une distance d'interfrange  $i$  telle que :

$$i = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\theta}{2}} \quad (E-5)$$

Lorsqu'une particule traverse le réseau de franges, elle diffuse de la lumière à la fréquence Doppler  $\nu_D$  qui dépend de la vitesse  $U$  de cette particule et de l'interfrange  $i$  :

$$\nu_D = \frac{U}{i} = \frac{2U}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \quad (E-6)$$

Le photodétecteur reçoit donc le signal gaussien modulé présenté sur la figure E-2 (a) et convertit cette intensité lumineuse fluctuante en un signal électrique appelé « bouffée Doppler », composé d'une partie sinusoïdale et d'une enveloppe gaussienne (figure E-2 (b)). Les bouffées Doppler sont ensuite filtrées et amplifiées pour déterminer la fréquence Doppler  $\nu_D$  de chaque particule traversant le volume de mesure, à partir d'une analyse

fréquentielle utilisant l'algorithme de Transformée de Fourier Rapide (FFT). La vitesse de chaque particule est alors calculée à partir de la *relation (E-6)*.

Le montage à franges permet donc de calculer la composante de vitesse perpendiculaire au réseau de franges des particules traversant le volume de mesure formé par l'intersection des faisceaux laser. Afin d'obtenir simultanément plusieurs composantes de la vitesse d'une particule, plusieurs réseaux de franges peuvent être créés en utilisant différentes longueurs d'onde d'un même laser. Chaque faisceau laser de longueur d'onde donnée est divisé en deux faisceaux créant des interférences au niveau de leur point de croisement.

### E.2.3. Détermination du sens de l'écoulement

Pour lever l'ambiguïté de deux particules de même vitesse, mais de sens opposé, il est possible de faire défiler les franges d'interférences en décalant légèrement la fréquence de l'un des faisceaux par rapport à l'autre. Ceci peut être réalisé au moyen d'un modulateur acousto-optique, tel qu'une cellule de Bragg, intercalé sur le chemin optique de l'un des faisceaux et faisant défiler les franges du réseau à une fréquence constante  $v_{bragg}$ .

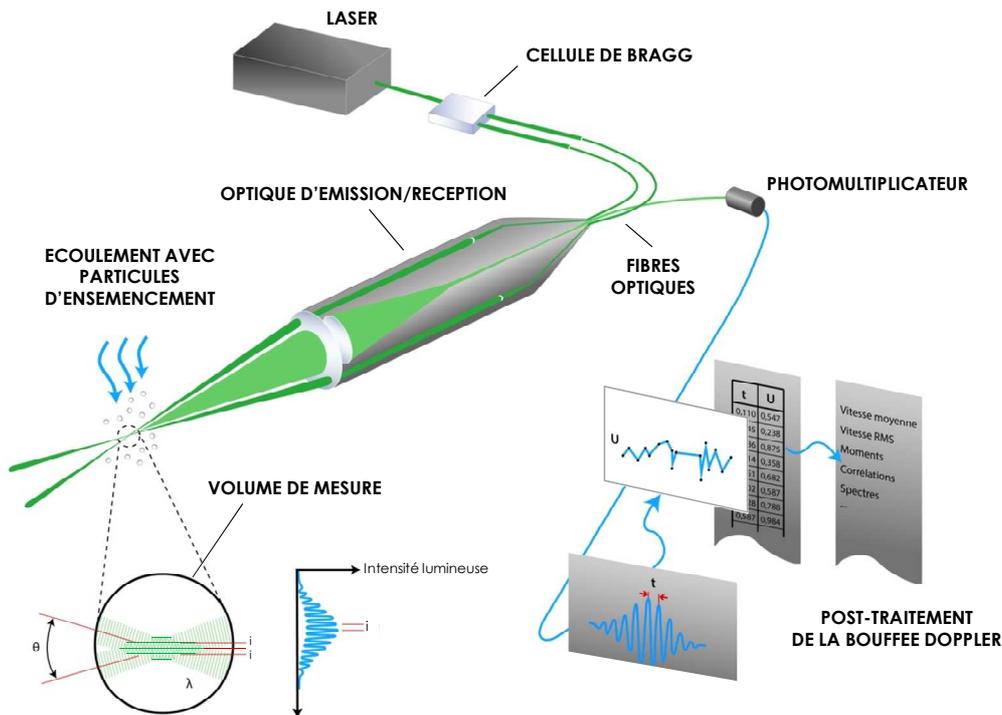


FIG. E-4. Représentation schématique d'un dispositif LDV à franges pour la mesure d'une seule composante de vitesse (d'après DANTEC)

## E.3. Chaîne d'acquisition

Le dispositif LDV utilisé dans cette étude est un système à deux composantes, c'est-à-dire que deux faisceaux laser de longueurs d'onde différentes permettent de créer deux réseaux de franges différents afin d'obtenir des mesures ponctuelles des deux composantes de vitesse

$U$  et  $V$  de l'écoulement dans l'enceinte de combustion. La *figure E-4* représente le principe de mesure pour une des deux composantes. Le système de mesure comporte les éléments décrits ci-dessous.

- o Laser

Un laser Argon ionisé (*Spectra Physics 2017*) d'une puissance nominale 6W produit un faisceau laser bichromatique.

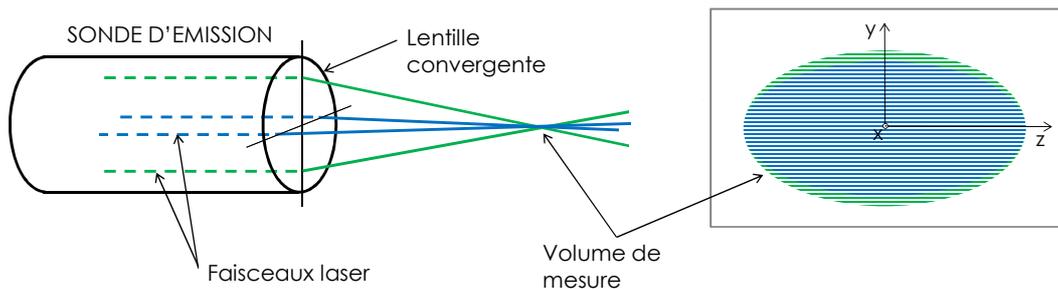
- o Séparateur de couleur et cellule de Bragg

Le séparateur de couleur (*Dantec Dynamics®*) permet de dissocier les deux longueurs d'onde du faisceau incident issu du laser. Les deux faisceaux monochromatiques issus du séparateur sont ensuite dédoublés afin d'obtenir deux paires de faisceaux monochromatiques de 4.1 mm de diamètre. Une paire de faisceaux de couleur verte de longueur d'onde 514.5 nm permet de mesurer la composante  $U$  de la vitesse (composante horizontale). La composante  $V$  (composante verticale) est mesurée par une paire de faisceaux bleus de longueur d'onde 488.0 nm.

La fréquence de Bragg fixée pour les mesures LDV est de 40 MHz pour les deux paires de faisceaux. La cellule de Bragg doit être réglée de manière à répartir 50 % de la puissance sur les faisceaux décalés et 50 % sur les faisceaux non décalés. En effet, une différence de puissance entre les faisceaux des deux couleurs affecterait la qualité des mesures.

- o Sonde d'émission

Les quatre faisceaux sont ensuite acheminés par fibre optique jusqu'à la sonde d'émission. Celle-ci est constituée d'une lentille sphérique de 500 mm de distance focale et permet de faire converger les quatre faisceaux lumineux en son point focal, créant ainsi deux réseaux de franges d'interférences coïncidents, constituant la zone de mesure (*figure E-5*). La qualité de la fibre optique utilisée assure une bonne coïncidence des volumes de mesure. Les caractéristiques du volume de mesure sont indiquées dans le *tableau E-1*.



*FIG. E-5. Schéma des deux systèmes d'interférences créés par les deux faisceaux laser*

- o Sonde de réception

La sonde de réception, située dans la sonde d'émission, est focalisée sur le volume de mesure. Cette configuration permet de collecter le signal de Mie des particules en rétrodiffusion. Cependant, la lumière rétrodiffusée étant de plus faible intensité que la lumière diffusée vers l'avant, le laser choisi pour ce montage doit être suffisamment puissant pour que les mesures soient fiables.

- Photomultiplicateur

Les photomultiplicateurs, liés à la sonde de réception, permettent d'amplifier l'intensité du signal reçu, en distinguant les signaux de l'un ou de l'autre des réseaux de franges interférentielles. Les signaux délivrés par les photomultiplicateurs sont ensuite traités par des analyseurs de spectre.

- Acquisition et traitement du signal

La chaîne de mesure LDV est pilotée par le logiciel *BSA Flow Software™*. Celui-ci permet de lancer une procédure d'acquisition et d'effectuer le traitement statistique des signaux pour obtenir les deux composantes de la vitesse,  $U$  et  $V$ .

	Vert	Bleu
Longueur d'onde [nm]	514.5	488
Diamètre du faisceau laser [mm]	4.1	4.1
Nombre de franges	22	22
Interfrange [ $\mu\text{m}$ ]	3.49	3.31
Angle d'intersection des faisceaux [°]	8.46	8.46
Dimensions du volume de mesure [mm]	$dx = 0.080$ $dy = 0.080$ $dz = 1.083$	$dx = 0.076$ $dy = 0.076$ $dz = 1.027$

TAB. E-1. Caractéristiques du volume de mesure LDV

## E.4. Biais des mesures en LDV

### E.4.1. Acquisition et fenêtre de coïncidence temporelle

Lors de l'acquisition des mesures LDV, une fenêtre temporelle de coïncidence est utilisée afin de s'assurer que les signaux mesurant les deux composantes sont créés par la même particule, ce qui permet de déterminer le vecteur vitesse instantané. Cela signifie qu'une particule n'est comptabilisée que si les deux composantes de sa vitesse sont détectées simultanément. La fenêtre de coïncidence ne doit pas être réglée trop étroite pour éviter toute élimination de données valables dans les distributions de mesures et donc un biais vers les hautes vitesses. Dans cette étude, l'écoulement étudié ayant une vitesse moyenne nulle, la vitesse des particules est particulièrement lente car uniquement due aux fluctuations turbulentes. Les temps de transit des particules dans les volumes de mesures sont alors particulièrement longs. Pour cette étude, la fenêtre de coïncidence est donc choisie suffisamment large (5 ms) pour ne pas rejeter des données valables qui ne seraient pas comptabilisées dans le calcul des vitesses. Toutefois, il est important de noter qu'une fenêtre de coïncidence trop longue peut conduire à accepter des données issues de particules différentes non corrélées et peut notamment induire un biais important dans la détermination

des termes de corrélations croisées. Dans cette étude, la caractérisation de l'écoulement turbulent utilisera uniquement les auto-corrélations des deux composantes de vitesse.

#### E.4.2. Biais de vitesse statistique

Un biais statistique dû à l'échantillonnage aléatoire des signaux de vitesse doit être généralement pris en compte. En effet, pour une distribution uniforme des particules dans l'écoulement, le nombre de particules à grandes vitesses passant dans le volume de mesure est plus grand que celui des particules à faibles vitesses. La vitesse moyenne, ainsi que les moments de degré supérieurs, sont alors biaisés vers les grandes vitesses [143].

Le type de correction pour ce biais de vitesse reste encore aujourd'hui controversé et les traitements proposés dans la littérature dépendent de l'écoulement étudié. La correction la plus couramment utilisée est celle proposée par Buchhave [36], qui suggère de prendre en compte le temps de transit des particules dans le volume de mesure, donnant ainsi plus d'importance aux particules à faibles vitesses. Le temps de transit des particules  $t_i$  peut être estimé comme la durée de la bouffée Doppler.

En utilisant la correction de Buchhave [36], la vitesse moyenne et les fluctuations de vitesse rms, selon la direction  $X$ , s'écrivent alors respectivement :

$$\bar{U} = \sum_{i=1}^N \eta_i U_i \quad (E-7)$$

et

$$u' = \sqrt{\sum_{i=1}^N \eta_i (U_i - \bar{U})^2} \quad (E-8)$$

où  $U_i$  est la vitesse instantanée d'une particule suivant la direction  $X$ ,  $N$  est le nombre d'échantillons temporels et  $\eta_i$  est le coefficient de pondération défini par :

$$\eta_i = \frac{t_i}{\sum_{j=0}^N t_j} \quad (E-9)$$

Les moments d'ordres supérieurs, notés  $S_U$  (ordre 3) et  $K_U$  (ordre 4) sont déterminés à partir des relations suivantes :

$$S_U = \frac{1}{u'^3} \sum_{i=1}^N \eta_i (U_i - \bar{U})^3 \quad (E-10)$$

$$K_U = \frac{1}{u'^4} \sum_{i=1}^N \eta_i (U_i - \bar{U})^4 \quad (E-11)$$

D'autres fonctions de pondération ont été proposées dans la littérature. On peut citer notamment la pondération par le temps d'arrivée de la particule dans le volume de mesure [5] qui corrige le biais de mesure en supposant que l'intervalle de temps qui sépare deux mesures consécutives est d'autant plus court que la vitesse est élevée, dans l'hypothèse d'un ensemencement suffisant et homogène. Fuchs et al. [74] soulignent que la pondération par le

temps de transit est plus précise que la pondération par le temps d'arrivée, et est insensible à la densité de mesure dans le cas d'un ensemencement homogène.

Dans cette étude, on appliquera donc une correction des mesures LDV par le temps de transit des particules dans le volume de mesure.

#### E.4.3. Biais d'ensemencement

L'aptitude des particules à suivre correctement l'écoulement, sans en modifier les caractéristiques est une condition nécessaire à l'obtention de mesures correctes. Dans les écoulements présentant de forts gradients de température et/ou de vitesse ainsi que des fluctuations importantes, les biais de mesures peuvent être importants car les particules n'ont plus la capacité à suivre l'écoulement. Dans notre cas, les gradients thermiques peuvent être considérés comme inexistant car la rotation des ventilateurs permet d'homogénéiser la température du gaz dans l'enceinte. Il reste cependant important de s'intéresser à la réponse dynamique des particules.

La capacité du traceur à suivre l'écoulement dépend de sa forme, de sa taille (diamètre de particule,  $d_p$ ) et de sa masse volumique ( $\rho_p$ ). Le nombre de Stokes  $S_t$  permet de caractériser la réponse de la particule dans l'écoulement. Il est défini par :

$$S_t = \frac{\tau_p}{\tau_f} \quad (\text{E-12})$$

où  $\tau_p$  est le temps de réponse caractéristique de la particule et  $\tau_f$  le temps caractéristiques des échelles de l'écoulement.

Dans cette étude, l'ensemencement est réalisé avec de l'huile de silicone pulvérisée sous forme de micro-gouttelettes. Dans son étude utilisant un dispositif d'ensemencement similaire au nôtre, Lachaux [112] montre par des mesures d'Anémométrie Phase Doppler (ou PDA, pour *Phase Doppler Anemometry*) que le diamètre moyen de gouttelettes d'huile d'olive formées avec son dispositif est de l'ordre de 4,3  $\mu\text{m}$ . La masse volumique de l'huile de silicone étant proche de celle de l'huile d'olive (920  $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$  pour l'huile d'olive et 910  $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$  pour l'huile de silicone à 20 °C), on peut supposer que les gouttelettes d'huile de silicone obtenues en sortie de l'ensemencement ont un diamètre du même ordre de grandeur, c'est-à-dire de l'ordre de 5  $\mu\text{m}$ . Cette valeur est donnée à titre indicatif afin de pouvoir caractériser la réponse dynamique des particules. Une étude complémentaire par PDA serait nécessaire si l'objectif était de connaître avec précision la taille des gouttelettes d'huile de silicone générées par l'ensemencement.

On suppose donc que les particules ont un diamètre moyen inférieur à 5  $\mu\text{m}$ . Leur temps de réponse  $\tau_p$  est déduit de l'équation de la trajectoire d'une particule isolée et s'écrit sous la forme :

$$\tau_p = \rho_p \frac{d_p^2}{18\mu_a} \quad (\text{E-13})$$

où  $\rho_p$  est la masse volumique des particules,

$d_p$  est leur diamètre,

$\mu_a$  est la viscosité dynamique de l'air.

On en déduit alors  $\tau_p < 45 \mu s$ . Dans notre cas, le temps caractéristique  $\tau_f$  peut être assimilé à l'échelle intégrale temporelle  $T$ . Il est montré dans le *chapitre 6 (§6.6.1)* que l'échelle intégrale temporelle  $T$  est de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes, cette valeur dépendant de la vitesse de rotation des ventilateurs. On a donc ici  $\tau_p < 45 \mu s$  et  $\tau_f \sim 10 - 30 ms$ . Dans ces conditions,  $S_t \ll 1$  et on peut donc légitimement supposer que les particules suivent bien le mouvement global de l'écoulement.

Par ailleurs, la Vélocimétrie Doppler Laser ne permet pas d'obtenir le spectre complet de la vitesse, c'est-à-dire de connaître toutes les variations de la vitesse sur toutes les longueurs d'onde. Deux facteurs principaux participent à limiter sur une bande de fréquence le signal de vitesse acquis par cette technique de mesure :

- l'ensemencement qui discrétise aléatoirement le signal à la source ;
- l'inertie des particules qui ne peuvent pas suivre des variations de vitesse trop rapides.

Afin d'investiguer le deuxième point évoqué ci-dessus, il est important de déterminer la fréquence maximale qui peut être suivie par une particule. En effet, dans les écoulements turbulents, la traînée des particules est exprimée par le fait que la particule n'est pas apte à suivre les variations les plus rapides du fluide : il apparaît alors un effet de filtrage passe-bas sur le spectre de la turbulence. La fréquence de coupure  $f_c$  peut alors être définie par :

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau_p} \approx 3,5 \text{ kHz} \quad (E-14)$$

Seules les variations de vitesse inférieures à  $3,5 \text{ kHz}$  peuvent être correctement mesurées dans cette configuration. Cette fréquence reste supérieure à la fréquence d'acquisition moyenne des signaux de vitesse en LDV (entre  $500$  et  $3\,000 \text{ Hz}$  selon la vitesse de rotation des ventilateurs), liée à la discrétisation aléatoire du signal. On peut donc légitimement considérer que les éventuels biais dus à la nature de l'ensemencement sont négligeables. La limitation des mesures LDV provient, dans cette étude, de la faible fréquence d'acquisition des signaux de vitesse.



## COMPLÉMENTS SUR LES MESURES PIV

Le principe de fonctionnement de la Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV) est rappelé dans cette annexe. Le principal intérêt de la PIV repose sur la possibilité de mesurer le champ de vitesse bidimensionnel d'un écoulement de manière non intrusive.

### F.1. Historique

Les méthodes optiques de mesure basées sur la diffusion de la lumière sont nombreuses et présentent l'avantage d'être non intrusives. Les grandeurs spatiales et temporelles couramment mesurées sont les composantes de la vitesse, le diamètre et la forme des particules ainsi que l'indice de réfraction. La Vélocimétrie Laser Doppler (LDV) ne donnant accès qu'à des vitesses en une zone très réduite de l'écoulement, des travaux ont été menés pour étendre la mesure en de multiples points de manière simultanée. La Vélocimétrie par Images de Particules (ou PIV, terme anglais pour *Particle Image Velocimetry*) appartient à cette famille de diagnostics et permet de mesurer les deux composantes planes de la vitesse dans une section bidimensionnelle de l'écoulement (mesures 2D-2C).

La technique nommée actuellement PIV est née sous le nom de « Laser Speckle Velocimetry ». Plusieurs travaux ont été consacrés à son développement dans la deuxième moitié des années 70. Dudderar en 1977 [66] notamment, a été un précurseur. Meynart [145] a ensuite exploré la technique au début des années 80 et l'a appliqué aux écoulements turbulents. Depuis plus de 30 ans, la technique de mesure par imagerie de particules n'a alors cessé de se développer. Les progrès enregistrés dans le domaine des lasers pulsés ainsi que dans l'imagerie numérique, avec l'arrivée sur le marché des caméras numériques et des sources lumineuses de forte intensité au début des années 1990, ont modifié fondamentalement le rythme de développement des algorithmes de traitement et ont permis l'exploitation d'une image en quelques minutes.

### F.2. Principe

La technique de mesure de vitesse par imagerie de particules (ou PIV) est basée sur l'évaluation du déplacement de particules présentes dans l'écoulement au court d'un bref intervalle de temps  $\Delta t$ . La vitesse de l'écoulement est alors assimilée à celle des particules et on peut en déduire les deux composantes de vitesse dans le plan de mesure  $(x, y)$  :

$$U = \frac{\Delta x}{\Delta t} \quad (F-1)$$

$$V = \frac{\Delta y}{\Delta t} \quad (F-2)$$

où  $U$  et  $V$  sont les composantes de la vitesse d'une particule selon  $x$  et  $y$ ,  $\Delta x$  et  $\Delta y$  ses déplacements.

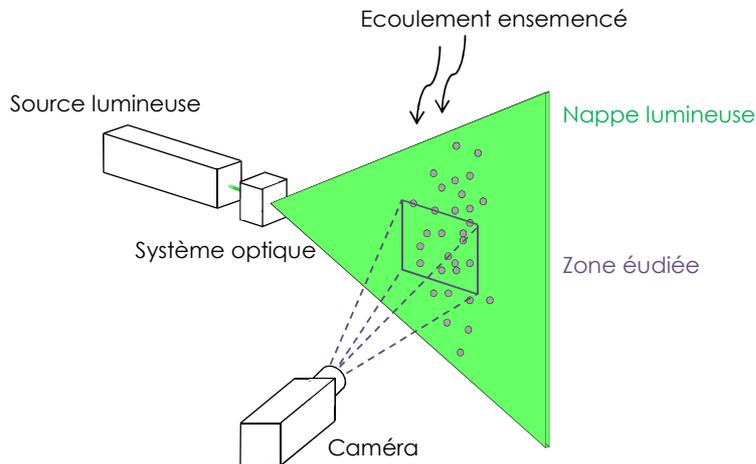


FIG. F-1. Principe d'un dispositif de PIV

Une configuration expérimentale typique de mesure par PIV est représentée sur la *figure F-1*. L'écoulement investigué est ensemencé à l'aide de particules dont les caractéristiques sont choisies de manière à ne pas altérer la dynamique de l'écoulement. La section de mesures est alors illuminée deux fois en un court intervalle de temps afin d'enregistrer la lumière diffusée par les particules sur une ou plusieurs images. Le déplacement des particules est ensuite déterminé à l'aide d'algorithmes de traitement d'images.

La PIV est donc une technique non-intrusive : elle ne nécessite pas l'introduction de sonde dans l'écoulement pouvant le perturber. Elle est indirecte puisqu'elle est basée sur la mesure du déplacement de particules le plus souvent ajoutées au fluide considéré. On fait alors l'hypothèse que les particules se déplacent à la vitesse locale du fluide entre les deux illuminations.

### F.3. Mise en œuvre

#### F.3.1. Ensemencement et diffusion de la lumière par les particules

En vélocimétrie par images de particules, la mesure des écoulements se base sur la mesure de déplacements des particules ensemencées dans l'écoulement. Ces particules (solides ou liquides) doivent être suffisamment petites (de l'ordre du micromètre) de manière à représenter le plus fidèlement possible les mouvements du fluide, et doivent donc posséder des propriétés voisines de celles du fluide.

Lorsqu'une particule est éclairée par un faisceau lumineux, cinq phénomènes peuvent avoir lieu (figure F-2) :

- l'absorption,
- la transmission,
- la diffusion avant,
- la diffraction,
- la rétro-diffusion (ou réflexion).

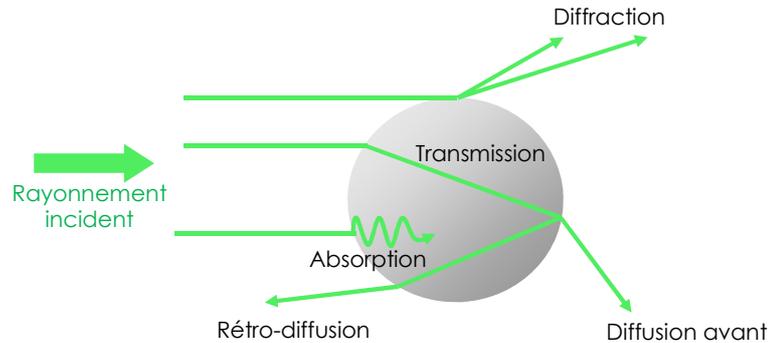


FIG. F-2. Interaction de la lumière avec une particule

Les traceurs entrent en interaction avec la lumière en la diffusant à la même longueur d'onde que celle qu'ils reçoivent. Plusieurs processus de diffusion existent en fonction de la taille des particules  $d_p$  et de la longueur d'ondes  $\lambda$  de l'onde incidente. L'intensité lumineuse diffusée (selon la direction d'observation) dépend du rapport  $d_p/\lambda$  (figure F-3).

La technique de vélocimétrie par image de particules est basée sur la diffusion de la lumière par effet Mie, c'est-à-dire dans le cas où  $d_p \cong \lambda$ . Ce type de diffusion se produit par collisions élastiques des particules diffusantes ayant un diamètre supérieur à la longueur d'onde de la lumière incidente.

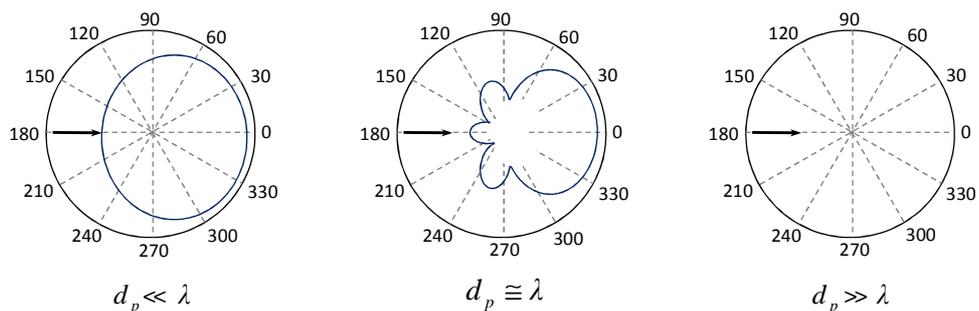


FIG. F-3. Diagrammes de diffusion de la lumière par une particule en fonction de la direction de diffusion (la flèche indique la direction de la lumière incidente). L'intensité de lumière diffusée est présentée en échelle logarithmique.

Le domaine de la diffusion Rayleigh ( $d_p \ll \lambda$ ), où la particule diffuse autant vers l'avant que vers l'arrière, est difficilement utilisable car l'intensité diffusée est extrêmement faible (figure F-4).

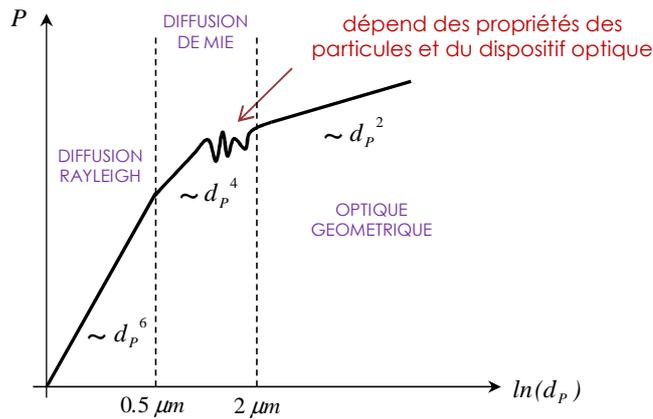


FIG. F-4. Puissance lumineuse réémise  $P$  en fonction du diamètre de la particule

Dans le cas d'un grand nombre de particules (comme c'est le cas pour des mesures PIV), la diffusion des particules dans toutes les directions contribue à l'intensité individuelle de chaque particule enregistrée sur les images. L'ensemencement ne doit pas être trop dense de manière à obtenir un bon contraste entre les pics de lumière dus aux particules et le fond de l'image.

### F.3.2. Illumination de l'écoulement

La source lumineuse utilisée pour la PIV doit fournir une lumière monochromatique, de grande puissance. En effet, la direction d'observation est le plus souvent de  $90^\circ$  (cf. figure F-1), direction défavorable en ce qui concerne l'intensité lumineuse diffusée par les particules. Le faisceau lumineux est ensuite transformé en une fine nappe lumineuse la plus homogène possible en terme d'intensité, grâce à un jeu de lentilles permettant de contrôler son épaisseur et sa divergence. L'épaisseur de la nappe laser doit cependant être supérieure, de plusieurs ordres de grandeurs, à la dimension des particules, de telle sorte qu'un grand nombre de particules restent présentes dans la nappe entre les deux images.

Les lasers sont les sources lumineuses les plus utilisées en PIV. Si les lasers continus peuvent être utilisés pour des applications en écoulement à faible vitesse, l'utilisation de lasers pulsés est préférable en écoulement rapide où les temps d'exposition doivent être réduits pour garantir des images de bonne qualité. Ces lasers permettent d'obtenir un faisceau lumineux de puissance bien supérieure et donc une nappe laser d'intensité lumineuse plus élevée. Les lasers de type Nd-YAG (Néodym-YAG,  $\lambda = 532 \text{ nm}$ ) sont les plus communément utilisés. La longueur d'onde naturelle émise est de  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  et est divisée grâce à un doubleur de fréquence. La longueur d'onde obtenue est alors bien adaptée à la sensibilité des caméras CCD et CMOS utilisées en PIV. Les lasers classiques peuvent fournir des impulsions doubles à une fréquence de l'ordre de  $10 \text{ Hz}$ . Les progrès récents dans le domaine des lasers et des caméras ont permis le développement de la PIV rapide ou résolue en temps (ou *TR-PIV*, pour *Time Resolved PIV*). Dans ce cas, la fréquence d'acquisition des champs de vitesse successifs peut aller jusqu'à plusieurs dizaines de *kHz*.

### F.3.3. Enregistrement des images

A ses débuts, l'acquisition des images PIV s'effectuait sur film photographique. Grâce aux progrès réalisés dans le domaine de l'électronique, l'acquisition des images PIV est maintenant réalisée à l'aide de caméras rapides à capteur CCD (ou *charged coupled device* en anglais) ou CMOS (*complementarity metal-oxide-semiconductor*).

La lumière diffusée par les traceurs éclairés par la nappe laser est recueillie par la caméra, dont l'ouverture est synchronisée avec les pulses lasers (*figure F-5*).

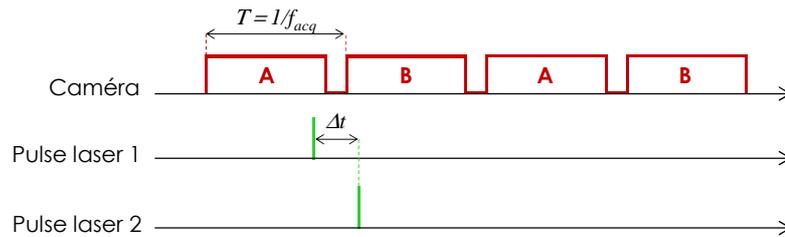


FIG. F-5. Chronogramme de synchronisation de la caméra et du laser

## F.4. Traitement des images

### F.4.1. Méthode d'intercorrélation par transformée de Fourier rapide

Une méthode d'intercorrélation des images est généralement utilisée pour définir le déplacement d'un groupe de particules. L'image initiale est divisée en un ensemble de fenêtres d'interrogation centrées sur la position  $(i, j)$ . Dans la seconde image, on cherche alors à trouver la position  $(m, n)$  d'une fenêtre de même taille qui maximise le coefficient de corrélation entre les deux cellules d'interrogation. En pratique, ce calcul utilise un traitement d'images associé à un calcul d'intercorrélation par transformée de Fourier rapide (*Fast Fourier Transform*, FFT). La fonction d'intercorrélation présente un maximum dont la position par rapport au centre de la fenêtre donne la direction et la valeur du déplacement moyen des particules présentes dans la maille de calcul. Un vecteur moyen de déplacement des particules est alors associé à chaque fenêtre d'interrogation, ce qui permet d'obtenir le champ aérodynamique de toute la zone d'étude (*figure F-6*).

Le choix de la taille des fenêtres d'interrogation résulte d'un compromis entre l'optimisation de la résolution de mesure (petites tailles de maille) et la conservation d'une quantité suffisante de particules dans chacune des mailles afin d'assurer une bonne fiabilité du calcul d'intercorrélation. Le délai  $\Delta t$ , correspondant au délai entre les deux pulses laser, est choisi afin que le déplacement maximal entre deux images représente environ un quart de la fenêtre d'interrogation [189]. Ce critère exprime un compromis satisfaisant entre une bonne précision et le risque de pertes de traceurs d'une image à l'autre.

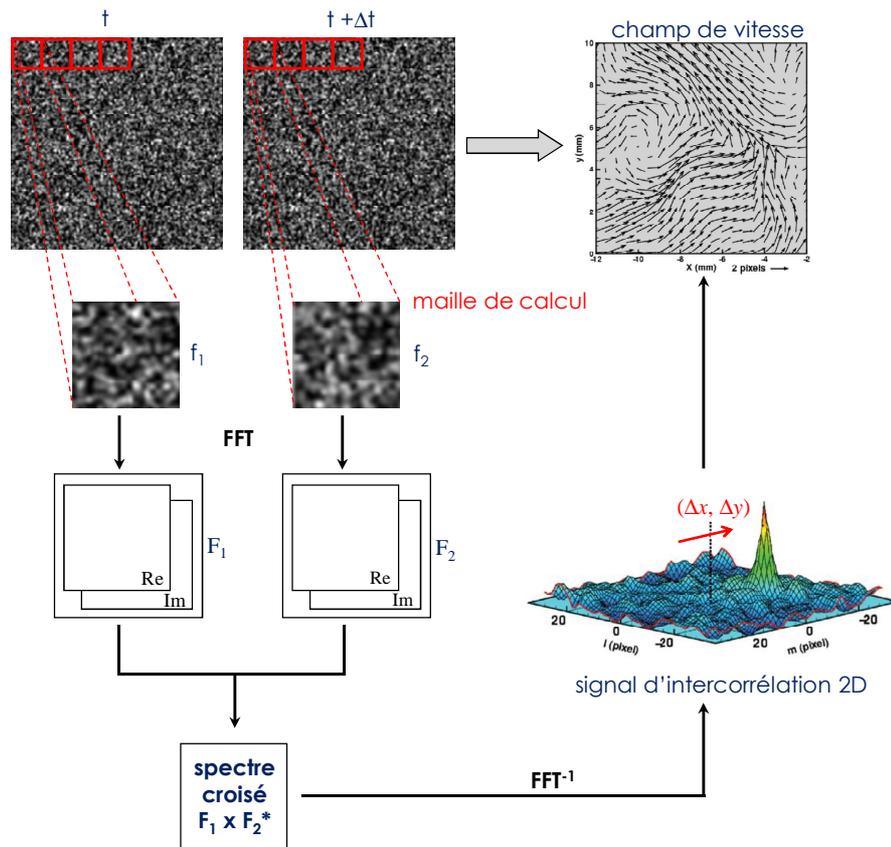


FIG. F-6. Schéma de principe du post-traitement PIV par transformée de Fourier rapide (FFT)

#### F.4.2. Interpolation sub-pixel

La fonction de corrélation étant définie sur un espace aux valeurs discrètes, le pic de corrélation est obtenu pour des valeurs entières de pixel. La méthode d'interpolation « sub-pixel » consiste à déterminer la valeur des déplacements des particules avec un pas inférieur au pas d'échantillonnage des images, c'est-à-dire inférieur au pixel. Willert et Gharib [190] sont les premiers à avoir mis en évidence l'intérêt des méthodes sub-pixel pour l'amélioration de la dynamique des mesures.

Pour augmenter la précision de la valeur de déplacement des particules, différentes solutions existent pour déterminer le maximum de l'enveloppe du signal de corrélation définie pour des positions discrètes. L'approximation sub-pixel considère que la position du maximum de corrélation peut être mesurée à partir de la connaissance d'un nombre fini de points de l'enveloppe de ce pic, tout en respectant le théorème de Shannon. Actuellement, les méthodes les plus utilisées consistent à interpoler le pic de corrélation par une fonction barycentrique, gaussienne ou parabolique. Seuls les plus proches voisins du maximum sont pris en compte dans les traitements afin de limiter l'effet du bruit présent à la base du pic. Une étude approfondie de la précision apportée par l'approche sub-pixel est décrite par Lecordier dans ses travaux de thèse [123].

#### F.4.3. Biais des mesures et incertitudes en PIV

Comme avec d'autres moyens de mesures de vitesse non intrusives, telle que la Vélocimétrie Laser Doppler, la vitesse mesurée par un système PIV n'est pas directement celle de l'écoulement mais celle des particules d'ensemencement du fluide. Comme en LDV, on utilise dans cette étude des gouttelettes d'huile de silicone.

Les considérations, décrites dans l'*annexe E*, concernant la réponse dynamique des particules s'appliquent également aux mesures PIV. Ainsi, on peut considérer que les particules arrivent à suivre les fluctuations de vitesse inférieures à 3.5 kHz.

Les erreurs en PIV peuvent avoir de multiples origines, être aléatoires ou avoir un caractère systématique. Les différentes erreurs de la technique employée pour mesurer la vitesse se divisent en plusieurs catégories :

- les incertitudes liées au montage (perpendicularité de la caméra par rapport à la nappe laser),
- les erreurs de post-traitement sur l'estimation du déplacement,
- le biais statistique (convergence des mesures).



# APPROCHE EXPERIMENTALE DE L'HYPOTHESE D'AUTO-TURBULENCE DEVANT LE FRONT DE FLAMME

L'objectif de cette annexe est d'apporter des mesures expérimentales, par couplage tomographie/PIV, du niveau de la turbulence devant le front de flamme d'une flamme de prémélange en expansion. Dans l'idéal, ces mesures sont réalisées afin de valider ou non l'hypothèse de turbulence générée par la flamme dans les gaz frais situés devant le front de flamme. En pratique, au vu de la disparité tir à tir des mesures de la turbulence devant le front de flamme, il n'est pas possible de conclure quant à l'existence d'une auto-turbulence. Il existe dans la littérature très peu de tentatives expérimentales de mesure de l'intensité de la turbulence devant la flamme en expansion. Bradley et al. [27] affirment à partir de mesures LDV, qu'il n'y a pas de modification significative de l'intensité de la turbulence devant le front de flamme. Néanmoins, la précision de cette conclusion peut être remise en question car la détermination des fluctuations de vitesse rms par LDV nécessite d'évaluer la moyenne temporelle de la vitesse instantanée des gaz frais devant le front de flamme. La détermination de la vitesse moyenne temporelle en un point devant le front de flamme est alors limitée par la propagation rapide de la flamme et la vitesse d'acquisition des mesures LDV. L'approche développée ici cherche à apporter une alternative à la détermination des fluctuations de vitesse à partir d'une vitesse moyenne temporelle, en utilisant au contraire une vitesse moyenne évaluée spatialement. Même si les conclusions de cette étude restent incertaines, cette nouvelle approche et les résultats obtenus apportent une nouvelle réflexion sur l'évaluation expérimentale de l'hypothèse d'auto-turbulence. Ils ont fait l'objet d'une publication [76] et sont présentés ici dans le but de montrer la difficulté de la détermination expérimentale de l'intensité de la turbulence devant le front de flamme.

## G.1. Techniques optiques utilisées

La propagation des flammes turbulentes et la vitesse de gaz frais devant le front de flamme sont visualisées simultanément par tomographie laser par diffusion de Mie et PIV rapide.

### G.1.1. Acquisition des images haute fréquence

On utilise un laser Quantronix® Dual-Hawk-HP Nd:YAG (532 nm) et un système optique constitué d'une lentille sphérique divergente (de focale  $f = -300\text{mm}$ ) et d'une lentille cylindrique convergente ( $f = 25\text{mm}$ ) pour former une nappe laser passant entre les deux électrodes. Chaque tête du laser est cadencée à 3 500 Hz. Le délai entre les deux pulses laser d'un doublet est ajusté à 20  $\mu\text{m}$  afin de garantir un déplacement optimal des gouttelettes

d'ensemencement dans la fenêtre d'interrogation. Les doublets d'images sont enregistrés avec une caméra rapide Fastcam SA5 équipée d'un objectif Tamron 90 mm, ouverture  $f/4$  et d'une bague-allonge macro Nikon PK13-27.5. La résolution des images est fixée à  $1024 \times 1024 \text{ pixels}^2$  et implique un grandissement de  $26.9 \mu\text{m}/\text{pixel}$ . La région d'intérêt correspond environ à un quart de la propagation de la flamme (*figure G-1*).

### G.1.2. Post-traitement des images de tomographie

A partir de chaque première image du doublet, le front de flamme instantané est défini comme la limite entre la région lumineuse correspondant aux gaz frais et la région sombre correspondant aux gaz brûlés (*figure G-1*). Le post-traitement des images de tomographie consiste à soustraire une image de fond et à corriger la non-uniformité de la nappe laser. Les contours de flamme sont ensuite détectés après seuillage et binarisation des images instantanées. Enfin, un filtre spatial passe-bas d'échelle de coupure  $0.05 \text{ mm}$  est appliqué sur les contours obtenus afin de supprimer le bruit de pixellisation.

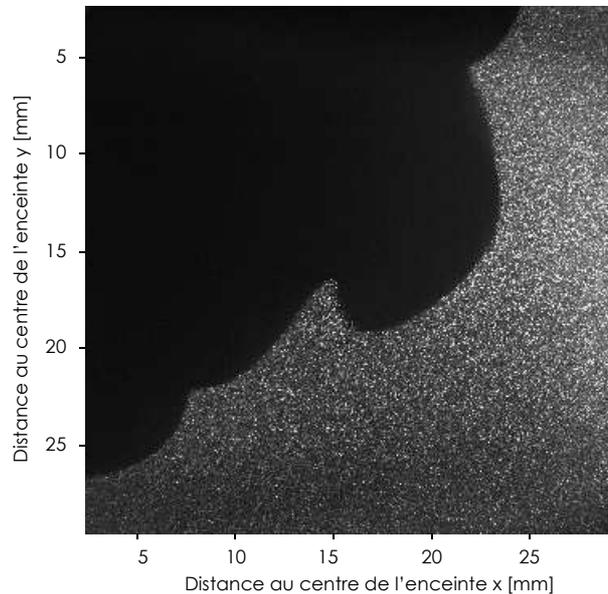


FIG. G-1. Exemple d'image de tomographie par diffusion de Mie avant post-traitement ( $P_i = 1 \text{ bar}$ ,  $T_i = 423 \text{ K}$ ,  $\phi = 1.0$ ,  $\omega = 4\,000 \text{ rpm}$ ,  $\Delta t = 8.9 \text{ ms}$  après allumage)

### G.1.3. Post-traitement des images PIV

Les champs de vitesse des composantes  $U$  suivant  $x$  et  $V$  suivant  $y$  sont déduits des doublets d'images en utilisant le logiciel *Insight-4G<sup>TM</sup>*. La taille des fenêtres d'interrogation est fixée à  $16 \times 16 \text{ pixels}^2$ , soit  $430 \times 430 \mu\text{m}^2$  avec une superposition de 50 %.

Afin d'évaluer l'évolution de l'intensité de la turbulence devant le front de flamme, l'idée est d'estimer les fluctuations de vitesse rms à différentes distances du front de flamme à partir des images PIV. Cette étude est menée pour les conditions suivantes :  $P_i = 1 \text{ bar}$ ,  $T_i = 423 \text{ K}$ ,  $\phi = 1.0$  et  $1.3$ , et  $\omega = 4\,000 \text{ rpm}$ , dans la région où la turbulence est homogène et isotrope ( $\pm 20 \text{ mm}$  du centre de l'enceinte).

Bradley et al. [27] s'appuient sur des travaux de Lawes [118] utilisant des mesures LDV pour conclure quant à l'évolution de l'intensité de la turbulence devant le front de flamme.

Cette démarche est discutable. En effet, à partir de mesures LDV à une position donnée  $(X_0, Y_0)$ , les fluctuations de vitesse rms  $u'$  et  $v'$  sont définies par :

$$u'(X_0, Y_0) = \langle (U(X_0, Y_0, t) - \overline{U(X_0, Y_0)})^2 \rangle \quad (G-1)$$

et 
$$v'(X_0, Y_0) = \langle (V(X_0, Y_0, t) - \overline{V(X_0, Y_0)})^2 \rangle \quad (G-2)$$

où  $\overline{U(X_0, Y_0)}$  et  $\overline{V(X_0, Y_0)}$  sont les moyennes temporelles des deux composantes  $U$  et  $V$  à la position  $(X_0, Y_0)$ . A cause de la progression rapide du front de flamme et de la fréquence d'acquisition limitée des mesures LDV, la détermination de  $\overline{U(X_0, Y_0)}$  et  $\overline{V(X_0, Y_0)}$  à proximité immédiate du front de flamme ne peut prendre en compte qu'un petit nombre d'échantillons et est donc nécessairement biaisée.

Afin de contourner ce problème, une nouvelle approche est proposée pour déterminer les fluctuations de vitesse rms à partir de mesures PIV. Soit  $\mathcal{C}$  l'ensemble des points  $(x_i, y_i)$  situés dans les gaz frais à une distance fixe  $d$  du front de flamme, suivant une direction normale.  $i$  varie de 1 à  $n$ , où  $n$  est le nombre de points le long de la ligne  $\mathcal{C}$ . La figure G-2 présente des exemples de lignes  $\mathcal{C}$ , espacées de 0.5 mm, le long desquelles sont calculées les fluctuations de vitesse rms  $u'$  et  $v'$ .

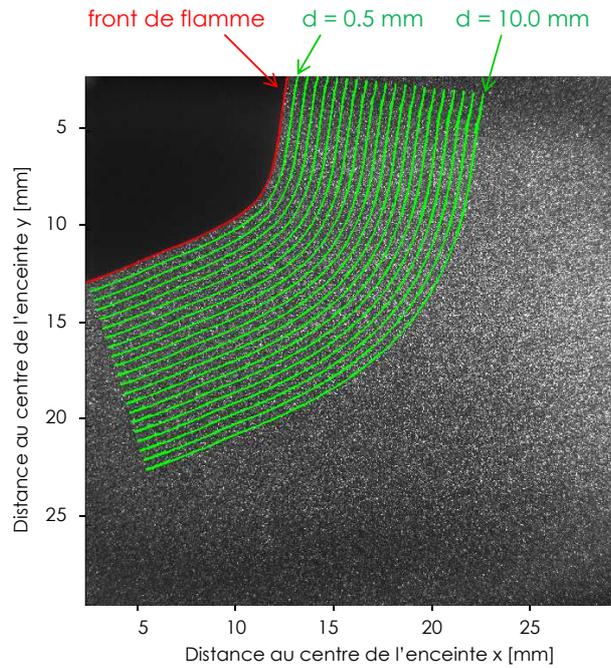


FIG. G-2. Représentation du front de flamme (en rouge) et des contours  $\mathcal{C}$  (en vert) utilisés pour la détermination des fluctuations de vitesse rms ( $P_i = 1\text{ bar}$ ,  $T_i = 423\text{ K}$ ,  $\phi = 1.0$ ,  $\omega = 4\,000\text{ rpm}$ ,  $\Delta t = 5.4\text{ ms}$  après allumage)

Les fluctuations de vitesse rms  $u'$  et  $v'$  sont alors définies comme les moyennes quadratiques des écarts entre les vitesses instantanées et les moyennes spatiales des vitesses  $U$  et  $V$  le long d'une ligne  $\mathcal{C}$  à l'instant  $t_0$ . L'utilisation des moyennes spatiales le long d'une ligne  $\mathcal{C}$  à la place des moyennes temporelles pour la détermination de  $u'$  (ou  $v'$ ) fait appel à l'hypothèse d'ergodicité et à l'indépendance statistique des vitesses  $U$  (ou  $V$ ) le long d'une ligne  $\mathcal{C}$ . En effet, la taille des plus grosses structures tourbillonnaires de l'écoulement est de l'ordre de 3.4 mm, c'est-à-dire environ 3 à 10 fois plus petite que la longueur d'une ligne  $\mathcal{C}$ .

Les fluctuations de vitesses rms  $u'$  et  $v'$  sont alors définies par :

$$u'(t_0) = \langle (U(x_i, y_i, t_0) - \overline{U_C(t_0)})^2 \rangle \quad (G-3)$$

et

$$v'(t_0) = \langle (V(x_i, y_i, t_0) - \overline{V_C(t_0)})^2 \rangle \quad (G-4)$$

où  $\overline{U_C(t_0)}$  et  $\overline{V_C(t_0)}$  sont les valeurs moyennes des deux composantes de vitesse  $U$  et  $V$  sur la ligne  $\mathcal{C}$  à l'instant  $t_0$  :

$$\overline{U_C(t_0)} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n U(x_i, y_i, t_0) \quad (G-5)$$

et

$$\overline{V_C(t_0)} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n V(x_i, y_i, t_0) \quad (G-6)$$

## G.2. Résultats

Lorsque la flamme se propage, les gaz frais devant le front de flamme sont accélérés à cause de l'expansion thermique des gaz brûlés. Cette accélération dépend de l'orientation locale et du déplacement local du front de flamme. Ainsi, les valeurs des deux composantes de vitesse  $U$  et  $V$  dépendent fortement de la position du point considéré le long du contour  $\mathcal{C}$ . Par exemple, la valeur de la composante de vitesse  $U$  est beaucoup plus faible en un point situé sous la flamme  $(0, y_i)$  qu'en un point situé à droite du front de flamme  $(x_i, 0)$  (figure G-3). Les fluctuations de vitesse rms des composantes  $U$  et  $V$ , calculées à partir des équations (G-5) et (G-6), sont donc inévitablement biaisées et ne sont pas appropriées pour quantifier l'effet du front de flamme sur l'intensité de la turbulence.

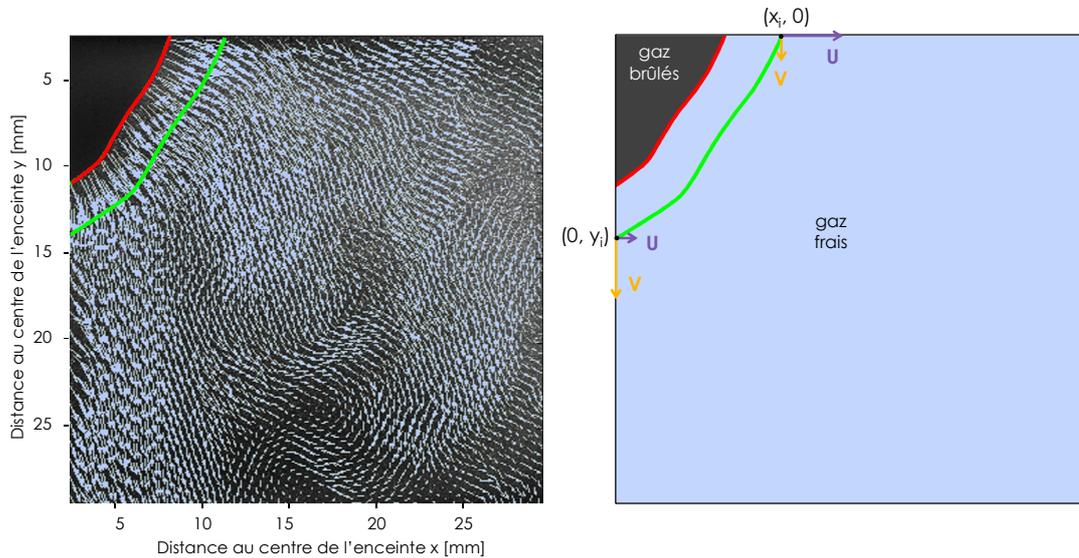


FIG. G-3. Représentation des composantes de vitesse  $U$  et  $V$  aux points  $(0, y_i)$  et  $(x_i, 0)$

Pour pallier à ce problème, l'approche développée ci-dessous consiste à évaluer les fluctuations rms, notées  $N'$ , de la norme de la vitesse des gaz frais  $\vec{N} = \vec{U} + \vec{V}$ , à la place des fluctuations rms des composantes  $U$  et  $V$ . La première étape dans ce raisonnement est de s'assurer que  $N'$  peut être utilisée pour caractériser l'écoulement turbulent dans l'enceinte.

Ainsi,  $N$  et  $N'$  sont déterminées à partir des mesures temporelles LDV et PIV effectuées dans la *partie 2*, sans combustion. La *figure G-4* montre l'évolution des fluctuations de vitesse rms  $u'$ ,  $v'$  et  $N'$ , calculées à partir des mesures LDV au centre de l'enceinte, en fonction de la vitesse de rotation des ventilateurs. Les valeurs de  $N'$  déterminées à partir des champs PIV sont également ajoutées sur ce graphe. Cette figure permet de mettre en évidence que, même si les fluctuations de vitesse rms  $N'$  sont significativement plus faibles que les fluctuations rms  $u'$  et  $v'$ ,  $N'$  évolue linéairement avec la vitesse de rotation des ventilateurs et peut donc être utilisée pour caractériser l'intensité de la turbulence de l'écoulement.

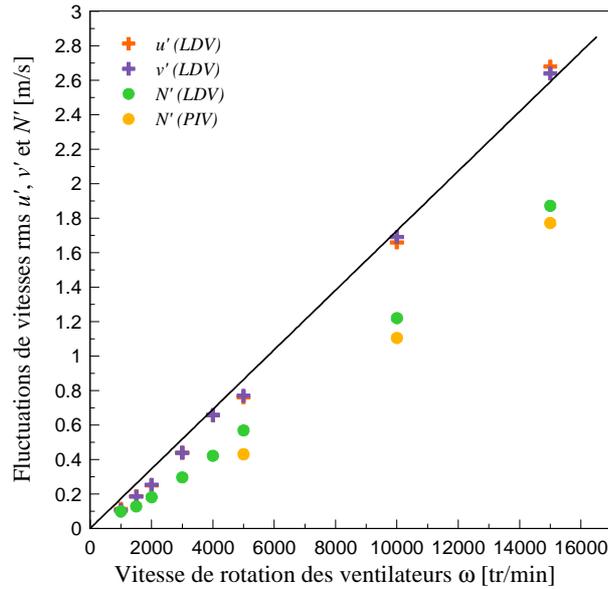


FIG. G-4. Fluctuations de vitesse rms  $u'$ ,  $v'$  et  $N'$  déterminées à partir des mesures LDV et PIV (écoulement non-réactif)

Ainsi, l'écoulement turbulent dans les gaz frais devant le front de flamme est maintenant caractérisé par les fluctuations de vitesse rms  $N'$ . Similairement aux équations (G-3) et (G-4),  $N'$  est déterminée à partir de la vitesse moyenne  $\bar{N}$  sur la ligne  $\mathcal{C}$  définie par l'ensemble des points  $(x_i, y_i)$  à l'instant  $t_0$  :

$$N'(t_0) = \langle (N(x_i, y_i, t_0) - \overline{N_{\mathcal{C}}(t_0)})^2 \rangle \quad (G-7)$$

A partir d'un champ instantané bidimensionnel de la vitesse  $N$ ,  $N'$  peut être calculée pour plusieurs ensembles de points correspondant à différentes distances  $d$  du front de flamme (cf. *figure G-2*). On obtient ainsi une évolution des fluctuations de vitesse  $N'$  en fonction de la distance  $d$ , à un instant  $t_0$ . Afin d'obtenir une évolution plus représentative de  $N'$  en fonction de  $d$ , une évolution moyenne est déterminée à partir de différentes images instantanées prises au cours de la propagation de la flamme (correspondant donc à différents instants  $t$ ). Seuls les contours  $\mathcal{C}$  situés dans la région où la turbulence est homogène et isotrope sont considérés. Enfin, une moyenne d'ensemble est déterminée à partir de 20 tirs différents. L'évolution moyenne  $N' = f(d)$  ainsi obtenue est représentée sur la *figure G-5*. Les évolutions  $N' = f(d)$  correspondant aux 20 tirs utilisés y sont aussi représentées.

Bien que l'évolution moyenne des fluctuations de vitesse rms  $N'$  reste globalement constante en fonction de la distance  $d$  au front de flamme, les évolutions  $N' = f(d)$  présentent une

déviations tir à tir importante. Il apparaît donc difficile de conclure rigoureusement quant aux effets du front de flamme sur la turbulence dans les gaz frais à proximité immédiate de la flamme.

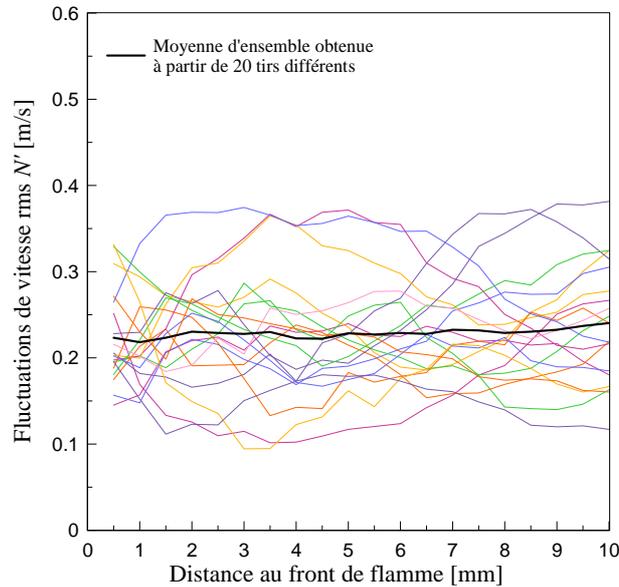


FIG. G-5. Moyenne d'ensemble de l'évolution des fluctuations de vitesse rms  $N'$  en fonction de la distance  $d$  au front de flamme (ligne noire). Les lignes en couleur correspondent aux moyennes obtenues pour chaque tir à partir de l'ensemble des images pendant la propagation ( $P_i = 1\text{ bar}$ ,  $T_i = 423\text{ K}$ ,  $\phi = 1.0$ ,  $\omega = 4\ 000\text{ rpm}$ )

Les déviations tir à tir observées à la figure G-5 pourraient être attribuées aux effets de la courbure sur le déplacement du front de flamme. Afin d'évaluer cette hypothèse, la même étude a donc été également effectuée pour un mélange réactif de richesse  $\phi = 1.3$ . Dans les conditions thermodynamiques de référence étudiées ici ( $P_i = 1\text{ bar}$  et  $T_i = 423\text{ K}$ ), cette richesse correspond à une longueur de Markstein nulle, c'est-à-dire à un nombre de Lewis  $Le$  proche de l'unité. Cette condition permet alors de s'affranchir des effets liés aux instabilités thermo-diffusives et aux effets de courbure sur la vitesse de propagation de la flamme. Les résultats obtenus pour  $Le = 1$  ( $\phi = 1.3$ ), en termes d'évolution de  $N'$  en fonction de la distance  $d$ , sont similaires aux résultats obtenus pour  $Le > 1$  ( $\phi = 1.0$ ) et la même variabilité tir à tir est observée. Les propriétés physico-chimiques du front de flamme ne sont donc vraisemblablement pas à l'origine des disparités observées au niveau des évolutions  $N' = f(d)$  sur la figure G-5.

### G.3. Conclusion

Cette étude montre la difficulté de mesurer expérimentalement l'intensité de la turbulence dans les gaz frais devant le front de flamme. Les résultats obtenus ici ne permettent pas encore de confirmer ou de contredire l'hypothèse de génération de turbulence par la flamme dans les gaz frais, mais apportent une piste d'étude possible pour répondre à cette question. L'utilisation de fenêtres d'interrogation adaptatives le long du front de flamme [123] pourrait également être envisagée pour évaluer de manière plus exacte l'intensité de la turbulence devant le front de flamme.

# REFERENCES

---

Bibliographie



- [1] Abdel-Gayed R. G., Al-Khishali K. J. and Bradley D., *Turbulent burning velocities and flame straining in explosions*, Proceedings of the Royal Society of London Series A, 391, 1801 (1984), pp. 393-414.
- [2] Abdel-Gayed R. G., Bradley D., Hamid M. N. and Lawes M., *Lewis number effects on turbulent burning velocity*, Symposium (International) on Combustion, 20, 1 (1985), pp. 505-512.
- [3] Abdel-Gayed R. G., Bradley D. and Lawes M., *Turbulent burning velocities: a general correlation in terms of straining rates*, Proceedings of the Royal Society of London Series A, 414, 1847 (1987), pp. 389-413.
- [4] Abraham J., Williams F. A. and Bracco F. V., *Discussion of turbulent flame structure in premixed charges*, SAE paper, 850345, (1985).
- [5] Adams F. W., Eaton J. K. and Johnston J. P., *An examination of velocity bias in a highly turbulent separated flow*, 2nd Symposium on Applications of Laser Doppler Anemometry to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, 1984.
- [6] Addabbo R., Bechtold J. K. and Matalon M., *Wrinkling of spherically expanding flames*, Proceedings of the Combustion Institute, 29, 2 (2002), pp. 1527-1535.
- [7] Akindele O. O., Bradley D., Mak P. W. and McMahon M., *Spark ignition of turbulent gases*, Combustion and Flame, 47, 0 (1982), pp. 129-155.
- [8] Akkerman V., Chaudhuri S. and Law C. K., *Accelerative propagation and explosion triggering by expanding turbulent premixed flames*, Physical Review Letters, 87, 2 (2013), pp. 023008.
- [9] Aldredge R. C., *The propagation of wrinkled premixed flames in spatially periodic shear flow*, Combustion and Flame, 90, 2 (1992), pp. 121-133.
- [10] Andrews G. E. and Bradley D., *Determination of burning velocities : a critical review*, Combustion and Flame, 18, 133-153 (1972).
- [11] Babkin V. S., V'Yun A. V. and Kozachenko L. S., *Determination of burning velocity from the pressure record in a constant-volume bomb*, Combustion, Explosion, and Shock Waves, 3, 3 (1967), pp. 221-225.
- [12] Barlow R. S., *Laser diagnostics and their interplay with computations to understand turbulent combustion*, Proceedings of the Combustion Institute, 31, 1 (2007), pp. 49-75.
- [13] Barlow R. S. and Carter C. D., *Raman/Rayleigh/LIF measurements of nitric oxide formation in turbulent hydrogen jet flames*, Combustion and Flame, 97, 3-4 (1994), pp. 261-280.
- [14] Baum M., Poinot T., Haworth D. and Darabiha N., *Direct numerical simulation of  $H_2/O_2/N_2$  flames with complex chemistry in two-dimensional turbulent flows*, Journal of Fluid Mechanics, 281, (1994), pp. 1-32.
- [15] Bechtold J. K. and Matalon M., *The dependence of the Markstein length on stoichiometry*, Combustion and Flame, 127, (2001), pp. 1906-1913.
- [16] Betchov R., *On the fine structure of turbulent flows*, Journal of Fluid Mechanics, 3, 2 (1957), pp. 205-216.
- [17] Bilger R. W., *The structure of turbulent nonpremixed flames*, Symposium (International) on Combustion, 22, 1 (1989), pp. 475-488.

- [18] Birouk M., Sarh B. and Gökalp I., *An Attempt to Realize Experimental Isotropic Turbulence at Low Reynolds Number*, Flow, Turbulence and Combustion, 70, 1-4 (2003), pp. 325-348.
- [19] Bonhomme A., Selle L. and Poinso T., *Curvature and confinement effects for flame speed measurements in laminar spherical and cylindrical flames*, Combustion and Flame, 160, 7 (2013), pp. 1208-1214.
- [20] Booschaart K. J., *Analysis of the heat flux method for measuring burning velocities*, Ph.D. thesis, Technische Universiteit Eindhoven, The Netherlands, 2002.
- [21] Borghi R. and Destriau M., *La combustion et les flammes*, Editions Technip, Paris, 1995.
- [22] Borghi R. and Escudie D., *Assessment of a theoretical model of turbulent combustion by comparison with a simple experiment*, Combustion and Flame, 56, 2 (1984), pp. 149-164.
- [23] Bos W. J. T., Shao L. and Bertoglio J.-P., *Spectral imbalance and the normalized dissipation rate of turbulence*, Physics of Fluids, 19, 045101 (2007).
- [24] Boyer L., *Laser tomographic method for flame front movement studies*, Combustion and Flame, 39, 3 (1980), pp. 321-323.
- [25] Bradley D., *How fast can we burn?*, Symposium (International) on Combustion, 24, 1 (1992), pp. 247-262.
- [26] Bradley D., Gaskell P. H. and Gu X. J., *Burning velocities, markstein lengths, and flame quenching for spherical methane-air flames: A computational study*, Combustion and Flame, 104, 1-2 (1996), pp. 176-198.
- [27] Bradley D., Haq M. Z., Hicks R. A., Kitagawa T., Lawes M., Sheppard C. G. W. and Woolley R., *Turbulent burning velocity, burned gas distribution, and associated flame surface definition*, Combustion and Flame, 133, 4 (2003), pp. 415-430.
- [28] Bradley D., Hicks R. A., Lawes M., Sheppard C. G. W. and Woolley R., *The measurement of laminar burning velocities and markstein numbers for iso-octane-air and iso-octane-n-heptane-air mixtures at elevated temperatures and pressures in an explosion bomb*, Combustion and Flame, 115, 1-2 (1998), pp. 126-144.
- [29] Bradley D., Lau A. K. C. and Lawes M., *Flame stretch rate as a determinant of turbulent burning velocity*, Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A, 338, 1650 (1992), pp. 359-387.
- [30] Bradley D., Lawes M. and Mansour M. S., *Explosion bomb measurements of ethanol-air laminar gaseous flame characteristics at pressures up to 1.4 MPa*, Combustion and Flame, 156, 7 (2009), pp. 1462-1470.
- [31] Bradley D., Lawes M. and Mansour M. S., *Correlation of turbulent burning velocities of ethanol-air, measured in a fan-stirred bomb up to 1.2 MPa*, Combustion and Flame, 158, 1 (2011), pp. 123-138.
- [32] Bradley D., Lawes M. and Mansour M. S., *The problems of the turbulent burning velocity*, Flow Turbulence Combustion, 87, (2011), pp. 191-204.
- [33] Bradley D. and Mitcheson A., *Mathematical solutions for explosions in spherical vessels*, Combustion and Flame, 26, 0 (1976), pp. 201-217.

- [34] Bray K. N. C., *The challenge of turbulent combustion*, Proceedings of the Combustion Institute, 26, (1996), pp. 1-26.
- [35] Broustail G., Seers P., Halter F., Moréac G. and Mounaim-Rousselle C., *Experimental determination of laminar burning velocity for butanol and ethanol iso-octane blends*, Fuel, 90, 1 (2011), pp. 1-6.
- [36] Buchhave P., *Biasing errors in individual particle measurements with the LDA-counter signal processor*, Proceedings of the LDA Symposium, Copenhagen, Denmark, 1975, pp. 258-278.
- [37] Burattini P., Lavoie P. and Antonia R. A., *On the normalized turbulent energy dissipation rate*, Physics of Fluids, 17, 098103 (2005).
- [38] Burke M. P., Chen Z., Ju Y. and Dryer F. L., *Effect of cylindrical confinement on the determination of laminar flame speeds using outwardly propagating flames*, Combustion and Flame, 156, 4 (2009), pp. 771-779.
- [39] Candel S. M. and Poinso T. J., *Flame Stretch and the Balance Equation for the Flame Area*, Combustion Science and Technology, 70, 1-3 (1990), pp. 1-15.
- [40] Chaudhuri S., Akkerman V. y. and Law C. K., *Spectral formulation of turbulent flame speed with consideration of hydrodynamic instability*, Physical Review E: Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics, 84, 2, 026322 (2011).
- [41] Chaudhuri S., Wu F. and Law C. K., *Scaling of turbulent flame speed for expanding flames with Markstein diffusion considerations*, Physical Review E: Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics, 88, 033005 (2013).
- [42] Chaudhuri S., Wu F., Zhu D. and Law C. K., *Flame speed and self similar propagation of expanding turbulent premixed flames*, Physical review Letters, 108, 044503 (2012).
- [43] Chen J. H., Echehki T. and Kollmann W., *The mechanism of two dimensional pocket formation in lean premixed methane-air flames with implications to turbulent combustion*, Combustion and Flame, 116, (1999), pp. 15-48.
- [44] Chen Z., Burke M. P. and Ju Y., *Effects of compression and stretch on the determination of laminar flame speeds using propagating spherical flames*, Combustion Theory and Modelling, 13, 2 (2009), pp. 343-364.
- [45] Chen Z. and Ju Y., *Theoretical analysis of the evolution from ignition kernel to flame ball and planar flame*, Combustion Theory and Modelling, 11, 3 (2007), pp. 427-453.
- [46] Cheng R. K., *Velocity and scalar characteristics of premixed turbulent flames stabilized by weak swirl*, Combustion and Flame, 101, 1-2 (1995), pp. 1-14.
- [47] Cheng R. K. and Shepherd I. G., *Interpretation of Conditional Statistics in Open Oblique Premixed Turbulent Flames*, Combustion Science and Technology, 49, 1-2 (1986), pp. 17-40.
- [48] Chung S. H. and Law C. K., *An invariant derivation of flame stretch*, Combustion and Flame, 55, 1 (1984), pp. 123-125.
- [49] Clavin P., *Dynamic behavior of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows*, Progress in Energy and Combustion Science, 11, 1 (1985), pp. 1-59.

- [50] Clavin P. and Williams F. A., *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*, Journal of Fluid Mechanics, 116, (1982), pp. 251-282.
- [51] Craya A., *Contribution à l'analyse de la turbulence associée à des vitesses moyennes*, Publications Scientifiques et Techniques du Ministère de l'air, 345, (1958).
- [52] Creta F. and Matalon M., *Strain rate effects on the nonlinear development of hydrodynamically unstable flames*, Proceedings of the Combustion Institute, 33, (2011), pp. 1087-1094.
- [53] Dahoe A. E., Skjold T., Roekaerts D. J. E. M., Pasman H. J., Eckhoff R. K., Hanjalic K. and Donze M., *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 Turbulence Combustion, 91, (2013), pp. 281-317.
- [54] Damköhler G., *Der Einfluß der Turbulenz auf die Flammengeschwindigkeit*, Zeitschrift für Elektrochemie und angewandte physikalische Chemie, 46, 11 (1940), pp. 601-626.
- [55] Daniele S., Jansohn P., Mantzaras J. and Boulouchos K., *Turbulent flame speed for syngas at gas turbine relevant conditions*, Proceedings of the Combustion Institute, 33, 2 (2011), pp. 2937-2944.
- [56] Darrieus G., *Propagation d'un front de flamme. Essai de théorie des vitesses anormales de déflagration par développement spontané de turbulence*, Congrès de Mécanique Appliquée (unpublished work), Paris, 1945.
- [57] Davis S. G. and Law C. K., *Laminar flame speeds and oxidation kinetics of iso-octane-air and n-heptane-air flames*, Symposium (International) on Combustion, 27, 1 (1998), pp. 521-527.
- [58] De Goey L. P. H., Plessing T., Hermanns R. T. E. and Peters N., *Analysis of the flame thickness of the turbulent flamelets in the thin reaction zones regime*, Proceedings of the Combustion Institute, 30, (2004).
- [59] De Goey L. P. H., van Maaren A. and Quax R. M., *Stabilization of adiabatic premixed laminar flames on a flat flame burner*, Combustion Science and Technology, 92, (1993), pp. 201-207.
- [60] de Jong J., Cao L., Woodward S. H., Salazar J. P. L. C., Collins L. R. and Meng H., *Dissipation rate estimation from PIV in zero-mean isotropic turbulence*, Experiments in Fluids, 46, 3 (2009), pp. 499-515.
- [61] Dinkelacker F., *Experimental validation of flame regimes for highly turbulent premixed flames*, Proceedings of the European Combustion Meeting, Orléans, France 2003, pp. 158-163.
- [62] Donoho D. and Jonhstone I., *Ideal spatial adaptation by wavelet shrinkage*, Biometrika, 81, 3 (1994), pp. 425-455.
- [63] Doppler C., *On the colored light of double stars and some other heavenly bodies*, (1842).
- [64] Driscoll J. F., *Turbulent premixed combustion: Flamelet structure and its effect on turbulent burning velocities*, Progress in Energy and Combustion Science, 34, 1 (2008), pp. 91-134.

- [65] Duclos J. M., Veynante D. and Poinso T., *A comparison of flamelet models for premixed turbulent combustion*, Combustion and Flame, 95, 1–2 (1993), pp. 101-117.
- [66] Dudderar T. D. and Simpkins P. G., *Laser speckle photography in a fluid medium*, Nature, 270, 5632 (1977), pp. 45-47.
- [67] Echekki T. and Chen J. H., *Unsteady strain rate and curvature effects in turbulent premixed methane-air flames*, Combustion and Flame, 106, 1-2 (1996), pp. 184-202.
- [68] Eisazadeh-Far K., Parsinejad F., Metghalchi H. and Keck J. C., *On flame kernel formation and propagation in premixed gases*, Combustion and Flame, 157, 12 (2010), pp. 2211-2221.
- [69] Fairweather M., Ormsby M. P., Sheppard C. G. W. and Woolley R., *Turbulent burning rates of methane and methane-hydrogen mixtures*, Combustion and Flame, 156, 4 (2009), pp. 780-790.
- [70] Fansler T. D. and Groff E. G., *Turbulence characteristics of a fan-stirred combustion vessel*, Combustion and Flame, 80, 3-4 (1990), pp. 350-354.
- [71] Filatyev S. A., Driscoll J. F., Carter C. D. and Donbar J. M., *Measured properties of turbulent premixed flames for model assessment, including burning velocities, stretch rates, and surface densities*, Combustion and Flame, 141, 1–2 (2005), pp. 1-21.
- [72] Foucaut J.-M., Carlier J. and Stanislas M., *PIV optimization for the study of turbulent flow using spectral analysis*, Measurement Science and Technology, 15, (2004), pp. 1046-1058.
- [73] Freeh J. E., Kumar K., Huang Y. and Sung C. J., *Laminar flame speeds of preheated iso-octane/air and n-decane/air flames using digital particle image velocimetry*, 40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, 2004-3709, (2004).
- [74] Fuchs W., Nobach H. and Tropea C., *Laser Doppler anemometry data simulation - Application to investigate the accuracy of statistical estimators*, AIAA Journal, 32, 9 (1994), pp. 1883-1889.
- [75] Galmiche B., Halter F. and Foucher F., *Effects of high pressure, high temperature and dilution on laminar burning velocities and Markstein lengths of iso-octane/air mixtures*, Combustion and Flame, 159, 11 (2012), pp. 3286-3299.
- [76] Galmiche B., Halter F. and Foucher F., *Experimental investigations for turbulent premixed flame analysis*, 11th International Conference on Engines & Vehicles, Capri, Italy, 2013.
- [77] Galmiche B., Mazellier N., Halter F. and Foucher F., *Turbulence characterization of a high-pressure high-temperature fan-stirred combustion vessel using LDV, PIV, and TR-PIV measurements*, Experiments in Fluids, 55, 1:1636 (2014).
- [78] Glassman I., *Combustion*, 3rd ed., Academic Press, San Diego, CA, 1996.
- [79] Goepfert C., Marié J.-L., Chareyron D. and Lance M., *Characterization of a system generating a homogeneous isotropic turbulence field by free synthetic jets*, Experiments in Fluids, 48, 5 (2010), pp. 809-822.

- [80] Gökalp I., *An evaluation of the Klimov-Williams criterion*, Combustion and Flame, 67, (1987), pp. 111-119.
- [81] Goodwin D. G., *Cantera code site*, in code.google.code/p/cantera, ed.
- [82] Gülder Ö. L., *Correlations of laminar combustion data for alternative S.I. engine fuels*, SAE paper, 8, 841000 (1984), pp. 1-23.
- [83] Gülder Ö. L., *Turbulent premixed flame propagation models for different combustion regimes*, Symposium (International) on Combustion, 23, 1 (1991), pp. 743-750.
- [84] Halter F., Tahtouh T. and Mounaïm-Rousselle C., *Nonlinear effects of stretch on the flame front propagation*, Combustion and Flame, 157, 10 (2010), pp. 1825-1832.
- [85] Haq M. Z., Sheppard C. G. W., Woolley R., Greenhalgh D. A. and Lockett R. D., *Wrinkling and curvature of laminar and turbulent premixed flames*, Combustion and Flame, 131, 1-2 (2002), pp. 1-15.
- [86] Harworth D. and Poinso T., *Numerical simulations of Lewis number effects in turbulent premixed flames*, Journal of Fluid Mechanics, 244, (1992), pp. 405-436.
- [87] Herrmann K. and Boulouchos K., *Nitric oxide detection in turbulent premixed methane/air flames*, Proceedings of the Combustion Institute, 30, 1 (2005), pp. 1517-1525.
- [88] Heywood J. B., *Internal combustion engine fundamentals*, McGraw-Hill, New-York, 1988.
- [89] Hill P. G. and Hung J., *Laminar burning velocities of stoichiometric mixtures of methane with propane and ethane additives*, Combustion Science and Technology, 60, (1988), pp. 7-30.
- [90] Hinze J. O., *Turbulence*, 2nd ed., McGraw-Hill, 1975.
- [91] Howarth L. and Karman T., *On the statistical theory of isotropic turbulence*, Proceedings of the Royal Society Gottingen Nachrichte, A164, 917 (1938), pp. 192-215.
- [92] Huang Y., Sung C. J. and Eng J. A., *Laminar flame speeds of primary reference fuels and reformer gas mixtures*, Combustion and Flame, 139, 3 (2004), pp. 239-251.
- [93] Hult J., Meier U., Meier W., Harvey A. and Kaminski C. F., *Experimental analysis of local flame extinction in a turbulent jet diffusion flame by high repetition 2-D laser techniques and multi-scalar measurements*, Proceedings of the Combustion Institute, 30, 1 (2005), pp. 701-709.
- [94] Hwang W. and Eaton J., *Creating homogeneous and isotropic turbulence without a mean flow*, Experiments in Fluids, 36, 3 (2004), pp. 444-454.
- [95] Jarosinski J., *The thickness of laminar flames*, Combustion and Flame, 56, 3 (1984), pp. 337-342.
- [96] Jerzembeck S., Peters N., Pepiot-Desjardins P. and Pitsch H., *Laminar burning velocities at high pressure for primary reference fuels and gasoline: Experimental and numerical investigation*, Combustion and Flame, 156, 2 (2009), pp. 292-301.

- [97] Jones W. P. and Whitelaw J. H., *Modelling and measurements in turbulent combustion*, Symposium (International) on Combustion, 20, 1 (1985), pp. 233-249.
- [98] Kawahara N., Tomita E. and Sakata Y., *Auto-ignited kernels during knocking combustion in a spark-ignition engine*, Proceedings of the Combustion Institute, 31, 2 (2007), pp. 2999-3006.
- [99] Kee R. J., Rupley F. M. and Miller J. A., *Chemkin-II: A Fortran chemical kinetics package for the analysis of gas phase chemical kinetics*, Report No. SAND89-8009B, Sandia National Laboratories, (1989).
- [100] Kelley A. P. and Law C. K., *Nonlinear effects in the extraction of laminar flame speeds from expanding spherical flames*, Combustion and Flame, 156, 9 (2009), pp. 1844-1851.
- [101] Kelley A. P., Liu W., Xin Y. X., Smallbone A. J. and Law C. K., *Laminar flame speeds, non-premixed stagnation ignition, and reduced mechanisms in the oxidation of iso-octane*, Proceedings of the Combustion Institute, 33, 1 (2011), pp. 501-508.
- [102] Kerstein A. R., *Pair-exchange model of turbulent premixed flame propagation*, Symposium (International) on Combustion, 21, 1 (1988), pp. 1281-1289.
- [103] Kerstein A. R., *Turbulence in combustion processes: Modeling challenges*, Proceedings of the Combustion Institute, 29, 2 (2002), pp. 1763-1773.
- [104] Kitagawa T., Nakahara T., Maruyama K., Kado K., Hayakawa A. and Kobayashi S., *Turbulent burning velocity of hydrogen-air premixed propagating flames at elevated pressures*, International Journal of Hydrogen Energy, 33, 20 (2008), pp. 5842-5849.
- [105] Knop V., Michel J.-B. and Colin O., *On the use of a tabulation approach to model auto-ignition during flame propagation in SI engines*, Applied Energy, 88, 12 (2011), pp. 4968-4979.
- [106] Kobayashi H., *Experimental study of high-pressure turbulent premixed flames*, Experimental Thermal and Fluid Science, 26, 2-4 (2002), pp. 375-387.
- [107] Kobayashi H., Kawabata Y. and Maruta K., *Experimental study on general correlation of turbulent burning velocity at high pressure*, Proceedings of the Combustion Institute, 27, 1 (1998), pp. 941-948.
- [108] Kobayashi H., Nakashima T., Tamura T., Maruta K. and Niioka T., *Turbulence measurements and observations of turbulent premixed flames at elevated pressures up to 3.0 MPa*, Combustion and Flame, 108, 1-2 (1997), pp. 104-110.
- [109] Konig G. and Sheppard C. G. W., *End gas autoignition and knock in a spark ignition engine*, SAE paper, 902135, (1990).
- [110] Krawczynski J., Renou B., Danaila L. and Demoulin F., *Small-scale measurements in a partially stirred reactor*, Experiments in Fluids, 40, 5 (2006), pp. 667-682.
- [111] Kumar K., Freeh J. E., Sung C. J. and Huang Y., *Laminar flame speeds of preheated iso-octane/O<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> and n-heptane/O<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> mixtures*, Journal of Propulsion and Power, 23, 2 (2007), pp. 428-436.

- [112] Lachaux T., *Etude des effets de la haute pression sur la structure et la dynamique des flammes turbulentes de prémélange pauvre méthan-air*, Thèse de doctorat, Université d'Orléans, 2004.
- [113] Lachaux T., Halter F., Chauveau C., Gökalp I. and Shepherd I. G., *Flame front analysis of high-pressure turbulent lean premixed methane-air flames*, Proceedings of the Combustion Institute, 30, 1 (2005), pp. 819-826.
- [114] Landau L. D., *On the theory of slow combustion*, Acata Physicochim, URSS 19, (1944), pp. 77-85.
- [115] Landry L., *Etude expérimentale des modes de combustion essence sous forte pression et forte dilution*, Thèse de doctorat, Université d'Orléans, 2009.
- [116] Lavoie P., Avallone G., Gregorio F., Romano G. P. and Antonia R. A., *Spatial resolution of PIV for the measurement of turbulence*, Experiments in Fluids, 43, 1 (2007), pp. 39-51.
- [117] Law C. K., *A compilation of experimental data on laminar burning velocities, Reduced kinetic mechanisms for application in combustion system*, Springer Verlag, Berlin, 1993.
- [118] Lawes M., *Effects of turbulence on combustion in engines*, Ph.D thesis, University of Leeds, 19897.
- [119] Lawes M., Ormsby M. P., Sheppard C. G. W. and Wooley R., *Variation of turbulent burning rate of methane, methanol and iso-octane air mixtures with equivalence ratio at elevated pressure*, Combustion Science and Technology, 177, (2005), pp. 1273-1289.
- [120] Lawes M., Ormsby M. P., Sheppard C. G. W. and Woolley R., *The turbulent burning velocity of iso-octane/air mixtures*, Combustion and Flame, 159, 5 (2012), pp. 1949-1959.
- [121] Lawes M. and Saat A., *Burning rates of turbulent iso-octane aerosol mixtures in spherical flame explosions*, Proceedings of the Combustion Institute, 33, (2011), pp. 2047-2054.
- [122] Lecocq G., Richard S., Michel J.-B. and Vervisch L., *A new LES model coupling flame surface density and tabulated kinetics approaches to investigate knock and pre-ignition in piston engines*, Proceedings of the Combustion Institute, 33, 2 (2011), pp. 3105-3114.
- [123] Lecordier B., *Etude de l'interaction de la propagation d'une flamme prémélangée avec le champ aérodynamique par association de la tomographie laser et de la vélocimétrie par images de particules*, Thèse de doctorat, Université de Rouen, 1997.
- [124] Lesieur, *Turbulence in fluids*, 2nd ed., Kluwer Academic Publishers, 1990.
- [125] Leuckel W., Nastoll W. and Zarzalis N., *Experimental investigation of the influence of turbulence on the transient premixed flame propagation inside closed vessels*, Symposium (International) on Combustion, 23, 1 (1991), pp. 729-734.
- [126] Lewis B. and von Elbe G., *Determination of the speed of flames and the temperature distribution in a spherical bomb from time-pressure explosion records*, Journal of Chemical Physics, 2, (1934), pp. 283-290.

- [127] Lewis B. and von Elbe G., *Combustion, flames and explosions of gases*, 3rd ed., Academic Press, New-York, 1987.
- [128] Linse D., Hasse C. and Durst B., *An experimental and numerical investigation of turbulent flame propagation and flame structure in a turbo-charged direct injection gasoline engine*, *Combustion Theory and Modelling*, 13, 1 (2009), pp. 167-188.
- [129] Lipatnikov A. N. and Chomiak J., *Turbulent flame speed and thickness: phenomenology, evaluation, and application in multi-dimensional simulations*, *Progress in Energy and Combustion Science*, 28, 1 (2002), pp. 1-74.
- [130] Lipatnikov A. N. and Chomiak J., *Molecular transport effects on turbulent flame propagation and structure*, *Progress in Energy and Combustion Science*, 31, 1 (2005), pp. 1-73.
- [131] Lipatnikov A. N. and Chomiak J., *Effects of premixed flames on turbulence and turbulent scalar transport*, *Progress in Energy and Combustion Science*, 36, 1 (2010), pp. 1-102.
- [132] Lipzig J. P. J., Nilsson E. J. K., de Goey L. P. H. and Konnov A. A., *Laminar burning velocities of n-heptane, iso-octane, ethanol and their binary and tertiary mixtures*, *Fuel*, 90, 8 (2011), pp. 2773-2781.
- [133] Liu C. C., Shy S. S., Chen H. C. and Peng M. W., *On interaction of centrally-ignited, outwardly-propagating premixed flames with fully-developed isotropic turbulence at elevated pressure*, *Proceedings of the Combustion Institute*, 33, 1 (2011), pp. 1293-1299.
- [134] Lockett R. D. and Woolley R., *Instabilities and soot formation in high-pressure, rich, iso-octane-air explosion flames: 1. Dynamical structure*, *Combustion and Flame*, 151, 4 (2007), pp. 601-622.
- [135] Maly R. and Vogel M., *Initiation and propagation of flame fronts in lean CH<sub>4</sub>-air mixtures by the three modes of the ignition spark*, *Symposium (International) on Combustion*, 17, 1 (1979), pp. 821-831.
- [136] Mandilas C., Ormsby M. P., Sheppard C. G. W. and Woolley R., *Effects of hydrogen addition on laminar and turbulent premixed methane and iso-octane-air flames*, *Proceedings of the Combustion Institute*, 31, 1 (2007), pp. 1443-1450.
- [137] Markstein G. H., *Experimental and theoretical studies of flame-front stability*, *Journal of the Aeronautical Sciences*, 18, 3 (1951), pp. 199-209.
- [138] Markstein G. H., *Non steady flame propagation*, Advisory Group for Aeronautical Research and Development, North Atlantic Treaty Organization by Pergamon Press, Oxford, 1964.
- [139] Marshall S. P., Taylor S., Stone C. R., Davies T. J. and Cracknell R. F., *Laminar burning velocity measurements of liquid fuels at elevated pressures and temperatures with combustion residuals*, *Combustion and Flame*, 158, 10 (2011), pp. 1920-1932.
- [140] Martz J. B., Middleton R. J., Lavoie G. A., Babajimopoulos A. and Assanis D. N., *A computational study and correlation of premixed isooctane-air laminar reaction front properties under spark ignited and spark assisted compression ignition engine conditions*, *Combustion and Flame*, 158, 6 (2011), pp. 1089-1096.
- [141] Matalon M., *On Flame Stretch*, *Combustion Science and Technology*, 31, 3-4 (1983), pp. 169-181.

- [142] Matalon M. and Matkowsky B. J., *Flames as gasdynamic discontinuities*, Journal of Fluid Mechanics, 124, 239-259 (1982).
- [143] McLaughlin D. K. and Tiedermann W. G. J., *Biasing correction for individual realization of laser anemometer measurements in turbulent flow*, Physics of Fluids A, 16, 2082-2088 (1973).
- [144] Metghalchi M. and Keck J. C., *Burning velocities of mixtures of air with methanol, isooctane, and indolene at high pressure and temperature*, Combustion and Flame, 48, (1982), pp. 191-210.
- [145] Meynart R., *Instantaneous velocity field measurements in unsteady gas flow by speckle velocimetry*, Appl. Opt., 22, 4 (1983), pp. 535-540.
- [146] Mounaïm-Rousselle C., Landry L., Halter F. and Foucher F., *Experimental characteristics of turbulent premixed flame in a boosted Spark-Ignition engine*, Proceedings of the Combustion Institute, 34, 2 (2013), pp. 2941-2949.
- [147] Mueller C. J., Driscoll J. F., Reuss D. L., Drake M. C. and Rosalik M. E., *Vorticity generation and attenuation as vortices convect through a premixed flame*, Combustion and Flame, 112, 3 (1998), pp. 342-358.
- [148] Mueller C. J., Driscoll J. F., Sutkus D. J., Roberts W. L., Drake M. C. and Smooke M. D., *Effect of unsteady stretch rate on OH chemistry during a flame-vortex interaction: To assess flamelet models*, Combustion and Flame, 100, 1-2 (1995), pp. 323-331.
- [149] Müller U. C., Bollig M. and Peters N., *Approximations for burning velocities and markstein numbers for lean hydrocarbon and methanol flames*, Combustion and Flame, 108, 3 (1997), pp. 349-356.
- [150] Otsu N., *A threshold selection method from gray-level histograms*, IEEE Transactions on Systems, Man and Cybernetics, 9, 1 (1979), pp. 62-66.
- [151] Pearson B. R., Krogstad P.-A. and van de Water W., *Measurements of the turbulent energy dissipation rate*, Physics of Fluids, 14, 3 (2002), pp. 1288.
- [152] Peters N., *Laminar flamelet concepts in turbulent combustion*, Proceedings of the Combustion Institute, 21, 1 (1988), pp. 1231-1250.
- [153] Peters N., *The turbulent burning velocity for large-scale and small-scale turbulence*, Journal of Fluid Mechanics, 384, (1999), pp. 107-132.
- [154] Peters N., *Turbulent combustion*, Cambridge University Press, 2000.
- [155] Peters N., Kershgens B. and Paczko G., *Super-Knock Prediction Using a Refined Theory of Turbulence*, SAE paper, 2013-01-1109, (2013).
- [156] Peters N., Wenzel H. and Williams F. A., *Modification of the turbulent burning velocity by gas expansion*, Proceedings of the Combustion Institute, 28, 1 (2000), pp. 235-243.
- [157] Petit J.-M., *Contribution à l'étude de la phase initiale de la combustion en mélange pauvre dans les moteurs à allumage commandé*, Thèse de doctorat, 1995.
- [158] Pfadler S., Leipertz A. and Dinkelacker F., *Systematic experiments on turbulent premixed Bunsen flames including turbulent flux measurements*, Combustion and Flame, 152, 4 (2008), pp. 616-631.
- [159] Piquet J., *Turbulent flows : models and physics*, Springer-Verlag, Berlin, 2010.

- [160] Poinso T., *Using direct numerical simulations to understand premixed turbulent combustion*, Symposium (International) on Combustion, 26, 1 (1996), pp. 219-232.
- [161] Poinso T. and Veynante D., *Theoretical and Numerical Combustion*, 2nd ed., R.T. Edwards, 2005.
- [162] Poinso T., Veynante D. and Candel S., *Diagrams of premixed turbulent combustion based on direct simulation*, Symposium (International) on Combustion, 23, 1 (1991), pp. 613-619.
- [163] Pope S. B., *Computations of turbulent combustion: Progress and challenges*, Symposium (International) on Combustion, 23, 1 (1991), pp. 591-612.
- [164] Pope S. B., *Turbulent flows*, Cambridge University Press, 2000.
- [165] Pope S. B., *Small scales, many species and the manifold challenges of turbulent combustion*, Proceedings of the Combustion Institute, 34, 1 (2013), pp. 1-31.
- [166] Ramond A. and Millan D., *Measurements and treatment of LDA signals, comparison with hot-wire signals*, Experiments in Fluids, 28, 1 (2000), pp. 58-63.
- [167] Ravi S., Peltier S. J. and Petersen E. L., *Analysis of the impact of impeller geometry on the turbulent statistics inside a fan-stirred, cylindrical flame speed vessel using PIV*, Experiments in Fluids, 54, (2013), pp. 1424.
- [168] Ravi S. and Petersen E. L., *Global displacement speeds of methane/air measured in a fan-stirred flame speed vessel*, 24th ICDERS, Taiwan, 2013.
- [169] Saarenrinne P. and Piirto M., *Turbulent kinetic energy dissipation rate estimation from PIV velocity vector fields*, Experiments in Fluids [Suppl.], (2000), pp. S300-S307.
- [170] Schießl R. and Maas U., *Analysis of endgas temperature fluctuations in an si engine by laser-induced fluorescence*, Combustion and Flame, 133, 1-2 (2003), pp. 19-27.
- [171] Selle L., Poinso T. and Ferret B., *Experimental and numerical study of the accuracy of flame-speed measurements for methane/air combustion in a slot burner*, Combustion and Flame, 158, 1 (2011), pp. 146-154.
- [172] Shy S. S., I W. K. and Lin M. L., *A new cruciform burner and its turbulence measurements for premixed turbulent combustion study*, Experimental Thermal and Fluid Science, 20, 3-4 (2000), pp. 105-114.
- [173] Sick V., Hartman M. R., Arpaci V. S. and Anderson R. W., *Turbulent scales in a fan-stirred combustion bomb*, Combustion and Flame, 127, 3 (2001), pp. 2119-2123.
- [174] Sung C. J., Liu J. B. and Law C. K., *On the scalar structure of nonequidiffusive premixed flames in counterflow*, Combustion and Flame, 106, (1996), pp. 168-183.
- [175] Tanaka T. and Eaton J., *A correction method for measuring turbulence kinetic energy dissipation rate by PIV*, Experiments in Fluids, 42, 6 (2007), pp. 893-902.
- [176] Taylor G. I., *Statistical theory of turbulence*, Proceedings of The Royal Society of London, Series A: Mathematical and Physical Sciences, 151, 873 (1935), pp. 421-478.

- [177] Taylor G. I., *The spectrum of turbulence*, Proceedings of The Royal Society of London, Series A: Mathematical and Physical Sciences 164, 919 (1938), pp. 476-490.
- [178] Ternel C., *Contribution au développement de l'allumage par laser pour les moteurs à combustion interne*, Thèse de doctorat, Université de Rouen, 2006.
- [179] Tham Y., Bisetti F. and Chen J.-Y., *Development of a highly reduced mechanism for iso-octane HCCI combustion with targeted search algorithm*, Journal of engineering for gas turbines and power, 130, 4 (2008).
- [180] Turns S. R., *An Introduction to Combustion*, McGraw-Hill, New-York, 1996.
- [181] van Maaren A. and De Goey L. P. H., *Stretch and the adiabatic burning velocity of methane- and propane-air flames*, Combustion Science and Technology, 102, (1994), pp. 309-314.
- [182] van Maaren A., Thung D. S. and De Goey L. P. H., *Measurement of flame temperature and adiabatic burning velocity of methane/air mixtures*, Combustion Science and Technology, 96, (1994), pp. 327-344.
- [183] Varea E., Modica V., Vandel A. and Renou B., *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*, Combustion and Flame, 0 (2012).
- [184] Vervisch L., *Using numerics to help the understanding of non-premixed turbulent flames*, Proceedings of the Combustion Institute, 28, 1 (2000), pp. 11-24.
- [185] Veynante D. and Poinso T., *Effects of pressure gradients on turbulent premixed flames*, Journal of Fluid Mechanics, 353, (1997), pp. 83-114.
- [186] Weiß M., Zarzalis N. and Suntz R., *Experimental study of Markstein number effects on laminar flamelet velocity in turbulent premixed flames*, Combustion and Flame, 154, 4 (2008), pp. 671-691.
- [187] Welch P. D., *The use of Fast Fourier Transform for the estimation of power spectra: a method based on time averaging over short, modified periodograms*, IEEE Transactions on Audio Electroacoustics, AU-15, (1967), pp. 70-73.
- [188] Westbrook C. K., Warnatz J. and Pitz W. J., *A detailed chemical kinetic reaction mechanism for the oxidation of iso-octane and n-heptane over an extended temperature range and its application to analysis of engine knock*, Symposium (International) on Combustion, 22, 1 (1989), pp. 893-901.
- [189] Westerweel J., *Digital particle image velocimetry*, PhD thesis, Delft University, 1993.
- [190] Willert C. E. and Gharib M., *Digital particle image velocimetry*, Experiments in Fluids, 10, (1991), pp. 181-193.
- [191] Williams F. A., *A review of some theoretical considerations of turbulent flame structure*, Agard Conference Proceedings, 164, (1974).
- [192] Williams F. A., *Combustion Theory*, 2nd ed., Perseus Books Reading, Massachusetts, 1985.
- [193] Williams G. C., Hottel H. C. and Scurlock A. C., *Flame stabilization and propagation in high velocity gas streams*, Proceedings of the Combustion Institute, 3, (1949), pp. 21-40.

- [194] Wirth M., Keller P. and Peters N., *A flamelet model for premixed turbulent combustion in SI-engines*, SAE paper, 932646, (1993).
- [195] Yeh Y. and Cummins H., *Localised fluid flow measurements with an He-Ne laser spectrometer*, App. Phys. Lett, (1964), pp. 176-178.
- [196] Zeldovich Y. B., *Theory of combustion and detonation of gases*, Academy of Sciences (in Russian), Moscow, 1944.
- [197] Zhen X., Wang Y., Xu S., Zhu Y., Tao C., Xu T. and Song M., *The engine knock analysis – An overview*, Applied Energy, 92, 0 (2012), pp. 628-636.
- [198] Zhou J. X., Cordier M., Mounaïm-Rousselle C. and Foucher F., *Experimental estimate of the laminar burning velocity of iso-octane in oxygen-enriched and CO<sub>2</sub>-diluted air*, Combustion and Flame, 158, 12 (2011), pp. 2375-2383.





Bénédicte GALMICHE

## Caractérisation expérimentale des flammes laminaires et turbulentes en expansion

### Résumé

Le moteur downsizé à allumage commandé constitue l'une des voies principales explorées par les constructeurs automobiles pour améliorer le rendement et réduire les émissions de dioxyde de carbone des motorisations essence. Il s'agit de combiner une réduction de la cylindrée avec une forte suralimentation afin d'améliorer le rendement du moteur, en particulier à faibles et moyennes charges. Leur mise au point est limitée par l'augmentation des combustions anormales, dont le contrôle par forte dilution peut également entraîner l'apparition de variabilités cycliques importantes. Actuellement, la compréhension des nombreux paramètres intervenant dans l'apparition de ces phénomènes et de leurs interactions, reste encore imparfaite.

Dans ce contexte, l'objectif de ce travail est de contribuer à la compréhension des mécanismes impliqués dans les processus de propagation des flammes turbulentes. Cette étude est réalisée dans une enceinte de combustion sphérique haute pression haute température, équipée de ventilateurs générant une turbulence homogène et isotrope. La première partie de ce travail est consacrée à l'étude de la combustion prémélangée laminaire isooctane/air. Dans un deuxième temps, l'aérodynamique de l'écoulement dans l'enceinte est finement caractérisée par Vélocimétrie Laser Doppler et Vélocimétrie par Images de Particules. Enfin, la propagation des flammes turbulentes est étudiée en termes de vitesse à partir de visualisations par ombroscopie. Une loi unifiée, permettant de décrire la propagation des flammes turbulentes indépendamment des conditions thermodynamiques initiales, de l'intensité de la turbulence et de la nature du mélange réactif est notamment proposée.

Mots clés : Flamme de prémélange en expansion, turbulence homogène et isotrope, vitesse de propagation laminaire et turbulente, mélanges isooctane/air

## Experimental characterization of expanding laminar and turbulent flames

### Abstract

Engine downsizing is a promising way explored for reducing carbon dioxide and pollutant emissions of spark ignition engines. Its principle is to reduce the engine size and to increase its specific power with the use of a turbocharger, especially at middle and high loads. Its development leads to the appearance of abnormal combustions, whose control by a high dilution rate can also lead to important cyclic variabilities. The understanding of the multiple parameters controlling these phenomena and their interactions, is still very limited.

In this context, the present thesis addresses the issue related to the understanding of the mechanisms implied in turbulent flame propagation processes. This study is carried out in a fan-stirred high pressure high temperature spherical combustion vessel where turbulence is homogeneous and isotropic. The first part of this study concerns the study of laminar premixed flames of isooctane/air mixtures. Second, the turbulent flow in the vessel is accurately characterized using Laser Doppler Velocimetry and Particle Image Velocimetry measurements. Then, turbulent flame propagation is investigated in terms of flame velocity using shadowgraph visualizations. A unified scaling law for the turbulent propagation speed is especially proposed, regardless of the thermodynamic initial conditions, the intensity of the turbulence and the nature of the air/fuel mixture.

Keywords : Expanding turbulent flame, homogeneous and isotropic turbulence, laminar and turbulent propagation speed, isooctane/air mixtures



Laboratoire PRISME  
8 rue Léonard de Vinci  
45072 Orléans cedex  
FRANCE

