



**HAL**  
open science

# Etude expérimentale des phénomènes physico-chimiques de l'allumage dans des écoulements laminaires et turbulents

Céline Cardin

► **To cite this version:**

Céline Cardin. Etude expérimentale des phénomènes physico-chimiques de l'allumage dans des écoulements laminaires et turbulents. Milieux fluides et réactifs. INSA de Rouen, 2013. Français. NNT : 2013ISAM0028 . tel-00942320

**HAL Id: tel-00942320**

**<https://theses.hal.science/tel-00942320v1>**

Submitted on 5 Feb 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.

# THÈSE

présentée par

**Céline CARDIN**

Pour l'obtention du grade de

**Docteur de l'Institut National des Sciences Appliquées de Rouen**

Discipline : Physique  
Spécialité : Énergétique  
Laboratoire d'accueil : UMR 6614 CORIA

## **Etude expérimentale des phénomènes physico-chimiques de l'allumage dans des écoulements laminaires et turbulents**

soutenue le 8 novembre 2013

### **Membres du jury :**

#### **Rapporteurs :**

Bénédicte CUENOT Chercheur Sénior, CERFACS, Toulouse  
Christine ROUSSELLE Professeur, Polytech Orléans

#### **Examineurs :**

Marc BELLENOUE Professeur, ENSMA, Poitiers  
Abdelkrim BOUKHALFA Professeur, INSA de Rouen  
Gilles CABOT Maître de conférences, Université de Rouen  
Olivier COLIN Ingénieur de recherche, IFPEN, Paris  
Bruno RENO Professeur, INSA de Rouen  
Laurent ZIMMER Chargé de recherche, EM2C, Paris

#### **Invité :**

Juan-Carlos LARROYA-HUGUET Ingénieur, SNECMA, Paris



---

## Remerciements

Je souhaite remercier l'ensemble des membres du jury : Bénédicte Cuenot et Christine Roussele pour avoir accepté d'être rapporteur de cette thèse, Marc Bellenoue pour avoir présidé ce jury, ainsi que Olivier Colin, Laurent Zimmer et Juan- Carlos Larroya-Huguet pour avoir accepté de faire partie du jury.

Je tiens à remercier Abdelkrim Boukhalfa en tant que directeur de laboratoire, pour m'avoir accueillie au sein du CORIA, où j'ai beaucoup appris au cours de mes trois années de thèse. Je remercie également la Région Haute-Normandie pour m'avoir accordé une bourse de thèse pendant trois ans.

Je remercie mes directeurs de thèse, Bruno Renou, Gilles Cabot et Abdelkrim Boukhalfa pour m'avoir accordé leur confiance en me proposant un sujet de thèse qui m'a passionnée et en m'accueillant dans leur équipe. Je voudrais remercier Abdelkrim Boukhalfa pour son suivi et ses précieux conseils qu'il m'a accordés tout au long de ma thèse. Je suis également très reconnaissante envers Bruno Renou et Gilles Cabot pour leur encadrement, leurs conseils et leur soutien qu'ils m'ont apportés au quotidien et toujours avec une grande gentillesse et disponibilité. Je les remercie pour toute l'aide qu'ils ont pu m'apporter, grâce à leur grande expérience scientifique et leurs qualités pédagogiques.

Je tiens à remercier Gilles Godard et Alexis Vandel pour leur précieuse aide lors de l'installation de mon montage expérimental. Mes remerciements vont également aux équipes de l'atelier, de l'électronique et du service informatique pour leur disponibilité et leur efficacité.

Je souhaite également adresser un petit mot à mes collègues de bureau : Florian, Emilien et Pradip. Merci pour l'ambiance très agréable qu'ils ont apportée dans le bureau et aussi pour leur aide sur différents logiciels.

Je voudrais aussi saluer les amis de la promo, Edouard, HuanHuan, Noémie, Thomas, ainsi que Sarah et Alexandre, pour les petits moments de détente au CORIA et en dehors.

Un grand merci à ma famille pour son soutien. Merci à Murielle et Sébastien pour leurs encouragements et leur infinie gentillesse. Enfin, merci au petit Valentin.



---

## Résumé

L'allumage par dépôt d'énergie de mélanges inflammables est un problème fondamental dans le domaine de la combustion en raison des applications liées aux moteurs à allumage commandé ou aux turbines aéronautiques. Dans ces systèmes de combustion, en raison des fortes vitesses d'injection des réactifs, le noyau de flamme doit se développer dans des écoulements fortement turbulents, présentant d'importantes fluctuations de vitesse et de fraction de mélange. Pour répondre aux problématiques d'allumage rencontrées dans de tels systèmes de combustion, des études dans des géométries réelles de brûleur doivent être réalisées. Des études fondamentales de l'allumage sont également nécessaires, afin d'analyser les mécanismes d'initiation du noyau de flamme dans de telles conditions de turbulence.

La thèse présentée ici nous a amené à étudier dans une configuration simplifiée de brûleur, les mécanismes d'allumage et de développement d'un noyau de flamme (de la phase de dépôt d'énergie jusqu'à la phase de combustion auto-entretenu), en écoulement turbulent (homogène et isotrope) prémélangé et non prémélangé.

Dans un premier temps, deux études préliminaires ont été réalisées : l'une a été consacrée à la caractérisation du système d'allumage par étincelle induite par laser, et l'autre, à l'analyse de l'allumage du noyau de flamme en écoulement laminaire prémélangé. Cette étude a notamment permis de mesurer l'instant auquel les réactions chimiques s'initient dans le noyau, pour différentes richesses de mélange  $\text{CH}_4/\text{air}$ .

Dans un second temps, l'allumage du noyau de flamme a été étudié en écoulement turbulent prémélangé, par une étude statistique, consistant à mesurer l'énergie minimum d'allumage (MIE). Pour différentes richesses de mélange  $\text{CH}_4/\text{air}$ , la mesure de la MIE montre une évolution lente en fonction de la fluctuation de vitesse  $u'$ , puis une évolution très rapide à partir d'un certain seuil de turbulence. Afin d'étudier ce phénomène de transition d'allumage, la croissance du noyau a été enregistrée par caméra intensifiée pour différentes valeurs de  $u'$ , puis un modèle d'allumage a été proposé. Les résultats ont montré que, dans les conditions de turbulence situées avant la transition d'allumage, la diffusivité turbulente est faible et l'interaction noyau/turbulence débute après la phase d'initiation des réactions chimiques. Ainsi, une MIE de l'ordre de la MIE en écoulement laminaire est requise. En revanche, pour une turbulence plus élevée, située après la transition d'allumage, la diffusivité turbulente est suffisamment importante pour que l'interaction noyau/turbulence ait lieu avant le démarrage des réactions de combustion, ce qui explique les fortes énergies d'allumage requises pour ces niveaux de turbulence. Les résultats obtenus montrent qu'une rapide initiation de la combustion est favorable à la réussite de l'allumage en écoulement turbulent. Ainsi, la durée d'initiation des réactions chimiques est un paramètre qu'il est nécessaire de mesurer pour caractériser un dispositif d'allumage et constitue un critère important, lors du choix du moyen d'allumage des systèmes de combustion présentant

de forts niveaux de turbulence.

Enfin, en écoulement turbulent non prémélangé, l'étude de l'influence des fluctuations de fraction de mélange sur l'initiation et le développement du noyau a été réalisée grâce à la reconstitution, à chaque essai d'allumage, du trajet du noyau dans le champ local et instantané de fraction de mélange. Deux paramètres influençant fortement l'allumage et la vitesse de développement du noyau ont été mis en évidence : la fraction de mélange locale et initiale  $Z_{ker,0}$  et le pourcentage local et initial de mélange inflammable  $F_{ker,0}$  (facteur de flammabilité dans le noyau). Plus  $Z_{ker,0}$  s'approche de la fraction de mélange à la stœchiométrie  $Z_{st}$  et plus  $F_{ker,0}$  est élevé, plus la probabilité d'allumage est grande. De plus, pour ces conditions, la taille du noyau croît plus rapidement, dans le cas d'un allumage réussi, et diminue plus lentement dans le cas d'un allumage raté. Ces résultats montrent que l'étude de l'allumage du noyau doit être menée à partir de conditions locales de mélange, mesurées lors des premiers instants suivant le dépôt d'énergie (quelques centaines de microsecondes). Dans le cas des échecs d'allumage, le fait que le temps d'extinction moyen du noyau soit de l'ordre de quelques centaines de microsecondes (valeur variable suivant  $Z_{ker,0}$  et  $F_{ker,0}$ ) montre également que les conditions locales rencontrées par le noyau pendant ce court intervalle de temps sont déterminantes pour la réussite de l'allumage.

---

## Abstract

Spark ignition of flammable mixtures is a fundamental subject in combustion science, because of applications in the field of spark-ignition engines and aeronautical combustion chambers. In these combustion systems, because of the high injection velocity of the reactants, the flame kernel has to develop in highly turbulent flows, with large fluctuations in terms of velocity and mixture fraction. To solve the ignition difficulties encountered in such combustion systems, studies in real geometries of combustion chambers have to be performed. Fundamental studies of ignition are also required, in order to analyze the flame kernel ignition mechanisms in such conditions of turbulence.

In a simplified burner configuration, the present thesis proposes to study ignition and development mechanisms of a flame kernel (from the step of energy deposition to the step of self-sustained combustion), in premixed and non-premixed turbulent flows (with homogeneous and isotropic turbulence).

First, two preliminary studies have been performed : the first was dedicated to the characterization of the laser-induced spark ignition system, and the second analyzes the flame kernel ignition in laminar premixed flows. Particularly, in this second study, the time of the initiation of chemical reactions in the kernel has been measured for different equivalence ratios of methane/air mixtures.

Secondly, flame kernel ignition has been studied in turbulent premixed flows, by a statistical study, consisting in measuring the Minimum Ignition Energy (MIE). For different equivalence ratios of methane/air mixtures, the MIE measurement displays a slow growth as a function of  $u'$ , followed by a fast increase, from a certain threshold of turbulence. In order to study this ignition transition phenomenon, the kernel development has been recorded by an intensified camera, for different values of  $u'$ , and an ignition model has been proposed. The results displayed that, in turbulent conditions before the ignition transition, the turbulent diffusivity is low and the kernel/turbulence interaction begins after the step of chemical reactions initiation. Thus, a MIE of the order of the MIE value in laminar conditions is required. For higher turbulent conditions, after the ignition transition, the turbulent diffusivity is sufficiently high to enable the kernel/turbulence interaction to occur before the initiation of combustion reactions, which leads to significant ignition energies for these conditions of turbulence. These results show that a fast initiation of combustion reactions is favorable to ignition success in turbulent flows. Thus, the time of the initiation of the chemical reactions is a parameter which has to be measured to characterize an ignition device and it constitutes an important criterion for the choice of the ignition system of a combustion chamber, with highly turbulent conditions.

Finally, in non-premixed turbulent flows, the study of the influence of mixture fraction fluctuations on the kernel ignition and development has been performed by rebuilding, at each



ignition trial, the travel of the kernel in the local and instantaneous mixture fraction field. Two parameters influencing significantly the kernel ignition and development have been identified : the local and initial mixture fraction  $Z_{ker,0}$  and the local and initial percentage of flammable mixture  $F_{ker,0}$  (kernel flammability factor). The more the  $Z_{ker,0}$  value is closed to the stoichiometric mixture fraction  $Z_{st}$  and the more the factor  $F_{ker,0}$  is high, the more the ignition probability is large. Moreover, in these conditions, the kernel grows more rapidly in the case of an ignition success and decreases more slowly in the case of a failed ignition. These results highlight that a kernel ignition study has to be performed from local mixture conditions, measured during the first moments following the energy deposition (a few hundred microseconds). In the case of ignition failures, the fact that the extinction times are of the order of a few hundred microseconds (variable value depending on  $Z_{ker,0}$  and  $F_{ker,0}$ ), also shows that the local conditions encountered by the kernel during this short time interval are decisive for the ignition success.

---

# Table des Matières

<b>Nomenclature</b>	<b>5</b>
<b>Introduction</b>	<b>11</b>
<b>1 Contexte de l'étude</b>	<b>15</b>
1.1 Description de l'allumage par étincelle induite par laser . . . . .	17
1.1.1 Formation du plasma : le claquage . . . . .	17
1.1.1.1 Description du mécanisme . . . . .	17
1.1.1.2 Paramètres influençant l'énergie de claquage . . . . .	19
1.1.2 Evolution temporelle de l'émission et de la taille du plasma . . . . .	20
1.1.3 Description et rôle de l'onde de choc . . . . .	22
1.1.3.1 Description de l'onde de choc . . . . .	22
1.1.3.2 Rôle de l'onde de choc . . . . .	25
1.1.4 Du refroidissement du plasma vers l'initiation des réactions chimiques dans le noyau . . . . .	29
1.1.4.1 Description préliminaire : Réactions élémentaires de la combustion	30
1.1.4.2 Mécanismes d'initiation des réactions chimiques . . . . .	31
1.2 Description de l'allumage par arc électrique . . . . .	33
1.2.1 Mécanismes d'allumage par arc électrique . . . . .	33
1.2.1.1 Description du phénomène de décharge électrique . . . . .	33
1.2.1.2 De l'arc électrique vers l'initiation des réactions chimiques dans le noyau . . . . .	35
1.2.2 Comparaison de l'allumage par arc électrique et de l'allumage par étincelle induite par laser . . . . .	36
1.3 De l'initiation des réactions chimiques à l'allumage d'un noyau auto-entretenu . .	38
1.3.1 Description préliminaire : Profil de température dans le front de flamme .	40
1.3.2 Définition du rayon critique d'allumage . . . . .	40
1.3.2.1 Modèle théorique . . . . .	40
1.3.2.2 Interprétation physique . . . . .	42
1.3.3 Définition de l'énergie d'allumage . . . . .	42
1.3.4 Etude de l'allumage d'un noyau de flamme laminaire auto-entretenu . . .	43
1.3.4.1 Mise en évidence de l'importance du rayon critique . . . . .	43
1.3.4.2 Mise en évidence du rôle de l'énergie d'allumage . . . . .	44
1.3.4.3 Effets de l'étirement sur les premières phases de développement du noyau de flamme . . . . .	44

1.3.4.4	Mesure de l'Énergie Minimum d'Allumage (MIE) en écoulement laminaire . . . . .	46
1.3.5	Conclusion . . . . .	48
1.4	Récapitulatif des différentes étapes de l'allumage par étincelle induite par laser . . . . .	48
1.5	Allumage en écoulement turbulent prémélangé . . . . .	49
1.5.1	Introduction : allumage en écoulement turbulent . . . . .	49
1.5.2	Description des effets de la turbulence sur la croissance du noyau . . . . .	51
1.5.2.1	Effet de la turbulence sur la structure du noyau et du front de flamme . . . . .	51
1.5.2.2	Contraintes liées à la turbulence . . . . .	54
1.5.2.3	Diffusion liée à la turbulence : diffusivité turbulente . . . . .	55
1.5.3	Mise en évidence des conséquences de la turbulence sur l'allumage par différentes méthodes . . . . .	57
1.5.3.1	Mesure de l'énergie d'allumage . . . . .	57
1.5.3.2	Etude de la réussite de l'allumage pour une énergie déposée donnée . . . . .	59
1.5.3.3	Etude des conditions locales à chaque essai d'allumage . . . . .	61
1.5.4	Extinction du noyau par la turbulence : mécanismes et modèles . . . . .	62
1.5.4.1	Description des mécanismes d'extinction du noyau . . . . .	63
1.5.4.2	Modèles physiques d'extinction . . . . .	66
1.5.5	Conclusion . . . . .	72
1.6	Allumage en écoulement turbulent non prémélangé . . . . .	73
1.6.1	Influence de la fraction de mélange et du gradient de fraction de mélange sur l'allumage . . . . .	73
1.6.1.1	Influence de la fraction de mélange au point d'allumage . . . . .	74
1.6.1.2	Influence du gradient de fraction de mélange au point d'allumage . . . . .	77
1.6.2	Effets combinés des fluctuations de fraction de mélange et de vitesse sur la réussite de l'allumage en écoulement non prémélangé turbulent . . . . .	78
1.6.2.1	Introduction . . . . .	78
1.6.2.2	Etude de l'allumage en écoulement turbulent non prémélangé par mesure de la probabilité d'allumage . . . . .	80
1.6.2.3	Modèles de statistique d'allumage . . . . .	82
1.6.3	Conclusion . . . . .	84
<b>2</b>	<b>Dispositif expérimental</b>	<b>87</b>
2.1	Description de la soufflerie et débitmétrie . . . . .	87
2.1.1	Description de la soufflerie . . . . .	87
2.1.2	Débitmétrie . . . . .	89
2.1.2.1	Etude en écoulement prémélangé . . . . .	89
2.1.2.2	Etude en écoulement non prémélangé . . . . .	90
2.2	Caractéristiques de la turbulence . . . . .	93
2.3	Dispositifs dédiés à l'allumage . . . . .	96
2.3.1	Allumage par étincelle induite par laser (Figure 2.6, n°1-6) . . . . .	96
2.3.2	Détection des réussites et échecs d'allumage (Figure 2.6, n°11-13) . . . . .	99
2.3.3	Mesure de l'énergie déposée dans l'écoulement et détermination de l'énergie minimum d'allumage (MIE : Minimum Ignition Energy) . . . . .	100
2.4	Mesure du champ de vitesse par PIV . . . . .	103
2.5	Mesure du champ de fraction de mélange par PLIF sur acétone . . . . .	107

2.5.1	Principe . . . . .	108
2.5.2	Le schéma à deux niveaux . . . . .	109
2.5.3	Choix et propriétés du traceur . . . . .	110
2.5.4	Dispositif expérimental mis en place pour les mesures de PLIF sur acétone . . . . .	111
2.5.5	Traitement des enregistrements de fluorescence . . . . .	114
2.5.6	Dispositif et conditions expérimentales pour l'étude de l'allumage en écoulement non prémélangé . . . . .	118
2.6	Visualisation de l'étincelle et du noyau de flamme par caméra intensifiée . . . . .	119
2.6.1	Imagerie rapide du noyau couplée à la mesure de champ de fraction de mélange . . . . .	120
2.6.2	Enregistrements de l'étincelle induite par laser (Figure 2.25 - caméra en position 1) . . . . .	121
2.6.3	Enregistrements du noyau de flamme (Figure 2.25 - caméra en position 2) . . . . .	121
<b>3</b>	<b>Caractérisation de l'étincelle induite par laser</b>	<b>123</b>
3.1	Formation du plasma . . . . .	123
3.1.1	Mesure de l'énergie de claquage . . . . .	123
3.1.2	Imagerie de l'étincelle . . . . .	125
3.1.2.1	Etude de la croissance de l'étincelle . . . . .	126
3.1.2.2	Influence de la distance focale sur la géométrie de l'étincelle . . . . .	130
3.2	Etude de l'onde de choc . . . . .	132
3.2.1	Visualisation par PIV . . . . .	132
3.2.2	Visualisation par PLIF sur acétone . . . . .	137
3.2.3	Conclusion . . . . .	139
<b>4</b>	<b>Etude de l'allumage en écoulement laminaire prémélangé</b>	<b>141</b>
4.1	Fiabilité de la méthode de détermination de la MIE . . . . .	141
4.2	Etude du caractère aléatoire de la réussite d'allumage . . . . .	144
4.3	Evolution temporelle des caractéristiques du noyau . . . . .	149
4.4	Conclusion et perspectives . . . . .	154
<b>5</b>	<b>Etude de l'allumage en écoulement turbulent prémélangé</b>	<b>157</b>
5.1	Introduction . . . . .	157
5.2	Mesure de la MIE en fonction de la fluctuation de vitesse $\overline{u'}$ . . . . .	159
5.3	Etude de l'interaction entre la turbulence et le noyau . . . . .	162
5.4	Modèles physiques d'extinction . . . . .	166
5.4.1	Etude du modèle proposé par Ballal et Lefebvre . . . . .	166
5.4.2	Etude du modèle proposé par Klein et al. . . . .	167
5.4.3	Etude du modèle proposé par Shy et al. . . . .	169
5.4.4	Proposition d'un modèle pour le phénomène de transition d'allumage . . . . .	170
5.5	Conclusion et perspectives . . . . .	173
<b>6</b>	<b>Etude de l'allumage en écoulement turbulent non prémélangé</b>	<b>175</b>
6.1	Introduction . . . . .	175
6.2	Conditions expérimentales de l'étude et méthode d'analyse des enregistrements . . . . .	176
6.2.1	Caractéristiques de l'écoulement (turbulence, composition, limites de flammabilité) . . . . .	176
6.2.2	Acquisition et traitement des données . . . . .	177

6.2.3	Hypothèses de l'étude . . . . .	179
6.3	Exemples d'enregistrements d'essais d'allumage . . . . .	180
6.4	Influence des conditions locales et initiales de fraction de mélange sur l'allumage . . . . .	184
6.4.1	Influence de $Z_{ker,0}$ et de $Z'_{ker,0}$ sur la probabilité d'allumage . . . . .	184
6.4.2	Influence de la quantité locale de mélange inflammable présente initialement sur la réussite de l'allumage . . . . .	187
6.4.2.1	Définition du facteur de flammabilité dans le noyau : $F_{ker}$ . . . . .	187
6.4.2.2	Influence de $F_{ker,0}$ sur la probabilité d'allumage . . . . .	188
6.4.2.3	Expression de la probabilité d'allumage en fonction des conditions de mélange $Z_{ker,0}$ et $F_{ker,0}$ . . . . .	190
6.5	Etude du développement du noyau en fonction des conditions locales initiales de mélange . . . . .	192
6.5.1	Développement du noyau dans des conditions de mélange proches de la stœchiométrie : $Z_{lean} < Z_{ker,0} < 0.59$ . . . . .	195
6.5.2	Développement du noyau dans des conditions de mélange pauvre : $Z_{ker,0} \leq Z_{lean}$ . . . . .	199
6.5.3	Développement du noyau dans des conditions de mélange riche : $Z_{ker,0} \geq 0.59$ . . . . .	203
6.6	Conclusion et perspectives . . . . .	206
	<b>Conclusion générale et perspectives</b>	<b>209</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>220</b>
	<b>A Annexe</b>	<b>221</b>

---

# Nomenclature

---

## Caractères latins

---

Symbôle	Unités	Description
$A$	–	Coefficient stœchiométrique de l'azote dans le combustible (étude en écoulement non prémélangé)
$A_f$	$\text{m}^2$	Surface du noyau de flamme
$B$	–	Coefficient stœchiométrique de l'azote dans le comburant (étude en écoulement non prémélangé)
$c$	–	Variable de progrès
$c$	$\text{m.s}^{-1}$	Célérité de la lumière dans le vide $c = 2.998 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$
$C_p$	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	Capacité thermique à pression constante
$C_v$	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$	Capacité thermique à volume constant
$d$	$\text{m}$	Diamètre de faisceau laser
$(d_q)_T$	$\text{m}$	Distance de quenching en écoulement turbulent
$D$	$\text{m}$	Diamètre de trou ou de barreau des grilles de turbulence
$D$	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$	Coefficient de diffusion moléculaire
$D_L$	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$	Diffusivité thermique ( $\lambda/\rho C_p$ )
$D_T$	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$	Diffusivité turbulente
$E_1, E_2$	$\text{J}$	Energie mesurée par les têtes pyroélectriques du dispositif expérimental
$E_a$	$\text{J.mol}^{-1}$	Energie d'activation de la réaction
$E_b$	$\text{J}$	Energie de claquage
$E_c$	$\text{J}$	Energie critique d'allumage ou $\text{MIE}_{theorique}$ (déterminée à partir de $r_c$ )
$E_d$	$\text{J}$	Energie déposée (énergie de l'étincelle)
$E_i$	$\text{J}$	Energie laser incidente (avant l'étincelle)
$E_r$	$\text{J}$	Energie laser restante (après l'étincelle)
$E_s$	$\text{J}$	Energie de l'onde de choc
$f$	$\text{m}$	Distance focale de lentille
$F$	–	Facteur de flammabilité

$F_{ker}$	—	Facteur de flammabilité local, calculé dans la zone délimitée par le noyau dans le champ de fraction de mélange instantané, à l'instant $t$
$F_{ker,0}$	—	Facteur de flammabilité local, calculé dans la zone délimitée par le noyau dans le champ de fraction de mélange instantané, au premier instant d'enregistrement $t = 50 \mu\text{s}$
$h$	J.s	Constante de Planck $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J.s}$
$K$	—	Facteur de Karlovitz d'étirement
$K_l$	—	Facteur de Karlovitz d'étirement laminaire
$Ka$	—	Nombre de Karlovitz
$l$	m	Longueur du volume de dépôt d'énergie $V_d$
$L_i$	m	Echelle intégrale (échelle spatiale)
$\overline{L}_i$	m	Echelle intégrale (échelle spatiale), moyennée entre $t = 0$ et $1 \text{ ms}$
$Le$	—	Nombre de Lewis
$m$	kg	Masse
$M$	m	Taille de maille des grilles de turbulence
$M$	kg.mol <sup>-1</sup>	Masse molaire
$MIE$	J	Energie minimum d'allumage
$MIE_0$	J	Energie minimum d'allumage en écoulement laminaire
$n$	mol	Nombre de moles
$p$	m	Périmètre du noyau déterminé à partir d'une image binarisée
$P$	Pa, bar, atm	Pression
$P_{ign}$	—	Probabilité d'allumage de la flamme
$P_{ker}$	—	Probabilité d'allumage du noyau de flamme
$Pe_{CB}$	—	Nombre de Peclet (basé sur la diffusivité turbulente calculée à $t = \tau_{CB}$ )
$(Pe_{CB})_{critique}$	—	Nombre de Peclet à la transition d'allumage
$Pe_{RZ}$	—	Nombre de Peclet (basé sur la diffusivité turbulente de la zone de réaction)
$(Pe_{RZ})_{critique}$	—	Nombre de Peclet à la transition d'allumage
$Q_m$	g.s <sup>-1</sup>	Débit massique
$Q_V$	Nm <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup>	Débit volumique
$r$	m	Rayon du noyau
$r$	m	Rayon du volume de dépôt d'énergie $V_d$
$r$	—	Rapport global d'isotropie
$\bar{r}$	—	Rapport global d'isotropie, moyenné entre $t = 0$ et $1 \text{ ms}$
$r_c$	m	Rayon critique d'allumage en écoulement laminaire
$(r_c)_T$	m	Rayon critique d'allumage en écoulement turbulent
$r_s$	m	Rayon de l'onde de choc
$R$	J.K <sup>-1</sup> .mol <sup>-1</sup>	Constante de gaz parfaits $R = 8.314 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$

$R_p$	m	Rayon équivalent du noyau déterminé à partir du périmètre $p$ du noyau
$R_s$	m	Rayon équivalent du noyau déterminé à partir de la surface $s$ du noyau
$Re_t$	–	Nombre de Reynolds turbulent
$s$	$s^{-1}$	Etirement
$s$	$m^2$	Surface du noyau déterminée à partir d'une image binarisée
$s$	–	Rapport intervenant dans la définition de $Z$
$S_L^0$	$m.s^{-1}$	Vitesse de flamme laminaire non étirée
$S_L$	$m.s^{-1}$	Vitesse de flamme laminaire non étirée
$S_T$	$m.s^{-1}$	Vitesse de combustion turbulente
$St$	–	Nombre de Stokes
$t$	s	Temps
$T$	K	Température
$T_{ad}$	K	Température adiabatique de fin de réaction
$T_i$	K	Température d'initiation des réactions chimiques
$T_0$	K	Température des gaz frais
$T_b$	K	Température des gaz brûlés
$u'$	$m.s^{-1}$	Ecart-type de la vitesse axiale (fluctuation turbulente de vitesse)
$\overline{u'}$	$m.s^{-1}$	Fluctuation turbulente de vitesse, moyennée entre $t = 0$ et 1 ms
$\frac{u'_{critique}}{u'_{critique}}$	$m.s^{-1}$	Valeur de $u'$ à la transition d'allumage
	$m.s^{-1}$	Valeur de $u'$ (moyennée entre $t = 0$ et 1 ms) à la transition d'allumage
$U$	$m.s^{-1}$	Vitesse axiale moyenne
$\overline{U}$	$m.s^{-1}$	Vitesse axiale moyenne, moyennée entre $t = 0$ et 1 ms
$v'$	$m.s^{-1}$	Ecart-type de la vitesse transversale
$v_a$	$m.s^{-1}$	Vitesse acoustique
$v_s$	$m.s^{-1}$	Vitesse de l'onde de choc
$V$	$m.s^{-1}$	Vitesse transversale moyenne
$V_d$	$m^3$	Volume de dépôt d'énergie
$W$	$m.s^{-1}$	Vitesse transversale moyenne
$x$	m	Coordonnée spatiale (direction axiale)
$x_{etincelle}$	m	Hauteur de l'étincelle par rapport aux grilles de turbulence
$X$	–	Fraction molaire
$y$	m	Coordonnée spatiale (direction transversale)
$Y$	–	Fraction massique
$z$	m	Coordonnée spatiale (direction transversale)
$Z$	–	Fraction de mélange
$Z_{ker}$	–	Moyenne de la fraction de mélange calculée dans la zone de l'écoulement délimitée par le noyau à l'instant $t$



$Z_{ker,0}$	—	Moyenne de la fraction de mélange calculée dans la zone de l'écoulement délimitée par le noyau au premier instant d'enregistrement $t = 50 \mu\text{s}$
$Z'_{ker}$	—	Ecart-type de la fraction de mélange calculé dans la zone de l'écoulement délimitée par le noyau à l'instant $t$
$Z'_{ker,0}$	—	Ecart-type de la fraction de mélange calculé dans la zone de l'écoulement délimitée par le noyau au premier instant d'enregistrement $t = 50 \mu\text{s}$
$Z_l$	—	Limite de flammabilité pauvre
$Z_{lean}$	—	Limite de flammabilité pauvre en écoulement turbulent
$Z_r$	—	Limite de flammabilité riche
$Z_{rich}$	—	Limite de flammabilité riche en écoulement turbulent
$Z_{st}$	—	Fraction de mélange à la stœchiométrie

## Caractères grecs

---

Symbôle	Unités	Description
$\alpha$	—	Coefficient d'étalonnage ( $E_i = \alpha E_1$ )
$\alpha$	—	Coefficient stœchiométrique de l'acétone dans le combustible (étude en écoulement non prémélangé)
$\beta$	—	Incertitude relative des mesureurs d'énergie
$\gamma$	—	Rapport des capacités thermiques $C_p/C_v$
$\delta$	m	Epaisseur de flamme laminaire définie par l'Equation 1.10
$\delta_L^0$	m	Epaisseur de flamme laminaire non étirée
$\delta_L$	m	Epaisseur de flamme laminaire non étirée
$\delta_r$	m	Epaisseur de la zone de réaction
$\delta_T$	m	Epaisseur du front de flamme plissé par la turbulence
$\delta_Z$	m	Epaisseur de couche de mélange
$\epsilon$	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$	Dissipation de l'énergie cinétique turbulente
$\eta_k$	m	Echelle de Kolmogorov (échelle spatiale)
$\overline{\eta_k}$	m	Echelle de Kolmogorov (échelle spatiale), moyennée entre $t = 0$ et $1 \text{ ms}$
$\theta$	rad	Divergence de faisceau laser
$\lambda$	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	Conductivité thermique
$\lambda$	m	Longueur d'onde
$\lambda_T$	m	Micro-échelle de Taylor
$\nu$	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	Viscosité cinématique
$\nu$	Hz	Fréquence
$\nu_X$	—	Coefficient stœchiométrique de l'espèce $X$
$\rho$	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	Masse volumique
$\rho_b$	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	Masse volumique des gaz brûlés
$\rho_u$	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	Masse volumique des gaz frais

$\sigma$	—	Rapport de blocage des grilles de turbulence
$\tau$	—	Coefficient de transmission de lentille
$\tau_c$	s	Temps chimique de la flamme
$\tau_{CB}$	s	Temps d'initiation des réactions chimiques (des réactions de ramification)
$\tau_i$	s	Echelle intégrale (échelle temporelle)
$\tau_k$	s	Echelle de Kolmogorov (échelle temporelle)
$\overline{\tau_k}$	s	Echelle de Kolmogorov (échelle temporelle), moyennée entre $t = 0$ et 1 ms
$\phi$	—	Richesse de mélange
$\phi_l$	—	Limite de flammabilité pauvre
$\phi_r$	—	Limite de flammabilité riche
$\phi_{st}$	—	Richesse à la stœchiométrie
$\chi$	$s^{-1}$	Taux de dissipation scalaire
$\dot{\omega}$	$kg.m^{-3}.s^{-1}$	Taux de réaction

## Acronymes

---

ADL	Anémométrie Doppler Laser
CCD	Charge-Coupled Device
ICCD	Intensified Charge-Coupled Device
MuSIG	Injecteur Multi-Echelles (Multi-Scale Injection Grid)
PIV	Vélocimétrie par Image de Particules (Particule Image Velocimetry)
PLIF	Fluorescence Induite par Plan Laser (Planar Laser-Induced Fluorescence)
PM	Photomultiplicateur



---

## Introduction

La compréhension des mécanismes d'allumage par dépôt d'énergie est un sujet important dans le domaine de la combustion. Dans la majorité des systèmes de combustion, notamment les moteurs à allumage commandé et les chambres de combustion aéronautiques, l'initiation de la combustion a lieu dans des conditions fortement turbulentes, en raison de la vitesse d'injection élevée des réactifs. L'allumage du noyau de flamme et la propagation de la flamme doit se faire dans un milieu présentant de fortes fluctuations de vitesse et de fraction de mélange. De plus, afin de limiter la consommation de carburant, l'allumage est réalisé dans des conditions de mélange pauvres. Malgré un milieu défavorable à l'initiation de la flamme, les dispositifs d'allumage mis en place dans les systèmes de combustion doivent être fiables et adaptés aux différentes conditions d'écoulement pouvant être rencontrées, pour assurer un allumage réussi. Dans les moteurs à allumage commandé, l'allumage doit être assuré à chaque cycle. Dans le domaine aéronautique, en raison des réglementations concernant la réduction des émissions polluantes, les constructeurs sont amenés à construire de nouveaux designs de chambre de combustion, dans lesquels l'allumage est souvent difficile. De plus, la réussite de l'allumage doit être assurée, non seulement dans les conditions standards de pression et de température, mais également dans des conditions de ré-allumage à haute altitude, présentant une pression plus faible et une température négative. Afin de répondre à ces contraintes d'allumage, différentes études sont menées :

- D'une part, différentes configurations de brûleurs sont analysées [1, 2, 3, 4]. Ce type d'étude consiste à analyser l'initiation et la propagation de la flamme, pour plusieurs conditions d'écoulement [5, 6] (richesse, température, vitesse, nombre d'injecteurs...) et pour un dépôt d'énergie effectué dans les différentes régions caractéristiques du brûleur, afin de rechercher les conditions optimales de fonctionnement et les zones les plus favorables à l'allumage. Ce type d'étude peut être réalisé de manière expérimentale, en établissant des cartographies de probabilité d'allumage [1], en analysant la propagation de la flamme dans l'écoulement par imagerie rapide [7], en étudiant les caractéristiques de vitesse et de mélange de l'écoulement, etc. L'étude d'un brûleur peut également être effectuée par le calcul numérique de cartographies de probabilité d'allumage [8, 9] ou en réalisant la simulation de séquences d'allumage [10, 11]. Ces différentes études se concentrent principalement sur l'analyse de l'allumage en fonction des conditions de fonctionnement du brûleur et permettent la compréhension du comportement de la flamme lors de son initiation et de sa propagation dans l'écoulement. Cependant, pour aider à la compréhension du fonctionnement d'un brûleur, il peut être utile de compléter ce type d'analyse par des études plus fondamentales des mécanismes d'initiation de la combustion. Notamment, dans le cas des simulations numériques de séquences d'allumage, la modélisation des mécanismes de dépôt d'énergie et des premières étapes de l'initiation du noyau de flamme est un point important à reporter

dans les codes de calcul et conditionne une bonne description de l'allumage (initiation, développement, propagation...).

- D'autres études consistent à étudier et optimiser le dispositif d'allumage utilisé dans un système de combustion donné, voire à rechercher un système de dépôt d'énergie plus adapté aux conditions de l'allumage [12]. Quel que soit le dispositif d'allumage, un dépôt d'énergie est réalisé, mais la durée et les mécanismes mis en jeu lors de ce dépôt sont différents d'un système d'allumage à l'autre. Il faut donc rechercher les systèmes les plus adaptés, c'est-à-dire présentant les caractéristiques les plus favorables aux conditions d'écoulement pauvres et fortement turbulentes généralement rencontrées dans les systèmes de combustion. Le choix d'un dispositif d'allumage nécessite donc de comprendre les mécanismes de dépôt d'énergie et les phénomènes mis en jeu lors de l'initiation de la combustion.

Afin de répondre aux différentes problématiques posées par les études décrites ci-dessus, des analyses plus fondamentales de l'allumage sont nécessaires. Les mécanismes mis au jeu au cours des différentes étapes d'un allumage doivent être analysés, notamment en se concentrant sur les premières étapes suivant le dépôt d'énergie. L'étude de ces mécanismes doit également être effectuée en écoulement turbulent, afin d'analyser l'impact des fluctuations de vitesse [13, 14] et de fraction de mélange [15] sur l'initiation et le développement du noyau de flamme.

L'étude reportée dans ce rapport propose ce type d'approche. Dans une configuration simplifiée de brûleur (adaptée à la mise en place de différents diagnostics et permettant de maîtriser la valeur de la turbulence et de la fraction de mélange moyenne), les mécanismes d'initiation du noyau de flamme sont étudiés, en concentrant notre analyse sur des temps relativement courts, de la phase de dépôt d'énergie jusqu'à l'allumage d'un noyau de flamme auto-entretenu ( $\sim$  ms). L'allumage du noyau de flamme sera étudié en écoulement laminaire, puis dans une turbulence de grille homogène et isotrope, présentant une large gamme de conditions turbulentes. Une attention particulière sera portée sur l'étude de l'interaction entre la turbulence et le noyau, afin de mettre en évidence l'impact des champs turbulents de vitesse et de fraction de mélange sur les mécanismes d'initiation et de développement du noyau de flamme. Notons que, pour pouvoir positionner facilement l'étincelle dans l'écoulement et contrôler précisément l'énergie déposée, nous choisissons un dispositif d'allumage par étincelle induite par laser.

Notre étude se compose des chapitres suivants :

- Un premier chapitre est consacré à une description des différentes étapes de l'allumage, à partir des études de la littérature. Les deux premières parties de ce chapitre sont dédiées à la description des mécanismes mis en jeu, de la phase de dépôt d'énergie à la phase d'initiation des réactions de combustion dans le noyau, dans le cas de l'allumage par étincelle induite par laser, puis pour l'allumage par arc électrique. La partie suivante se concentre sur la phase de transition vers un noyau de flamme auto-entretenu dans un écoulement laminaire. Enfin, les deux dernières parties sont consacrées à l'allumage en écoulement turbulent prémélangé et non prémélangé, afin d'étudier l'impact des champs turbulents de vitesse et de fraction de mélange sur l'allumage et le développement du noyau.

- Le second chapitre décrit le dispositif expérimental mis en place pour notre étude. Les points suivants sont abordés : description de la soufflerie et composition de l'écoulement, ca-

ractéristiques de la turbulence, description du dispositif d'allumage et du dispositif de mesure (mesure d'énergie, PIV, PLIF sur acétone, chimiluminescence).

- Le troisième chapitre propose une étude préliminaire du dispositif d'allumage par étincelle induite par laser, en analysant le plasma et l'onde de choc issus du claquage.

- Le quatrième chapitre traite de l'allumage en écoulement laminaire prémélangé. La fiabilité de la méthode de détermination de l'énergie d'allumage est d'abord vérifiée, puis nous proposons d'étudier l'influence des caractéristiques de l'étincelle induite par laser sur la réussite de l'allumage. Enfin, les différentes étapes de l'allumage d'un noyau de flamme auto-entretenu en écoulement laminaire décrites dans le Chapitre 1 sont étudiées à partir de mesures de chimiluminescence.

- Le cinquième chapitre est consacré à l'allumage en écoulement prémélangé turbulent et plus particulièrement à l'étude de l'impact des fluctuations turbulentes de vitesse sur le développement du noyau. L'effet de la turbulence sur l'allumage est caractérisé par une étude statistique consistant à mesurer l'énergie d'allumage en fonction de l'intensité turbulente. Afin d'expliquer les résultats obtenus, le démarrage de l'interaction turbulence/noyau est étudié par chimiluminescence pour différents niveaux de turbulence. Dans le but de caractériser l'impact de la turbulence sur les premières étapes de développement du noyau, différents modèles sont analysés.

- Enfin, le sixième chapitre s'intéresse à l'effet des fluctuations turbulentes de fraction de mélange sur l'allumage et sur le développement du noyau. Afin de réaliser cette étude, le champ local et instantané de fraction de mélange est mesuré à chaque essai d'allumage et l'enregistrement du noyau par imagerie rapide permet de reconstruire le trajet du noyau dans ce champ. Ces mesures permettent d'étudier l'influence des conditions locales et instantanées de mélange sur la réussite de l'allumage et sur le développement du noyau.



### Sommaire

<b>1.1</b>	<b>Description de l'allumage par étincelle induite par laser . . . . .</b>	<b>17</b>
1.1.1	Formation du plasma : le claquage . . . . .	17
1.1.1.1	Description du mécanisme . . . . .	17
1.1.1.2	Paramètres influençant l'énergie de claquage . . . . .	19
1.1.2	Evolution temporelle de l'émission et de la taille du plasma . . . . .	20
1.1.3	Description et rôle de l'onde de choc . . . . .	22
1.1.3.1	Description de l'onde de choc . . . . .	22
1.1.3.2	Rôle de l'onde de choc . . . . .	25
1.1.4	Du refroidissement du plasma vers l'initiation des réactions chimiques dans le noyau . . . . .	29
1.1.4.1	Description préliminaire : Réactions élémentaires de la combustion . . . . .	30
1.1.4.2	Mécanismes d'initiation des réactions chimiques . . . . .	31
<b>1.2</b>	<b>Description de l'allumage par arc électrique . . . . .</b>	<b>33</b>
1.2.1	Mécanismes d'allumage par arc électrique . . . . .	33
1.2.1.1	Description du phénomène de décharge électrique . . . . .	33
1.2.1.2	De l'arc électrique vers l'initiation des réactions chimiques dans le noyau . . . . .	35
1.2.2	Comparaison de l'allumage par arc électrique et de l'allumage par étincelle induite par laser . . . . .	36
<b>1.3</b>	<b>De l'initiation des réactions chimiques à l'allumage d'un noyau auto-entretenu . . . . .</b>	<b>38</b>
1.3.1	Description préliminaire : Profil de température dans le front de flamme	40
1.3.2	Définition du rayon critique d'allumage . . . . .	40
1.3.2.1	Modèle théorique . . . . .	40
1.3.2.2	Interprétation physique . . . . .	42
1.3.3	Définition de l'énergie d'allumage . . . . .	42
1.3.4	Etude de l'allumage d'un noyau de flamme laminaire auto-entretenu . . . . .	43
1.3.4.1	Mise en évidence de l'importance du rayon critique . . . . .	43
1.3.4.2	Mise en évidence du rôle de l'énergie d'allumage . . . . .	44
1.3.4.3	Effets de l'étirement sur les premières phases de développement du noyau de flamme . . . . .	44
1.3.4.4	Mesure de l'Energie Minimum d'Allumage (MIE) en écoulement laminaire . . . . .	46
1.3.5	Conclusion . . . . .	48
<b>1.4</b>	<b>Récapitulatif des différentes étapes de l'allumage par étincelle induite par laser . . . . .</b>	<b>48</b>
<b>1.5</b>	<b>Allumage en écoulement turbulent prémélangé . . . . .</b>	<b>49</b>
1.5.1	Introduction : allumage en écoulement turbulent . . . . .	49



1.5.2	Description des effets de la turbulence sur la croissance du noyau . . . .	51
1.5.2.1	Effet de la turbulence sur la structure du noyau et du front de flamme . . . . .	51
1.5.2.2	Contraintes liées à la turbulence . . . . .	54
1.5.2.3	Diffusion liée à la turbulence : diffusivité turbulente . . . . .	55
1.5.3	Mise en évidence des conséquences de la turbulence sur l'allumage par différentes méthodes . . . . .	57
1.5.3.1	Mesure de l'énergie d'allumage . . . . .	57
1.5.3.2	Etude de la réussite de l'allumage pour une énergie déposée donnée . . . . .	59
1.5.3.3	Etude des conditions locales à chaque essai d'allumage . . . . .	61
1.5.4	Extinction du noyau par la turbulence : mécanismes et modèles . . . . .	62
1.5.4.1	Description des mécanismes d'extinction du noyau . . . . .	63
1.5.4.2	Modèles physiques d'extinction . . . . .	66
1.5.5	Conclusion . . . . .	72
<b>1.6</b>	<b>Allumage en écoulement turbulent non prémélangé . . . . .</b>	<b>73</b>
1.6.1	Influence de la fraction de mélange et du gradient de fraction de mélange sur l'allumage . . . . .	73
1.6.1.1	Influence de la fraction de mélange au point d'allumage . . . . .	74
1.6.1.2	Influence du gradient de fraction de mélange au point d'allumage . . . . .	77
1.6.2	Effets combinés des fluctuations de fraction de mélange et de vitesse sur la réussite de l'allumage en écoulement non prémélangé turbulent . . . . .	78
1.6.2.1	Introduction . . . . .	78
1.6.2.2	Etude de l'allumage en écoulement turbulent non prémélangé par mesure de la probabilité d'allumage . . . . .	80
1.6.2.3	Modèles de statistique d'allumage . . . . .	82
1.6.3	Conclusion . . . . .	84

L'allumage par dépôt d'énergie de mélanges inflammables est un problème fondamental dans le domaine de la combustion, en raison des nombreuses applications liées aux moteurs à allumage commandé et aux chambres de combustion aéronautiques. Dans ces systèmes de combustion, l'allumage a lieu dans des écoulements présentant un important niveau de turbulence et des inhomogénéités de fraction de mélange. Ainsi, l'initiation et la croissance d'un noyau de flamme en écoulement turbulent reste un problème important, car elles font intervenir un grand nombre de mécanismes successifs, dont l'étude devient complexe dans de telles conditions d'écoulement.

Le but de ce chapitre est de décrire les différentes étapes de l'allumage, du dépôt d'énergie jusqu'à l'allumage d'un noyau de flamme auto-entretenu, en écoulement turbulent non prémélangé. Cette description sera décomposée de la manière suivante :

- Les mécanismes mis en jeu de la phase de dépôt d'énergie jusqu'à la phase d'initiation des réactions chimiques dans le noyau seront décrits dans les parties 1.1 et 1.2, dans le cas de l'allumage par étincelle induite par laser et de l'allumage par arc électrique, respectivement. Une comparaison de ces deux dispositifs d'allumage sera également faite dans la partie 1.2.

- La partie 1.3 décrira la transition de la phase d'initiation des réactions chimiques vers la phase de croissance auto-entretenu du noyau de flamme en écoulement laminaire. Les critères requis pour atteindre cette étape seront étudiés.

- Un bilan des différentes étapes décrites dans les parties 1.1 à 1.3 et des critères d'allumage sera proposé dans la partie 1.4.

- Les effets des fluctuations turbulentes de vitesse et de fraction de mélange sur l'initiation et la croissance du noyau de flamme seront étudiés dans les parties 1.5 et 1.6, respectivement consacrées à l'étude de l'allumage en écoulement turbulent prémélangé et non prémélangé.

## 1.1 Description de l'allumage par étincelle induite par laser : du dépôt d'énergie à la phase d'initiation des réactions chimiques

L'allumage par étincelle induite par laser est caractérisé par :

- plusieurs échelles de temps : de la nanoseconde à la milliseconde,
- plusieurs échelles spatiales : du micromètre au centimètre,
- différents phénomènes physiques, fortement couplés les uns aux autres (formation et croissance de l'étincelle, aérodynamique de l'onde de choc, transition vers la phase d'initiation de la combustion...).

Le but de cette partie 1.1 est de présenter les différentes étapes entre le déclenchement du laser d'allumage et la phase d'initiation des réactions chimiques dans le noyau.

### 1.1.1 Formation du plasma : le claquage

#### 1.1.1.1 Description du mécanisme

La génération d'étincelles induites par laser nécessite l'utilisation de lasers produisant des impulsions très courtes, au maximum de l'ordre de quelques nanosecondes, permettant ainsi d'atteindre une irradiance élevée. Suivant les études, différentes longueurs d'onde de laser ( $\lambda_{laser}$ ), allant de l'UV à l'IR, sont utilisées (283 nm [16], 532 nm [17, 18], 1064 nm [19, 20], etc.).

L'étincelle est un plasma résultant d'un claquage. Ce phénomène peut être obtenu en focalisant le faisceau laser d'impulsion ultra-courte par une lentille sphérique convergente. L'évolution temporelle de la puissance du faisceau décrit généralement un profil gaussien. Ainsi, l'énergie incidente augmente au cours du temps au début du pulse (Figure 1.1). Lors de son passage par le point focal de la lentille, le faisceau est concentré dans un très petit volume. Si au cours du pulse, la densité d'énergie dans ce volume atteint une valeur suffisamment élevée (correspondant au seuil de claquage), des électrons sont arrachés aux molécules de gaz constituant le milieu. En raison de l'augmentation de la densité d'électrons, le milieu devient optiquement épais et absorbe l'énergie incidente. Ceci correspond au phénomène de claquage. Notons que, au cours du pulse, tant que le seuil de claquage n'est pas atteint, le milieu est transparent à la lumière, il laisse passer les photons incidents. Cette portion d'énergie incidente est donc perdue car elle ne contribue pas à la formation de l'étincelle. En revanche, une fois le seuil de claquage atteint, l'énergie restante du pulse laser est absorbée au point focal, ce dernier étant devenu optiquement épais (Figure 1.1).

L'absorption des photons incidents entre l'instant du claquage et la fin du pulse conduit à la formation d'un plasma, via les processus d'ionisation multiphotonique et de cascade électronique (par Bremsstrahlung inverse). Décrivons ces deux phénomènes :

- Ionisation multiphotonique : Lorsqu'une molécule de gaz absorbe plusieurs photons incidents, elle peut être ionisée, si l'énergie totale de ces photons est supérieure à son énergie d'ionisation. Ce phénomène est important pour les étincelles induites par des lasers de courte longueur d'onde et devient négligeable dans le cas des lasers émettant dans le visible et le proche IR, en raison de la plus faible énergie des photons.

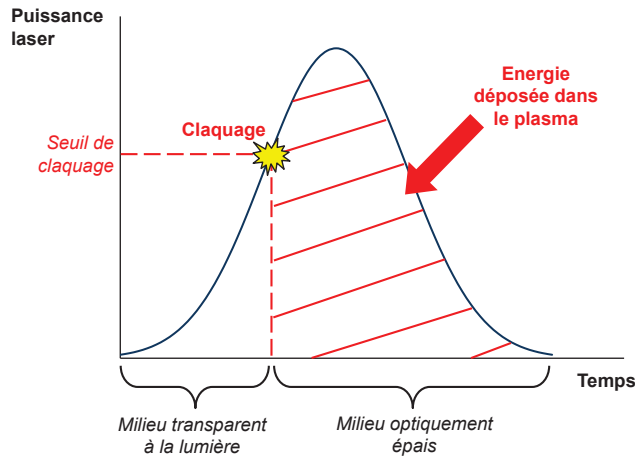


Figure 1.1 – Profil temporel de la puissance d'un pulse laser

- Cascade électronique : Ce phénomène requiert des électrons initialement présents dans le milieu. Une très faible concentration d'électrons est naturellement présente dans l'air (l'air est très faiblement ionisé). Ces électrons peuvent également provenir du processus d'ionisation multiphotonique. Les électrons ainsi présents absorbent les photons incidents (du faisceau laser) par Bremsstrahlung inverse. Ce phénomène correspond à l'absorption d'un photon par un électron libre, durant sa collision avec un atome ou un ion (Bremsstrahlung inverse électron/neutre ou électron/ion). En raison de ce gain d'énergie, l'électron se trouve accéléré. Si l'énergie des électrons accélérés via le phénomène de Bremsstrahlung inverse est suffisante, ils peuvent ioniser les molécules de gaz, au cours de collisions inélastiques. Ce phénomène entraîne ainsi l'apparition de nouveaux électrons libres, qui vont également être accélérés par Bremsstrahlung inverse, ioniser des molécules du milieu et conduire ainsi à l'apparition de nouveaux électrons. Ce phénomène est appelé cascade électronique. De plus, notons que lors du phénomène de cascade électronique, le Bremsstrahlung inverse électron/ion est dominant lorsque  $T > 10^4$  K, par rapport au Bremsstrahlung inverse électron/neutre, qui lui est le phénomène prépondérant quand  $T < 10^4$  K [19].

Parmi ces deux processus, Phuoc et al. [20] ont montré que la cascade électronique est le phénomène dominant lors du claquage. Dans le cas d'un claquage par ionisation multiphotonique, l'évolution de l'énergie de claquage  $E_b$  en fonction de la pression  $p$  est décrite par  $E_b \propto P^{-1/2n}$  [21] où  $n$  est une constante dépendant du gaz. Dans le cas d'un claquage par le processus de cascade électronique, nous avons :  $E_b \propto P^{-2/n}$  [22]. Avec  $n = 4$  (cas des gaz ayant un potentiel d'ionisation de 7 eV [21]), Phuoc et al. [20] montrent que l'évolution de l'énergie de claquage en fonction de la pression est identique lorsqu'elle est décrite par la théorie de la cascade électronique et lorsqu'elle est mesurée expérimentalement dans l'air pur et dans le méthane pur (Figure 1.2). En revanche, la théorie du claquage par ionisation multiphotonique ne permet pas de reproduire l'évolution des valeurs expérimentales de l'énergie de claquage.

Ainsi, par l'absorption des photons lors du claquage, le volume de gaz situé au point focal va être totalement ionisé en un temps très court, à environ 200 ns après le déclenchement du laser [23]. Ceci conduit ainsi à l'obtention d'un plasma qui contient des espèces chimiques très réactives et qui va constituer une source énergétique et chimique pour l'allumage. A environ 200 ns, la valeur de la température ( $T \sim 10^6$  [23, 20, 16, 24]) et de la pression ( $P \sim 10^3$  atm [19, 20]) est maximale. Ces conditions de température et de pression conduisent au développement d'une

onde de choc, décrite dans la suite (partie 1.1.3).

### 1.1.1.2 Paramètres influençant l'énergie de claquage

L'énergie de claquage a été mesurée dans de nombreuses conditions expérimentales.

#### Effet de la pression

L'énergie de claquage diminue lorsque la pression augmente [19, 20] (Figure 1.2). Rappelons que le claquage est principalement dominé par le processus de cascade électronique qui est un phénomène piloté par les collisions entre les électrons et les ions ou atomes du milieu. Comme l'élévation de la pression augmente la fréquence de collision entre les espèces, le phénomène de cascade électronique est fortement accéléré, ce qui conduit à une diminution de l'énergie requise pour que le claquage ait lieu.

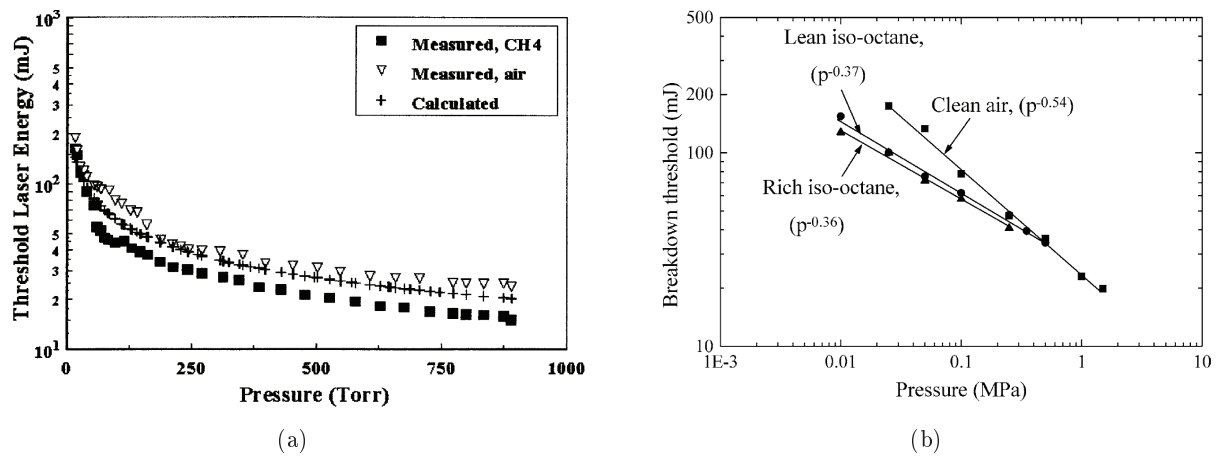


Figure 1.2 – Influence de la pression et de la composition du gaz sur l'énergie de claquage - Claquages réalisés dans une chambre de combustion -  $\lambda_{laser} = 1064 \text{ nm}$  - (a)  $f = 75 \text{ mm}$  - Air pur et méthane pur [20] - (b)  $f = 450 \text{ mm}$  - Richesses des mélanges pauvre et riche : 0.4 et 7 [19]

#### Effet du mélange

Par rapport à l'énergie de claquage dans de l'air pur, une faible diminution de cette énergie est observée pour du méthane pur [20] et pour des mélanges iso-octane/air [19] (Figure 1.2).

#### Effet de la température

Hickling et al. [25] ont mesuré une diminution de 14 % de l'énergie de claquage pour une augmentation de la température de 300 à 400 K. L'élévation de la température a le même effet que l'augmentation de la pression sur le claquage (fréquence de collision plus grande).

#### Effet de la longueur d'onde du laser

Les photons étant moins énergétiques lorsque la longueur d'onde du laser augmente, une élévation de l'énergie de claquage est observée (Figure 1.3.a [12]).

#### Effet de la distance focale de la lentille de focalisation

Réduire la distance focale de la lentille entraîne une diminution de l'énergie de claquage [17, 12]. En effet, la diminution de la distance focale conduit à un volume de dépôt d'énergie

plus petit (car ce volume est proportionnel à  $f^4$ ) et donc à une plus grande densité d'énergie par unité de volume pour une énergie incidente donnée. Ceci permet donc un claquage pour une énergie incidente plus faible (Figure 1.3).

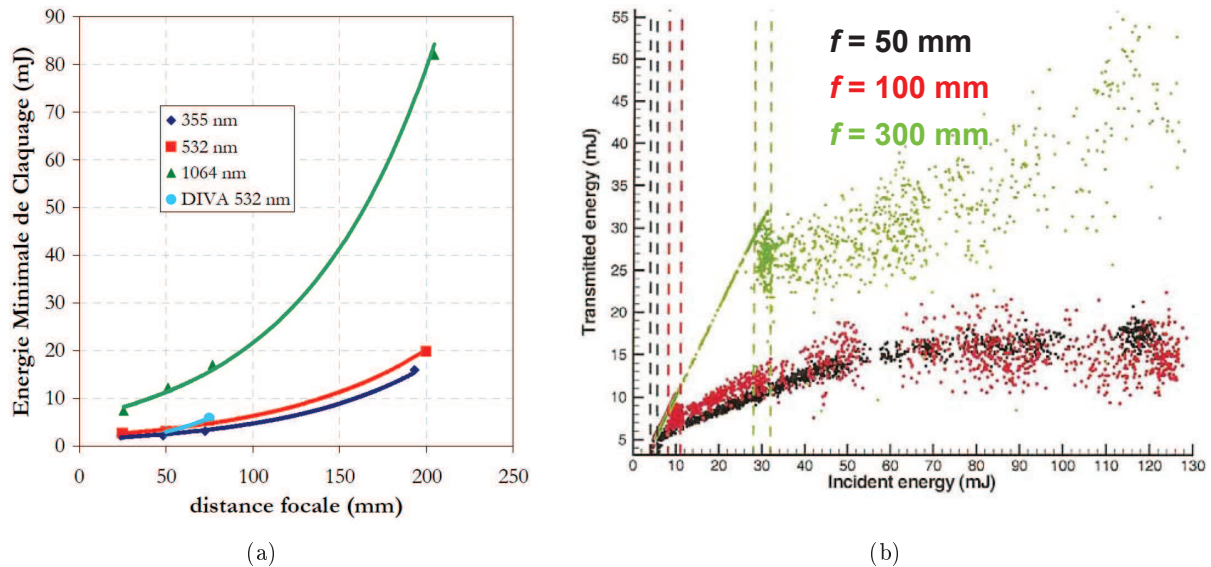


Figure 1.3 – (a) Energie de claquage en fonction de la distance focale, pour différentes longueurs d'onde de laser [12]. Claquage réalisés dans l'air dans une chambre de combustion. - (b) Energie transmise en fonction de l'énergie incidente, tracée pour différentes distances focales [17]. Les traits verticaux discontinus indiquent l'énergie de claquage +/- son incertitude. Claquages réalisés dans l'écoulement d'air d'un bec Bunsen,  $\lambda_{laser} = 532$  nm.

### 1.1.2 Evolution temporelle de l'émission et de la taille du plasma

Les Figures 1.4 et 1.5 présentent des images du plasma enregistrées par caméra ICCD, à différents instants après le claquage (claquage à  $t = 0$ ) [23, 26]. Lors des premières nanosecondes suivant le claquage (Figures 1.4), la dimension du plasma augmente principalement selon l'axe du faisceau laser et son développement a lieu principalement vers l'arrière, c'est-à-dire dans le sens opposé à celui du laser. En effet, lors du claquage, le milieu devient optiquement épais au point focal. L'absorption des photons se fait donc en arrière du point focal, conduisant à un développement du plasma dans cette zone.

Kawahara et Beduneau [23] ont réalisés des mesures résolues temporellement et spatialement de la croissance du plasma (par caméra ICCD) et de son spectre d'émission (par spectroscopie). Ces enregistrements ont permis de décrire les différentes phases de développement du plasma, à partir de la détermination de sa taille, sa température (calculée grâce à l'équation de Boltzmann à partir de l'intensité de deux raies d'émission) et sa composition.

L'analyse de l'émission du plasma a révélé qu'à la suite du claquage, le plasma est totalement ionisé en un temps très court de l'ordre de 100 à 200 ns. Durant cette période, l'enregistrement du spectre d'émission du plasma présente un fond continu très intense dû à l'ionisation des molécules. La Figure 1.6.a montre une augmentation des raies d'émissions ioniques de l'azote entre 0 et 200 ns. Notons également que, pendant cette période ( $t \sim 100-200$  ns), la température du plasma est maximale ( $T \sim 10^6$  K) et sa croissance se fait principalement selon la direction du faisceau laser (Figures 1.5).

Puis, quand la température du plasma devient inférieure à 30000 K (à partir d'environ 200

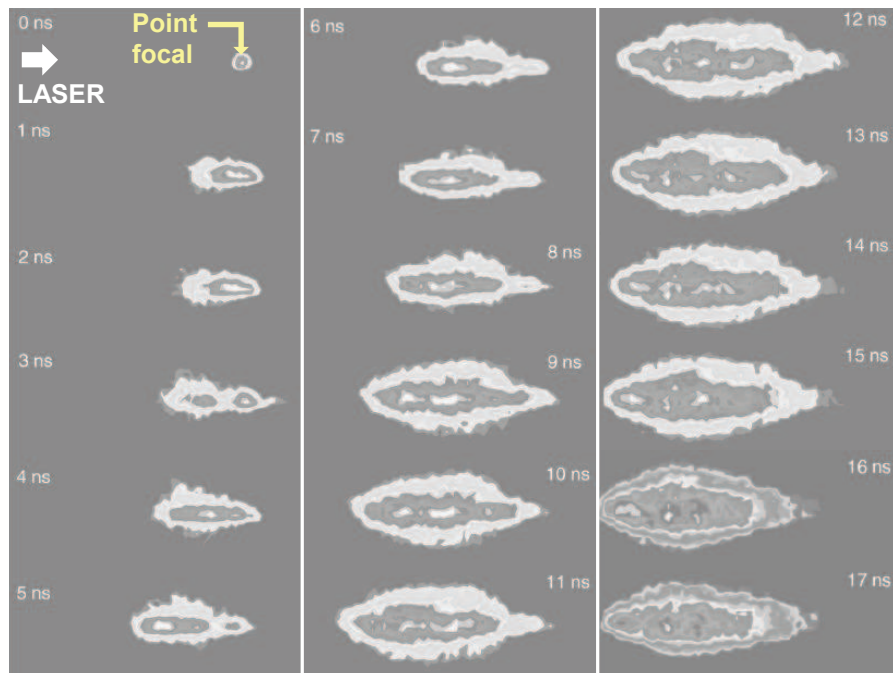


Figure 1.4 – Images du plasma jusqu'à 17 ns après le claquage (essais réalisés dans l'air - enregistrement par une caméra ICCD -  $\lambda_{laser} = 1064 \text{ nm}$  -  $f = 100 \text{ mm}$  - Energie incidente  $E_i = 36.5 \text{ mJ}$  - dimension réelle d'une image :  $1.31 \text{ mm} \times 0.49 \text{ mm}$ ) [26]

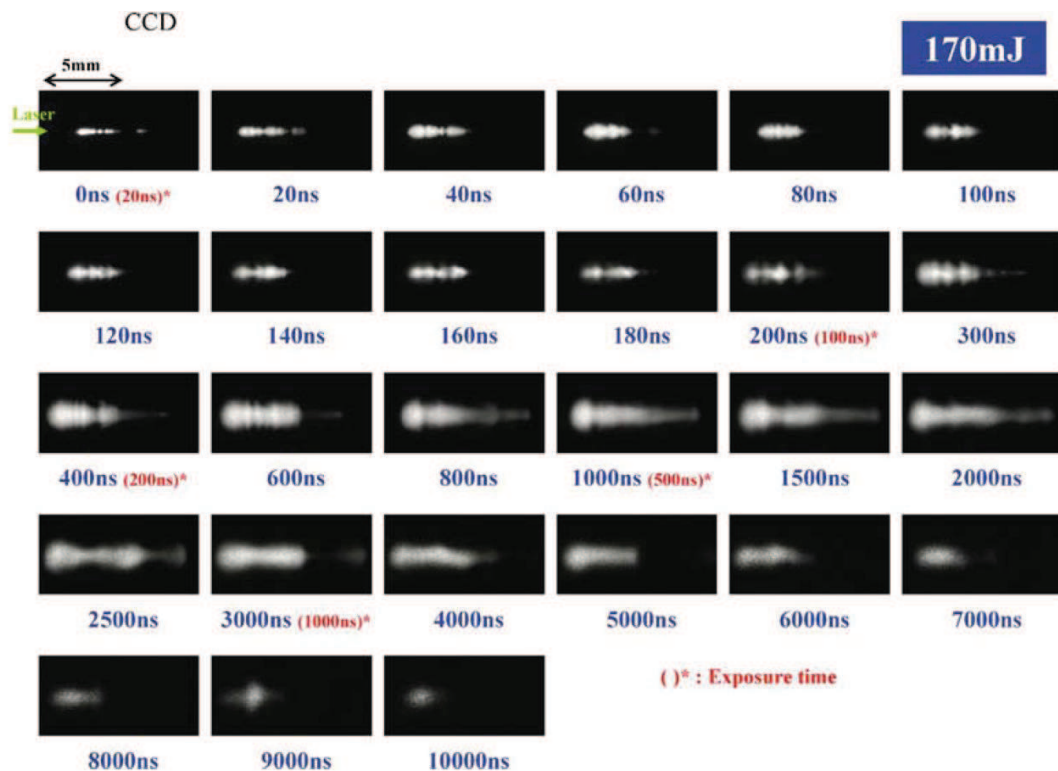


Figure 1.5 – Images du plasma jusqu'à  $10 \mu\text{s}$  après le claquage (essais réalisés dans l'air - enregistrement par une caméra ICCD -  $\lambda_{laser} = 532 \text{ nm}$  -  $f = 200 \text{ mm}$  - Energie incidente  $E_i = 170 \text{ mJ}$ ) [23]

ns), le degré d'ionisation du plasma diminue [23]. L'évolution temporelle du spectre d'émission du plasma montre une diminution des raies d'émission ionique et une augmentation des raies d'émission atomique entre 200 et 1000 ns, traduisant une phase de recombinaison (Figure 1.6.a). Pendant cette période, le plasma continue de croître en se refroidissant. L'étude des enregistrements du plasma (Figures 1.5) montre qu'à cette étape (200 ns <  $t$  < 1000 ns), sa vitesse de croissance est identique dans toutes les directions [23].

Après 1000 ns, la phase de recombinaison se poursuit. Le maximum des émissions atomiques est atteint, puis le maximum des émissions moléculaires. Ce phénomène est illustré par la Figure 1.6.b obtenue à partir de la mesure de l'émission du plasma par spectroscopie, en écoulement prémélangé propane/air de richesse 1 [18]. Notons également que pendant toute la phase de recombinaison du plasma, une importante production de radicaux est observée [18].

Dans la suite, entre 10 et 20  $\mu$ s, les émissions du plasma diminuent en raison de son refroidissement (Figure 1.5). Notons qu'à cette étape, on parle plutôt d'un noyau de gaz chauds.

L'influence de l'énergie déposée sur la croissance du plasma a également été mise en évidence [18, 23]. L'augmentation de l'énergie rallonge chaque étape de développement du plasma (phase d'ionisation maximale, de recombinaison, de refroidissement...). Ce phénomène est notamment mis en évidence sur la Figure 1.6.b. En revanche, l'énergie déposée n'a qu'une très faible influence sur la valeur de la température du plasma. Son seul effet est de faire persister plus longtemps une température donnée.

Enfin, notons que pendant toute la période de refroidissement, le plasma (puis le noyau de gaz chauds) se développe en utilisant l'énergie déposée. Dans le cas d'un claquage en écoulement non réactif, la réserve d'énergie disponible est limitée, ce qui conduit à une diminution de la température du noyau jusqu'à la température ambiante. En écoulement réactif, l'initiation des réactions chimiques pendant la fin de la phase de refroidissement est à l'origine d'une nouvelle source d'énergie, permettant au noyau de continuer sa croissance (le noyau de gaz chauds devient un noyau de flamme). Cette étape sera détaillée dans la suite (partie 1.1.4).

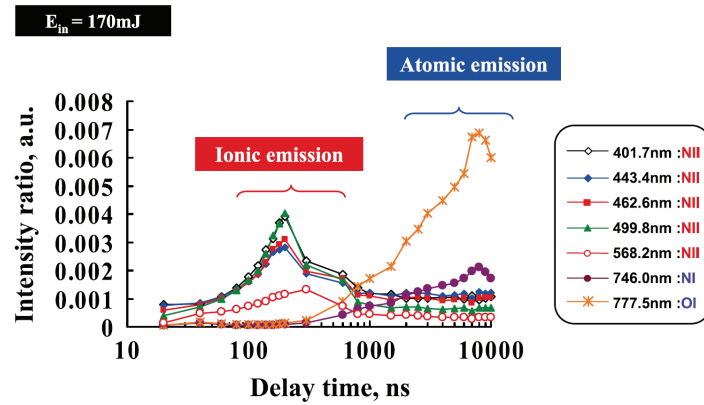
### 1.1.3 Description et rôle de l'onde de choc

Comme nous l'avons expliqué précédemment, une onde de choc se forme au cours du claquage du fait des fortes discontinuités en terme de pression et de température existant entre le plasma et le milieu ambiant. Nous allons voir les caractéristiques de la propagation de l'onde de choc, puis ses effets sur le noyau de plasma et son influence sur l'initiation de l'allumage.

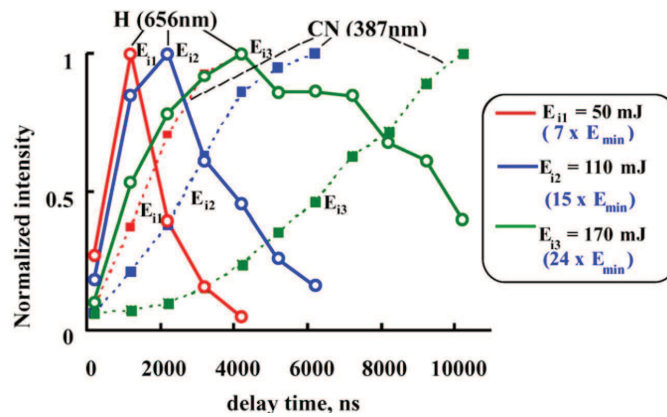
#### 1.1.3.1 Description de l'onde de choc

Une onde de choc droite en translation uniforme à la vitesse  $v_s$  est schématisée sur la Figure 1.7. Cette Figure montre également l'effet de l'onde de choc sur la pression, la masse volumique, la température, la vitesse et le nombre de Mach des gaz en amont du choc (indice 1) et en aval du choc (indice 2). Ces caractéristiques sont celles de l'écoulement dans le référentiel en translation uniforme. Les caractéristiques avec le symbole «'» sont celles de l'écoulement dans le référentiel fixe. Les relations entre ces différentes grandeurs sont données dans le livre de S. Candel [27]. La variation des propriétés entre l'amont et l'aval de l'onde de choc s'effectue sur une distance de l'ordre de 200 nm. Cette valeur correspond à l'épaisseur de l'onde de choc et est de l'ordre de celle du libre parcours moyen des molécules dans les conditions de l'expérience.

Des enregistrements du plasma et de l'onde de choc sont présentés sur la Figure 1.8. L'évolution temporelle du rayon du plasma et de l'onde de choc est reportée sur la Figure 1.9. Tout d'abord, le plasma et l'onde de choc se développent à la même vitesse. Puis, l'onde de choc se



(a)



(b)

Figure 1.6 – Evolution temporelle de l'intensité d'émission normalisée de différentes raies ioniques, atomiques et moléculaires enregistrées par spectroscopie du plasma - (a) essais réalisés dans l'air -  $\lambda_{laser} = 532 \text{ nm}$  -  $f = 200 \text{ mm}$  - Energie déposée  $E_d = 170 \text{ mJ}$  [23] - (b) essais réalisés dans un écoulement prémélangé propane/air de richesse 1 -  $\lambda_{laser} = 532 \text{ nm}$  -  $f = 100 \text{ mm}$  - Energie déposée  $E_d = 50 - 110 - 170 \text{ mJ}$  [18]



Schéma d'une onde de choc droite en translation uniforme à la vitesse  $v_s$ 

Avant l'onde de choc (en amont)		Après l'onde de choc (en aval)	
$p'_1$	$\leftarrow v_s$	$p'_2$	
$\rho'_1$		$\rho'_2$	
$T'_1$		$T'_2$	
.....			
$p_1$	$\rightarrow v_1$	$v_2$	$p_2$
$\rho_1$			$\rho_2$
$T_1$			$T_2$

## Effet de l'onde de choc sur les propriétés de l'écoulement en amont (1) et en aval (2)

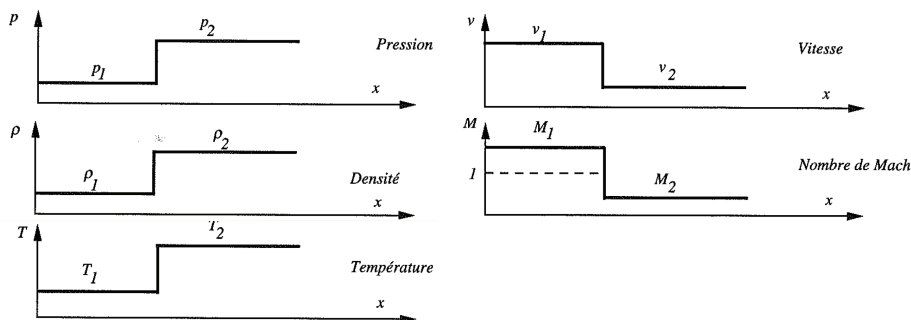


Figure 1.7 – Schéma de l'onde de choc et effet de l'onde de choc sur les propriétés amont et aval de l'écoulement [27].

détache du noyau, au bout de plusieurs centaines de nanosecondes après le déclenchement du laser (400 ns selon Bradley et al. [19] et 700 ns selon Beduneau et al. [18]). L'évolution temporelle du rayon  $r_s$  et de la vitesse  $v_s$  de l'onde de choc est décrite par la théorie classique de l'onde de choc de Taylor [28], qui suppose un transfert instantané d'énergie dans un volume infiniment petit :

$$r_s = s(\gamma)t^{2/5} \left( \frac{E_s}{\rho_1} \right)^{1/5} \quad (1.1)$$

$$v_s = \frac{dr_s}{dt} = s(\gamma) \frac{2}{5} t^{-3/5} \left( \frac{E_s}{\rho_1} \right)^{1/5} \quad (1.2)$$

$E_s$  est l'énergie de l'onde de choc,  $\rho_1$  est la masse volumique du gaz en avant de l'onde de choc et  $s(\gamma)$  est une constante de l'ordre de 1 qui dépend du rapport  $\gamma = c_p/c_v$  ( $c_p$  et  $c_v$ , capacités thermiques à pression constante et à volume constant).

Dans l'intervalle de temps entre le claquage et la fin du pulse laser, Bradley et al. [19] ont montré que l'évolution du rayon du plasma et de l'onde de choc n'est pas proportionnelle pas à  $t^{2/5}$  comme le prévoit la théorie de Taylor, mais à  $t^{3/5}$ . Ceci s'explique par le fait que, durant cette période, les fronts de l'onde de choc et du noyau sont renforcés par l'énergie absorbée (venant du pulse laser). Le modèle de Taylor devient valide à la fin du transfert d'énergie du pulse vers le plasma et l'onde de choc. La Figure 1.9 montre que les mesures expérimentales du rayon de l'onde de choc après cette phase décrivent bien l'évolution proportionnelle à  $t^{2/5}$  prévue par la théorie de Taylor. Notons que la théorie de l'onde de choc de Taylor n'est plus valide lorsque le rapport  $P_2/P_1$  entre les pressions en aval et en amont de l'onde de choc devient inférieur à 10.

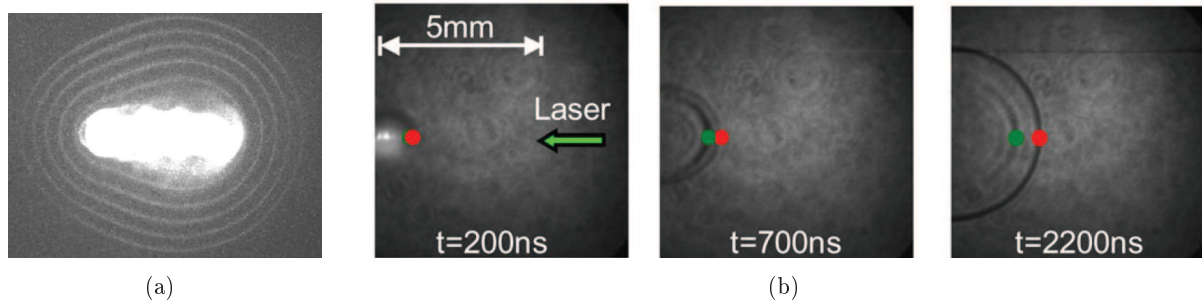


Figure 1.8 – (a) Juxtaposition d'images de l'onde de choc dans l'air sous 10 bars par palier de 500 ns juste après le claquage [29]- (b) Images Schlieren du noyau et de l'onde de choc (écoulement  $\text{CH}_4/\text{air}$  de richesse 1) [18]

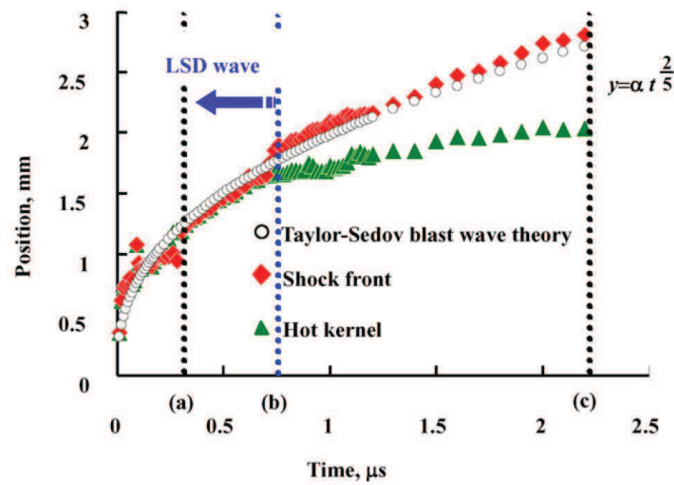


Figure 1.9 – Evolution temporelle du rayon du noyau et de l'onde de choc (évolutions expérimentale et théorique) (écoulement  $\text{CH}_4/\text{air}$  de richesse 1) [18]

Le rapport  $P_2/P_1$  est défini par :

$$\frac{P_2}{P_1} = \left( \frac{2\gamma}{\gamma+1} \right) \left( \frac{v_s}{v_a} \right)^2 - \left( \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right) \quad (1.3)$$

où  $v_a$  est la vitesse acoustique définie par  $v_a = (\gamma RT_1)^{1/2}$ .  $R$  est la constante des gaz parfaits et  $T_1$  est la température du gaz en amont de l'onde de choc.

### 1.1.3.2 Rôle de l'onde de choc

L'onde de choc étant très énergétique, elle dissipe une importante partie de l'énergie du plasma. Ainsi, la quantité d'énergie déposée lors du claquage est différente de l'énergie réelle de l'étincelle disponible pour l'allumage. Afin de connaître la quantité d'énergie dissipée, Bradley et al. [19] ont déterminé l'énergie  $E_s$  de l'onde de choc en ajustant sa valeur dans l'équation de  $r_s$  (Equation 1.1), de manière à ce que les évolutions théorique et expérimentale du rayon de l'onde de choc en fonction du temps se superposent. Connaissant la valeur de l'énergie déposée  $E_d$  lors du claquage, les auteurs ont montré que 85% de l'énergie déposée est dissipée par la propagation de l'onde de choc. Ce résultat est cohérent avec l'étude de Mc Neill et al. [30] qui ont reporté 90% de dissipation.

Malgré l'énergie importante qu'elle disperse lors de sa propagation, l'onde de choc ne peut pas allumer le mélange. Même si elle est suffisamment énergétique pour cela, elle ne persiste pas assez longtemps pour être responsable à elle seule de l'allumage du mélange, car il existe une différence importante entre les échelles de temps de l'allumage (quelques centaines de microsecondes) et les échelles de temps caractérisant la croissance et la propagation de l'onde de choc (quelques microsecondes). Cependant, l'onde de choc va tout de même jouer un rôle en modifiant la dynamique des gaz de l'étincelle (puis du noyau de gaz chauds), ce qui aidera à la croissance du noyau lors du démarrage de la combustion. Morsy et al. [31], Bradley et al. [19] et Spiglanin et al. [16] ont réalisé une étude détaillée de ce phénomène, que nous allons présenter ici.

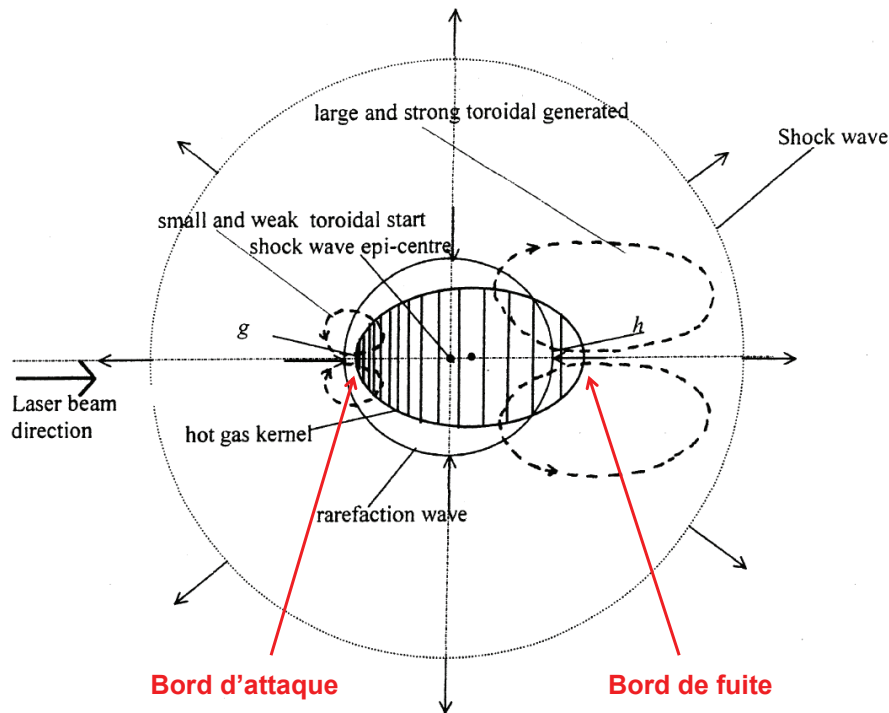


Figure 1.10 – Schéma du noyau de gaz chauds, de l'onde de choc et de l'onde de raréfaction. Schéma réalisé à partir d'un enregistrement Schlieren d'un claquage à  $t = 15 \mu\text{s}$ ,  $P_0 = 1 \text{ bar}$ ,  $E_d = 200 \text{ mJ}$ , dans un mélange propane/air de richesse 1. La longueur réelle du noyau est de 7.7 mm. [19]

La Figure 1.10 schématise la position du noyau de gaz chauds (étincelle), de l'onde choc et de l'onde de raréfaction à  $15 \mu\text{s}$  après le pulse laser. L'épicentre de l'onde de choc se situe en arrière du centre du noyau. Le fait que l'origine de l'onde de choc soit localisée plus près du bord d'attaque que du bord de fuite de l'étincelle est dû au plus grand taux d'énergie absorbé au niveau du bord d'attaque et à sa décroissance exponentielle à travers l'étincelle (du bord d'attaque vers le bord de fuite). L'onde de choc est à l'origine d'une onde de raréfaction (ou onde de détente) qui génère un gradient de pression dirigé vers le centre du noyau. Le propagation de l'onde de raréfaction entraîne l'apparition des anneaux toroïdes contra-rotatifs de convection représentés en traits discontinus sur la Figure 1.10. Les gaz du bord d'attaque sont moins denses (la température y est plus élevée en raison de la plus grande absorption d'énergie) qu'au niveau du bord de fuite et sont donc accélérés jusqu'à de plus fortes vitesses, ce qui explique le fait que les anneaux de convection soient plus petits. De plus, comme l'onde de raréfaction atteint d'abord le bord d'attaque, les anneaux de convection à ce niveau persistent moins longtemps que ceux situés au bord de fuite.

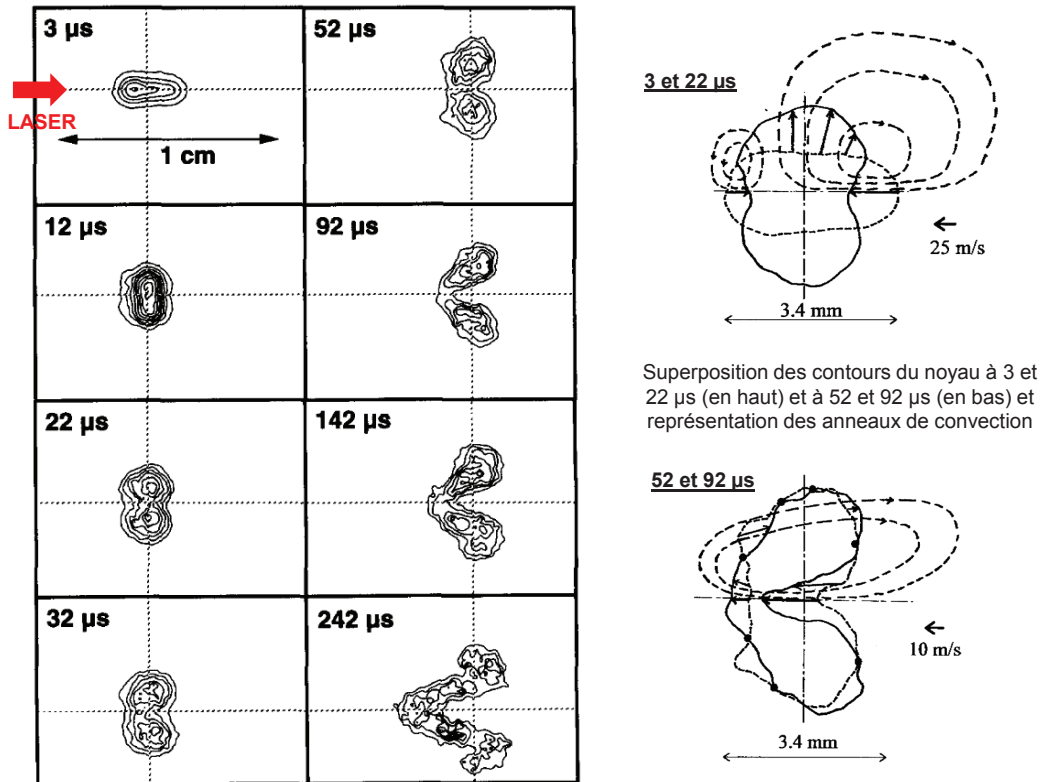


Figure 1.11 – A gauche : Iso-contours du signal de fluorescence (sur radical OH) du noyau à différents instants après le claquage (mélange  $H_2/O_2/Ar$ ) [16] - A droite : Superposition du contour du noyau (traits pleins) à différents instants et représentation des anneaux de convection (traits pointillés) agissant à l'instant étudié [19]

Afin d'étudier l'effet de ces anneaux de convection sur le noyau de gaz chauds, Spiglanin et al. [16] ont enregistré la distribution spatiale du radical OH du noyau par PLIF, à différents instants après le claquage. Le tracé des iso-contours de signal de fluorescence à différents instants est reporté sur la Figure 1.11.

Dans un premier temps, sous l'action des anneaux de convection du bord d'attaque et du bord de fuite, le noyau se déforme de telle sorte que son axe principal se déplace orthogonalement (Figure 1.11 : enregistrements entre 3 et 22  $\mu s$ ). Le schéma de la Figure 1.11, qui montre la superposition des enregistrements à 3 et 22  $\mu s$  et les anneaux de convection, permet d'expliquer cette déformation.

Dans la suite, la dissipation des anneaux de convection du bord d'attaque et la persistance des anneaux du bord de fuite sont à l'origine de l'apparition d'un troisième lobe au niveau du bord d'attaque (Figure 1.11 : enregistrements entre 32 et 142  $\mu s$ ). A partir de la superposition des enregistrements à 52 et 92  $\mu s$ , la Figure 1.11 explique l'apparition de ce troisième lobe sous l'action des anneaux de convection du bord de fuite. La formation du troisième lobe est visible sur les images Schlieren du noyau à différents instants après le claquage, reportées sur la Figure 1.12.

Bien que l'apparition de ce troisième lobe soit liée à la dynamique des gaz plutôt qu'à des effets chimiques, il va jouer un rôle important en accélérant la croissance du noyau de flamme durant les premières millisecondes après l'initiation des réactions chimiques. L'évolution temporelle de la vitesse de propagation des différents bords du noyau a été calculée pour des mélanges propane/air de différentes richesses et pressions [19] :  $S_{n,x-}$  est la vitesse de croissance au niveau du troisième

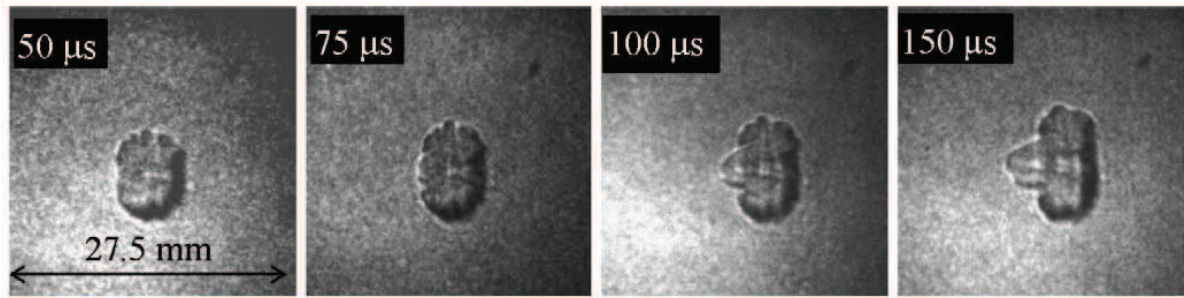


Figure 1.12 – Images Schlieren du noyau à différents instants après le claquage (mélange propane/air de richesse 0.45 -  $E_d = 224$  mJ) [19]

lobe (au bord d'attaque) et  $S_{ny}$  la vitesse de croissance dans la direction orthogonale au laser. La Figure 1.13 montre que  $S_{nx-}$  et  $S_{ny}$  sont supérieures à la vitesse de croissance de la flamme laminaire non étirée  $S_s$  pendant les premières millisecondes, grâce aux mouvements de gaz induits autour du noyau, telle que la génération du troisième lobe et également grâce aux hautes énergies ayant initié le plasma. Notons que  $S_s$  est définie par l'expression suivante :  $S_s = S_L^0 \cdot \rho_u / \rho_b$ , où  $\rho_u$  et  $\rho_b$  sont respectivement la masse volumique des gaz frais et des gaz brûlés et  $S_L^0$  est la vitesse de flamme laminaire non étirée. De plus, le fait que le rapport  $S_{nx-}/S_s$  soit plus élevé que  $S_{ny}/S_s$  (Figure 1.13) signifie que la croissance au niveau du bord d'attaque est plus rapide que dans la direction orthogonale au noyau. De même, les auteurs ont montré que la vitesse de croissance au niveau du bord d'attaque (troisième lobe) est supérieure à la vitesse de croissance au bord de fuite. Le troisième lobe a donc un effet positif sur la propagation du front de flamme pendant les premières millisecondes.

Beduneau et al. [18] ont également montré que, pour un allumage par étincelle induite par laser dans un écoulement  $\text{CH}_4/\text{air}$  de richesse 1, la vitesse de flamme est de 2 m/s après 1 ms, soit 4 fois supérieure à la vitesse de flamme laminaire. Les auteurs expliquent que cette vitesse élevée est due à l'effet de l'onde de choc sur la dynamique des gaz du noyau qui conduit notamment à la génération du troisième lobe.

Notons que la formation du troisième lobe et le fait d'observer une vitesse du front de flamme supérieure à la vitesse de flamme laminaire sont des phénomènes existant lorsque l'énergie déposée est élevée (supérieure à l'énergie d'allumage). En effet, nous verrons dans la suite que la vitesse de flamme durant les premières millisecondes de croissance du noyau peut être inférieure ou de l'ordre de la vitesse de flamme laminaire, dans le cas d'énergies déposées plus faibles, de l'ordre de grandeur de l'énergie d'allumage (partie 1.3.4.2, Figure 1.24).

Pour conclure, bien que l'onde de choc disperse une quantité importante d'énergie lors de sa propagation, elle n'est pas capable d'allumer le mélange. Cependant, elle a tout de même une influence sur l'allumage en modifiant la dynamique des gaz autour du noyau de gaz chauds, ce qui conduit à l'apparition d'un troisième lobe. Lors des premières millisecondes suivant l'initiation des réactions chimiques, la vitesse de croissance du noyau est supérieure à la vitesse de flamme laminaire, grâce à l'importante énergie déposée dans le plasma, mais également grâce à la dynamique des gaz induite au niveau du troisième lobe. Dans cette zone, la vitesse de croissance est plus élevée que sur les autres bords du noyau, ce qui traduit l'effet positif du troisième lobe sur l'allumage. Notons que, dans le cas d'un allumage par arc électrique, la formation d'un troisième lobe a également été observée [32].

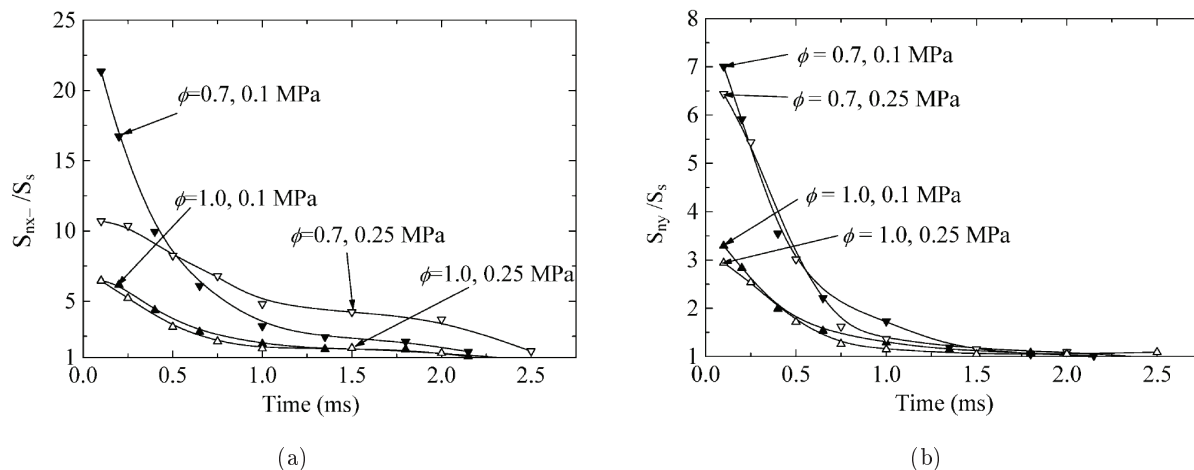
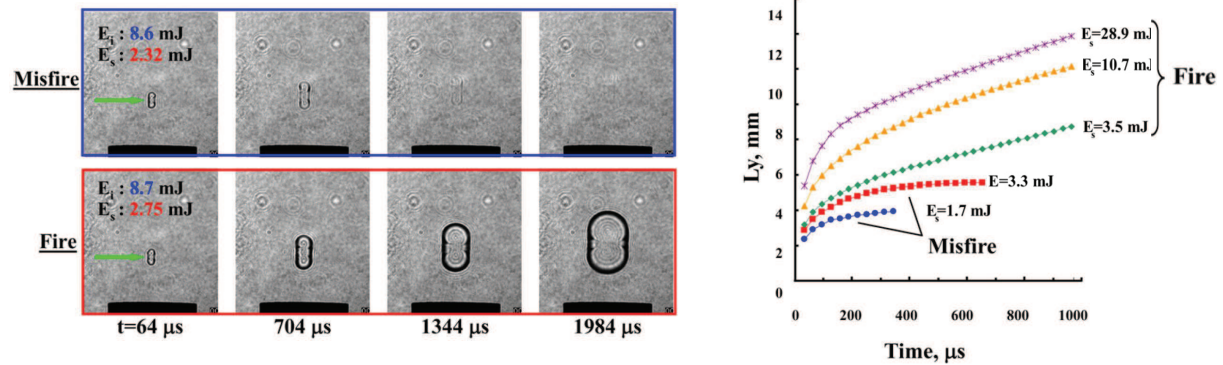


Figure 1.13 – Vitesse du front de flamme (au niveau du troisième lobe  $S_{nx-}$  et dans la direction orthogonale au faisceau laser  $S_{ny}$ ) normalisée par la vitesse de croissance de la flamme laminaire ( $S_s = S_L^0 \cdot \rho_u / \rho_b$ ) (mélange propane/air de richesse 0.45 -  $E_d = 224 \text{ mJ}$ ) [19]

#### 1.1.4 Du refroidissement du plasma vers l'initiation des réactions chimiques dans le noyau

La transition de l'étincelle vers un noyau de flamme résulte d'un couplage entre les effets dynamiques induits par l'onde de choc et les effets chimiques [16]. Les premières étapes de la croissance du noyau sont principalement assistées par les mouvements de gaz autour de l'étincelle induits par l'onde de choc (effets dynamiques). Durant cette étape, le noyau croît en consommant l'énergie qu'il contient et se refroidit donc au cours de son expansion. Cette étape, qui a été décrite dans les parties précédentes 1.1.2 et 1.1.3, est suivie par une phase d'initiation des premières réactions chimiques, qui vont assurer un apport d'énergie au noyau et lui permettre de continuer sa croissance. Cette phase est donc déterminante pour assurer la transition du noyau de gaz chauds vers un noyau de flamme. Pour illustrer cette transition, la Figure 1.14. présente l'enregistrement de la croissance d'un noyau, dans le cas d'un allumage raté et d'un allumage réussi (a), ainsi que l'évolution temporelle de la dimension d'un noyau pour différentes énergies déposées (b). Ces enregistrements ont été réalisés par Beduneau et al. [18] dans le cas d'un allumage par étincelle induite par laser en écoulement laminaire prémélangé. La Figure 1.14.a montre que, au cours des premiers instants (à  $t = 64 \mu\text{s}$ ), les noyaux sont identiques quel que soit le résultat de l'essai d'allumage, car le noyau croît en consommant son énergie. A  $t = 704 \mu\text{s}$ , des différences sont observées entre allumages raté et réussi. Dans le cas de l'allumage réussi, l'expansion du noyau a pu se poursuivre car l'initiation des réactions chimiques assurant un nouvel apport d'énergie a été une réussite, tandis que cette initiation a été un échec dans le cas de l'allumage raté, conduisant à un refroidissement progressif du noyau. Le même phénomène est décrit par la Figure 1.14.b qui montre une croissance du noyau jusqu'à  $200 \mu\text{s}$  quelle que soit l'énergie déposée et le résultat de l'essai d'allumage. Puis, au-delà de  $200 \mu\text{s}$ , le noyau continue de croître uniquement dans les cas où l'allumage est réussi, grâce à l'énergie dégagée par les réactions de combustion initiées dans le noyau.

Le but de cette partie est donc d'expliquer les mécanismes mis en jeu lors de la transition entre la phase de refroidissement du noyau de gaz chauds et la phase d'allumage du noyau de flamme grâce à l'initiation des réactions de combustion.



(a) Croissance du noyau dans le cas d'une réussite et d'un échec d'allumage

(b) Evolution temporelle de la dimension du noyau pour différentes énergies déposées

Figure 1.14 – Enregistrements réalisés dans le cas d'un allumage par étincelle induite par laser en écoulement laminaire prémélangé  $\text{CH}_4/\text{air}$  [18].

#### 1.1.4.1 Description préliminaire : Réactions élémentaires de la combustion

La combustion peut être décrite à partir de quatre types de réactions élémentaires qui font intervenir des radicaux libres. Ces derniers sont généralement créés à partir de molécules dont une liaison chimique de valence a été rompue. Ainsi, ce sont des fractions de molécule possédant un (parfois deux) électrons de valence non liés qui leur confère une grande réactivité. Les radicaux jouent donc un rôle moteur dans la combustion. Parmi les différents radicaux présents dans la flamme, nous pouvons citer le radical hydroxyl ( $^{\circ}\text{OH}$ ), methyl ( $^{\circ}\text{CH}_3$ ), oxygène ( $^{\circ}\text{O}$ ), hydrogène ( $^{\circ}\text{H}$ ), cyano ( $^{\circ}\text{CN}$ )...

Les quatre types de réactions élémentaires sont les suivants :

- réactions d'initiation : elles permettent la production des premiers radicaux de la réaction nécessaires aux chaînes de propagation. Au cours de ces réactions, la collision d'un réactif avec une molécule quelconque fractionne ce réactif en deux radicaux. Ces réactions sont endothermiques et avec une énergie d'activation importante, en raison de l'énergie requise pour rompre une ou plusieurs liaisons de valence.

- réactions de ramification (ou de branchement) : il s'agit également d'un mode de production de radicaux libres. La collision d'un réactif avec un radical libre ou un intermédiaire réactionnel permet de fractionner ce réactif en deux radicaux. De même, ces réactions sont endothermiques avec une énergie d'activation élevée.

- chaînes de propagation : elles sont constituées d'au moins deux réactions. La succession des réactions de la chaîne permet de transformer une molécule de réactif en un produit, sous l'action des radicaux. Le radical présent dans la première réaction de la chaîne est retrouvé dans la dernière réaction et peut ainsi participer à une autre chaîne de propagation.

- réactions de terminaison : il s'agit d'un mode de consommation de radicaux libres. Ces réactions correspondent à la recombinaison de deux radicaux pour former une molécule. Elles sont exothermiques.

La description de ces réactions montre que les radicaux jouent un rôle très important dans la transformation des réactifs en produits et donc dans la production d'énergie. Les réactions d'initiation et de branchement permettant la production de radicaux constituent donc une étape indispensable à l'initiation de la combustion, lors de la phase de transition entre le noyau de gaz chauds et le noyau de flamme.

### 1.1.4.2 Mécanismes d'initiation des réactions chimiques

Le phénomène d'initiation des réactions chimiques a été caractérisé par Beduneau et al. [18] dans le cas de l'allumage par étincelle induite par laser, grâce à la visualisation et à des mesures de spectroscopie de l'étincelle et du noyau, à différents instants après le dépôt d'énergie.

La Figure 1.15 présente l'évolution temporelle de l'intensité du rayonnement émis par les radicaux  $\text{OH}^*$  présents dans le noyau de gaz chauds, pour deux énergies d'étincelle très proches, l'une conduisant à un allumage réussi et l'autre à un allumage raté. Juste après le claquage, en raison de l'ionisation du plasma, l'intensité est très élevée et elle est identique dans les deux cas. Ensuite, la diminution de l'intensité traduit le refroidissement du plasma puis du noyau de gaz chauds. A cette étape, les premières différences entre allumages raté et réussi apparaissent (taille et intensité d'émission  $\text{OH}^*$  du noyau). Dans le cas de l'allumage réussi, des réactions de ramification permettant la production de radicaux ont lieu en quantité suffisamment grande, mais pas dans le cas de l'allumage raté. C'est pourquoi, dans le cas où l'allumage échoue, l'intensité devient rapidement quasiment nulle. En revanche, dans le cas d'un allumage réussi, on constate une augmentation de l'intensité du rayonnement émis par les radicaux  $\text{OH}^*$  entre 300 et 800  $\mu\text{s}$ , qui correspond à une production importante de radicaux via les réactions de ramification. Cette importante production de radicaux traduit l'initiation de la combustion. Puis le phénomène chimique de ramification est suivi par la phase de propagation, où l'intensité des émissions de  $\text{OH}^*$  diminue et devient constante. L'évolution temporelle de l'émission des radicaux  $\text{CN}^*$ ,  $\text{CH}^*$  et  $\text{C}_2^*$  présente la même allure que l'évolution enregistrée pour  $\text{OH}^*$ , ce qui traduit les mêmes phénomènes pour ces radicaux (Figure 1.16).

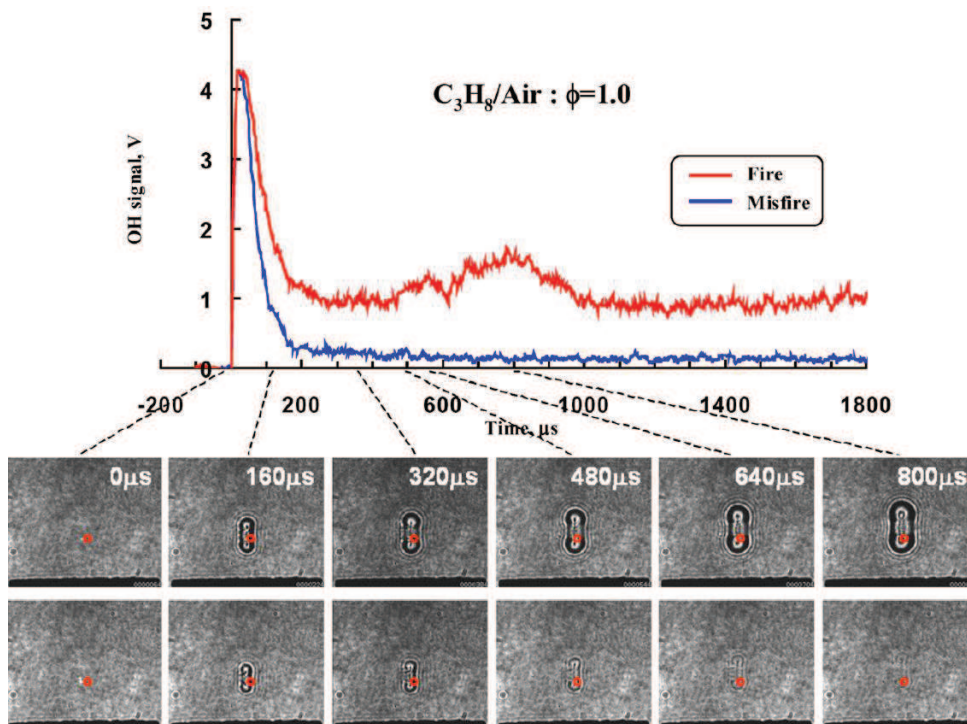


Figure 1.15 – Evolution temporelle de l'intensité du rayonnement émis par les radicaux  $\text{OH}^*$  présents dans le noyau de gaz chauds et images Schlieren du noyau à différents instants (écoulement laminaire propane/air de richesse égale à 1) [18]. Cas de l'allumage réussi (en rouge) :  $E_d = 5.61$  mJ. Cas allumage raté (en bleu) :  $E_d = 5.78$  mJ.



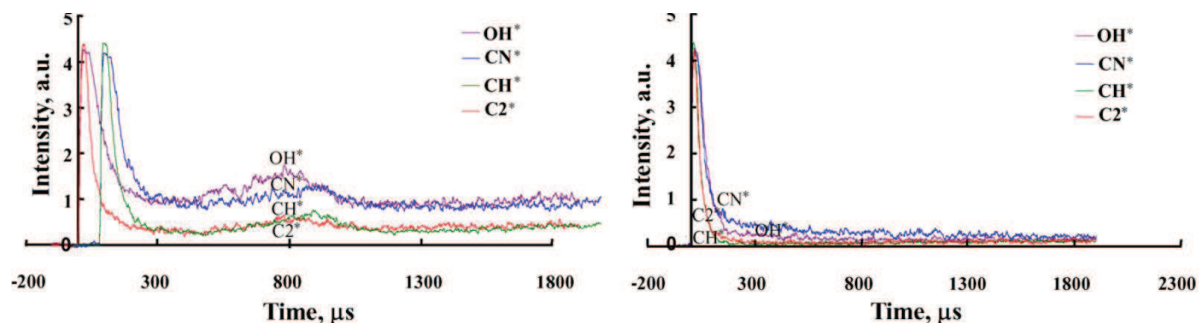


Figure 1.16 – Evolution temporelle de l'intensité du rayonnement émis par les radicaux  $\text{OH}^*$ ,  $\text{CN}^*$ ,  $\text{CH}^*$ ,  $\text{C}_2^*$  présents dans le noyau de gaz chauds (écoulement laminaire propane/air de richesse égale à 1) [18]. Cas d'un allumage réussi (à gauche) :  $E_d = 6.63$  mJ. Cas d'un allumage raté (à droite) :  $E_d = 6.01$  mJ.

La production de radicaux est donc essentielle à l'initiation des réactions chimiques : si la quantité de radicaux n'a pas atteint une certaine valeur à un instant donné, elle est trop faible pour démarrer les réactions chimiques de ramification et la combustion ne parvient pas s'initier (le noyau continue de refroidir progressivement). Les radicaux sont issus, d'une part, des espèces chimiques réactives produites lors de la phase de recombinaison du plasma et d'autre part, des réactions chimiques de ramification débutant entre 100 et 400  $\mu\text{s}$ , et conduisant à l'augmentation d'intensité observée entre 300 et 800  $\mu\text{s}$  sur les Figures 1.15 et 1.16.

De plus, Beduneau et al. [18] ont mis en évidence l'influence de l'énergie déposée sur :

- la quantité de radicaux produits,
- l'instant auquel cette quantité est maximale,
- la durée pendant laquelle cette quantité maximale de radicaux persiste dans le noyau.

La Figure 1.17 montre que plus l'énergie de l'étincelle est élevée, plus la quantité de radicaux produits est importante. De plus, la Figure 1.6.b, reportée dans la partie 1.1.2 traitant de l'évolution temporelle de l'émission du plasma, montre qu'une augmentation de l'énergie déposée retarde l'apparition des émissions moléculaires (CN). Ainsi, les radicaux produits lors de la phase de recombinaison du plasma apparaîtront également plus tard. De plus, le maximum des émissions moléculaires persiste plus longtemps quand on élève l'énergie de l'étincelle, ce qui indique que la durée pendant laquelle les radicaux seront présents en grande quantité dans le noyau est également plus longue.

Par conséquent, pour obtenir un ensemble de réactions chimiques auto-entretenu dans le noyau, il faut qu'une quantité suffisante de radicaux soit formée au bon moment : l'instant où une quantité suffisante de radicaux est formée doit correspondre avec l'instant où débute le phénomène de ramification. Ainsi, comme nous venons de le voir, l'augmentation de l'énergie déposée permet une élévation de la production de radicaux et de la durée pendant laquelle les radicaux sont présents en grande quantité. De plus, elle retarde l'instant où la quantité maximale de radicaux formés est atteinte. Par conséquent, l'augmentation de l'énergie déposée permet d'atteindre le bon niveau de radicaux, plus tard, c'est-à-dire à un instant plus proche de l'instant où les réactions chimiques (phénomène de ramification) débutent.

Dans cette partie, les mécanismes d'initiation des réactions chimiques permettant la transition du noyau de gaz chauds vers un noyau de flamme ont été décrits. Grâce à l'énergie dégagée par la combustion, le noyau peut ainsi poursuivre sa croissance. Cependant, un aspect de l'allumage n'a pas encore été développé et sera étudié dans la suite. Malgré l'initiation réussie des réactions

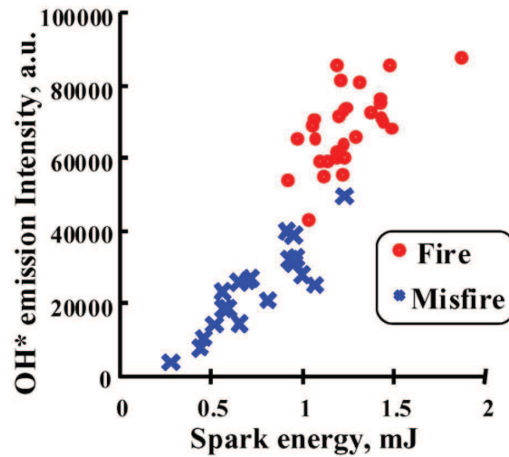


Figure 1.17 – Intensité du rayonnement émis par les radicaux  $\text{OH}^*$ ,  $2 \mu\text{s}$  après le claquage, avec un temps d'intégration de 1 ms (allumages en écoulement laminaire méthane/air de richesse 1) [18]

chimiques, une extinction du noyau peut avoir lieu, dans le cas où le noyau ne parvient pas à compenser les pertes thermiques auxquelles il est soumis au cours de son développement. L'extinction se produit, si l'énergie dégagée par la combustion n'est pas suffisante pour à la fois assurer la croissance du noyau et compenser ses pertes thermiques. Ce phénomène fait appel aux notions de rayon critique et d'énergie d'allumage, qui seront développées dans la suite (partie 1.3).

## 1.2 Description de l'allumage par arc électrique - Comparaison avec l'allumage par étincelle induite par laser

Une manière plus conventionnelle d'initier la combustion est d'allumer le mélange grâce à une bougie, qui va générer un arc électrique entre deux électrodes. Bien que notre étude utilise un dispositif d'allumage par étincelle induite par laser, il est important de décrire brièvement les mécanismes d'allumage par arc électrique et de comparer ces deux dispositifs d'allumage. En effet, nous serons amenés à confronter nos résultats à d'autres études de la littérature, employant parfois un système d'allumage par arc électrique.

### 1.2.1 Mécanismes d'allumage par arc électrique

L'allumage par arc électrique consiste à générer une haute tension aux bornes de deux électrodes afin d'y créer une rapide décharge de courant, formant l'arc électrique capable d'initier la combustion.

#### 1.2.1.1 Description du phénomène de décharge électrique

La décharge électrique conduisant à la formation d'une étincelle peut être décomposée en quatre phases [33], données sur la Figure 1.18. Ce processus débute en appliquant un champ électrique très élevé ( $\sim 50 \text{ kV/cm}$ ) aux bornes des électrodes.

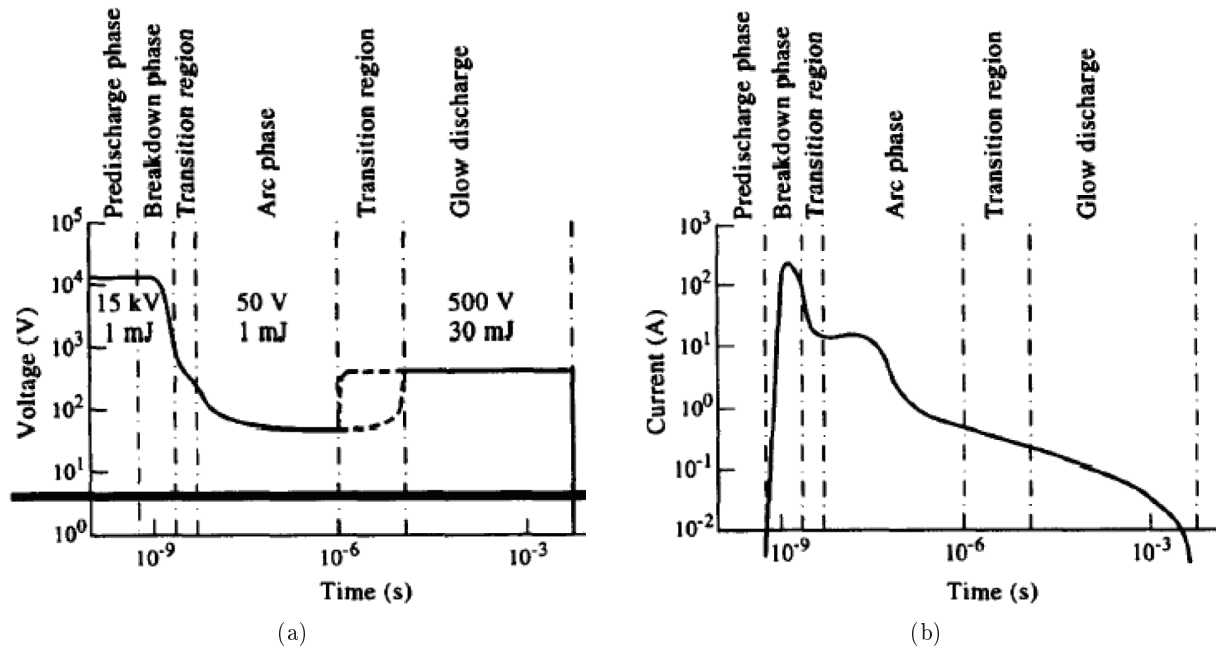


Figure 1.18 – Evolution temporelle de la tension (a) et du courant (b) d'un système d'allumage par arc électrique [33]

### Phase de pré-claquage (Predischarge phase)

La durée de cette étape est très courte, de l'ordre de quelques nanosecondes. Sous l'action du champ électrique appliqué, les électrons libres (issus de la faible ionisation naturelle de l'air) présents entre les deux électrodes sont accélérés et ionisent les molécules de gaz par collision, conduisant ainsi à des ions et de nouveaux électrons. Ces derniers sont également accélérés sous l'action du champ électrique et rentrent en collision avec des molécules de gaz, ce qui génère de nouveaux électrons libres. Ce phénomène de cascade électronique entraîne l'ionisation du milieu. Cependant, les électrons générés sont rapidement capturés par l'anode. Ce phénomène est compensé par différents mécanismes qui vont permettre d'entretenir l'ionisation entre les électrodes et de générer de nouveaux électrons libres à proximité de la cathode :

- D'une part, les ions excités en raison du phénomène de cascade électronique se désexcitent en émettant un rayonnement qui peut soit atteindre la cathode et arracher des électrons de sa surface, soit être réabsorbés par des molécules de gaz qui vont à leur tour être ionisées.
- Des électrons libres sont également arrachés de la cathode par l'impact des ions sur cette électrode.

Sous l'action du champ électrique, ces différents phénomènes vont conduire à la génération d'une grande quantité d'ions et d'électrons entre les électrodes.

### Phase de claquage (Breakdown phase)

Dés que suffisamment d'électrons sont générés, le milieu entre les deux électrodes devient conducteur. L'intensité du courant augmente très fortement en quelques nanosecondes, tandis que la tension et le champ électrique aux bornes des électrodes s'effondrent : c'est le claquage. Notons qu'une énergie de 0.3 mJ est nécessaire à l'initiation d'un claquage à 1 bar entre des électrodes distantes de 1 mm [12]. Durant cette phase, le courant circule ( $\sim 100$  A) entre les électrodes et un transfert efficace d'énergie par collision est observé entre les électrons traversant

le milieu et les ions et molécules de gaz. L'énergie de la décharge électrique est ainsi transmise au gaz qui s'échauffe. De cette manière, un plasma est formé en quelques dizaines de nanosecondes. Le transfert d'énergie au cours de cette phase a un rendement de 94 % [33].

### Phase d'arc (Arc phase)

La phase d'arc commence lorsque des points de fusion, liés au prolongement de l'étincelle entre l'anode et la cathode, apparaissent sur les électrodes. Ces points permettent au canal ionisé de se maintenir. La phase d'arc est caractérisée par une basse tension ( $\sim 50$  V) et un faible courant ( $\sim 100$  mA). Le transfert d'énergie au cours de cette phase a un rendement de 50 % [33].

### Phase de décharge (Glow discharge)

Après environ  $1 \mu\text{s}$ , l'arc est dans un état de décharge luminescente, correspondant à l'émission d'un rayonnement dû à la désexcitation des espèces. Au cours de cette phase, un faible courant est maintenu et une élévation de la tension est observée ( $\sim 500$  V). Le transfert d'énergie au cours de cette phase a un rendement de 30 % [33]. Il est difficile de déterminer la limite entre la fin de la phase de décharge et le début de l'apparition du noyau de flamme.

#### 1.2.1.2 De l'arc électrique vers l'initiation des réactions chimiques dans le noyau

Comme dans le cas de l'allumage par étincelle induite par laser, le claquage généré entre les électrodes conduit à la formation d'un plasma et d'une onde de choc. Le plasma contient une grande concentration de radicaux, précurseurs de la combustion. Afin que les réactions chimiques s'initient, il faut que suffisamment de radicaux aient été créés et assez d'énergie thermique doit avoir été apportée pour atteindre l'énergie d'activation des réactions chimiques. Un noyau de flamme sphérique apparaît entre les électrodes quelques centaines de microsecondes après le début de la décharge électrique [34]. Même si le claquage a lieu très tôt (lors des 10 premières nanosecondes) comme lors d'un claquage induit par laser, l'ensemble du phénomène de décharge électrique dure environ 1 ms (ou quelques centaines de microsecondes suivant les dispositifs). Ainsi, les premières étapes de développement du noyau sont assistées par la phase de glow.

A la fin du dépôt d'énergie (fin de la phase de glow), deux événements peuvent avoir lieu. Dans le cas où suffisamment d'énergie est apportée par les réactions chimiques pour assurer la croissance du noyau et compenser les pertes thermiques, le noyau de flamme continue de croître, malgré la fin du dépôt d'énergie par l'arc. En revanche, si à la fin de la phase de glow, le noyau de flamme a toujours besoin d'un apport en énergie, car l'énergie dégagée par les réactions chimiques initiées ne suffit pas, le noyau se refroidit progressivement, ce qui conduit à un raté d'allumage.

Par conséquent, quel que soient le système d'allumage (arc électrique ou laser), une fois la combustion initiée dans le noyau, la réussite ou l'échec d'allumage dépend de la balance énergétique entre l'énergie produite et l'énergie consommée. Ce phénomène fait appel aux notions de rayon critique et d'énergie d'allumage, dont les valeurs dépendent des conditions locales rencontrées par le noyau (richesse, taux de contrainte, pression, turbulence...). Ces notions communes aux différents dispositifs d'allumage seront développées dans la suite (partie 1.3).

## 1.2.2 Comparaison de l'allumage par arc électrique et de l'allumage par étincelle induite par laser

Les différences entre allumage par arc électrique et allumage par étincelle induite par laser résident principalement dans les points suivants [12, 35].

### Spectre d'émission de l'étincelle

Letty et al. [36] ont mesuré par spectroscopie le spectre d'émission d'étincelles induites par laser et par arc électrique (Figure 1.19). Les deux spectres présentent les mêmes raies atomiques et moléculaires, liées aux espèces présentes dans le mélange  $\text{CH}_4/\text{air}$  étudié : hydrogène à 486 nm et 656 nm, oxygène à 777 nm, radical  $\text{CN}^*$  entre 380 et 390 nm et  $\text{CH}^*$  à 431 nm.

La différence majeure observée entre les deux spectres est la présence d'un fond continu très important entre 300 et 800 nm dans le cas de l'étincelle induite par arc électrique. Ceci est lié à la longue durée du dépôt d'énergie et au rayonnement émis pendant ce dépôt. Dans le cas de l'étincelle induite par laser, un fond continu très intense peut également être observé lors des premières 100 à 200 ns [23]. Puis, lorsque le plasma refroidit, dès 200 ns (en raison de la courte durée du pulse), l'intensité du fond continu diminue très rapidement, tandis que les raies spectrales (ioniques, puis atomiques et moléculaires) persistent plus longtemps. Le spectre reporté sur la Figure 1.19.b correspondant à l'accumulation du rayonnement émis par le plasma de 0 à 3 ms, les raies atomiques et moléculaires sont beaucoup plus intenses que le fond continu initialement émis par le plasma.

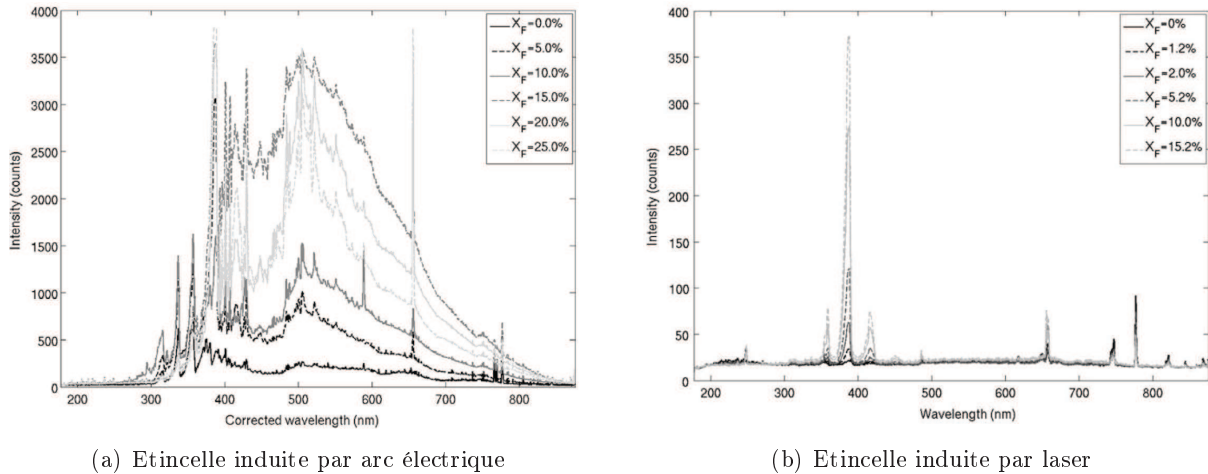


Figure 1.19 – Spectre d'émission d'une étincelle induite par arc électrique (a) et d'une étincelle induite par laser (b) pour une durée d'enregistrement respectivement de 1 s et de 3 ms et pour différentes fractions volumiques  $X_F$  de méthane [36]

### Position, énergie, géométrie et taille de l'étincelle

Dans le cas de l'allumage par arc électrique, la géométrie et l'emplacement de l'arc sont peu reproductibles d'un allumage à l'autre et difficilement prévisibles. Ainsi, la géométrie et l'emplacement du noyau de flamme varient également d'un allumage à l'autre [37, 38]. En revanche, l'emplacement et la géométrie d'un plasma induit par laser et du noyau de flamme issu de ce plasma sont reproductibles d'un essai à l'autre, car l'étincelle est située à la même position (au

point focal de la lentille) d'un claquage à l'autre.

De même, la quantité d'énergie déposée est plus facilement contrôlable et reproductible dans le cas d'un allumage par étincelle induite par laser que dans le cas d'un allumage par arc électrique.

En ce qui concerne la taille de l'étincelle, elle est à peu près la même pour les deux procédés d'allumage. L'écartement des électrodes est en général d'environ 1 mm, ce qui conduit à une étincelle de cette longueur et les étincelles induite par laser ont également une longueur de l'ordre du mm.

### Localisation du point d'allumage

L'allumage par arc électrique demande l'utilisation d'électrodes qui sont situées près des parois. Ainsi, lors de l'allumage, le noyau de flamme va perdre de l'énergie, via des pertes thermiques et des recombinaisons radicalaires, sur les parois de la chambre et sur les électrodes. En revanche, dans le cas de l'allumage par étincelle induite par laser, le dispositif utilisé est non intrusif et la localisation de l'étincelle peut être choisie. L'étincelle peut ainsi être générée loin des parois de la chambre de combustion et dans les zones présentant les conditions (de vitesse et de richesse) les plus favorables à l'allumage. De plus, l'allumage peut être initié en plusieurs points (plusieurs étincelle simultanées), si nécessaire [39].

### Durée du dépôt d'énergie

Dans le cas de l'allumage par étincelle induite par laser, des lasers générant des impulsions très courtes, au maximum de l'ordre de quelques nanosecondes, sont utilisés. L'énergie est donc déposée en un temps extrêmement court, ce qui conduit à des puissances très élevées.

Dans le cas de l'allumage par arc électrique, bien que les mécanismes mis en jeu lors de la décharge électrique conduisent à un claquage lors des 10 premières nanosecondes, l'ensemble du dépôt d'énergie dure beaucoup plus longtemps. La durée de la décharge électrique (de la phase de pré-claquage jusqu'à la fin de la phase de glow) est de quelques centaines de microsecondes ou d'environ 1 ms suivant les dispositifs, ce qui conduit à des puissances beaucoup plus faibles que dans le cas de l'allumage par étincelle induite par laser. Par exemple, un dépôt d'énergie de 50 mJ, correspond respectivement à une puissance de 5 MW et de 50 W, pour une durée de dépôt d'énergie de 10 ns par une étincelle laser et de 1 ms par une étincelle électrique.

Dans le cas de l'allumage par arc électrique, le début de la combustion est assisté par la phase de glow. Ce phénomène d'assistance par l'arc électrique lors des premières étapes de développement du noyau est l'une des différences majeures existant avec l'allumage par étincelle induite par laser. Nous verrons dans la suite que ce phénomène conduit à des énergies d'allumage d'un ordre de grandeur plus faibles dans le cas de l'allumage par arc électrique.

### Durée de l'allumage

Ma et al. [24] ont étudié l'allumage par laser (pour trois longueurs d'onde de laser différentes) et l'allumage par arc électrique, dans un moteur à combustion interne. L'intervalle de temps entre le déclenchement du système d'allumage et l'instant auquel la pression maximum dans le cylindre est atteinte est 4 à 6 ms plus long pour un allumage par arc électrique que pour un allumage par étincelle laser (Figure 1.20). Ce retard du pic de pression traduit un allumage plus tardif. Ainsi, les auteurs ont montré que la durée requise pour obtenir un noyau de flamme auto-entretenu est supérieure dans le cas d'un allumage par étincelle électrique. Ce résultat serait lié au plus long

dépôt d'énergie, ainsi qu'aux pertes thermiques aux parois et aux électrodes qui ralentissent la croissance du noyau de flamme.

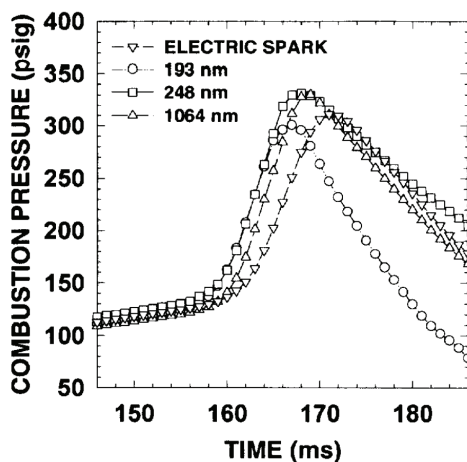


Figure 1.20 – Comparaison de la durée d'allumage par laser (pour trois longueurs d'onde différentes) et d'allumage par bougie, d'un mélange  $\text{CH}_4$ /air de richesse 1. L'énergie du pulse laser est de 105 mJ (pour les différentes longueurs d'onde) et celle de la bougie est de 40 mJ [24].

### Energie Minimum d'Allumage (MIE)

La MIE est définie comme étant la quantité d'énergie déposée conduisant à une probabilité d'allumage de 50 % [14, 40, 41]. Plusieurs auteurs [20, 35, 42] ont constaté expérimentalement que la valeur de la MIE dans le cas d'un allumage par étincelle induite par laser est d'un ordre de grandeur plus élevée que dans le cas d'un allumage par arc électrique. L'énergie requise pour allumer par laser est plus élevée, car l'énergie est déposée en un temps extrêmement court (quelques ns) puis, une part importante de cette énergie ( $\sim 85\%$  [19, 30]) est dissipée par la propagation de l'onde de choc. En revanche, dans le cas de l'allumage par arc électrique, bien qu'une onde de choc soit également générée lors du claquage, le dépôt d'énergie a lieu durant quelques centaines de microsecondes voir 1 ms, ce qui permet au noyau de flamme (formé au bout de quelques centaines de  $\mu\text{s}$ ) d'être assisté lors des premières étapes de sa croissance.

De plus, la méthode de mesure de l'énergie déposée n'est pas la même pour l'allumage par arc électrique (enregistrement des profils temporelles de tension et d'intensité délivrés par les électrodes) que pour l'allumage laser (utilisation de têtes pyroélectriques, en général). Ceci pourrait également contribuer aux écarts d'énergie observés.

## 1.3 De la phase d'initiation des réactions chimiques à l'allumage d'un noyau de flamme laminaire auto-entretenu : notions de rayon critique et d'énergie d'allumage

Les parties précédentes nous ont amené à décrire dans le cas de l'allumage par étincelle induite par laser (partie 1.1) et de l'allumage par arc électrique (partie 1.2), les différentes étapes allant du dépôt d'énergie, jusqu'à l'initiation des réactions chimiques conduisant à l'allumage d'un noyau de flamme. Cette dernière étape est atteinte si la quantité d'énergie déposée dans le

milieu est suffisante pour initier la combustion. Cependant, malgré l'initiation de la combustion, l'allumage n'est pas forcément réussi, car une extinction du noyau peut encore avoir lieu, si l'énergie dégagée par la combustion est inférieure à l'énergie dissipée sous forme de chaleur par conduction à travers la surface du noyau de flamme. Dans ce cas, le noyau de flamme s'éteint après avoir consommé une petite quantité de combustible (Figures 1.21.a et 1.21.b). En revanche, si l'énergie produite par les réactions de combustion est supérieure à l'énergie consommée, le noyau de flamme se développe de manière auto-entretenu (Figures 1.21.c et 1.21.d). Ce phénomène de balance énergétique entre l'énergie produite et l'énergie consommée fait appel aux notions de rayon critique et d'énergie d'allumage.

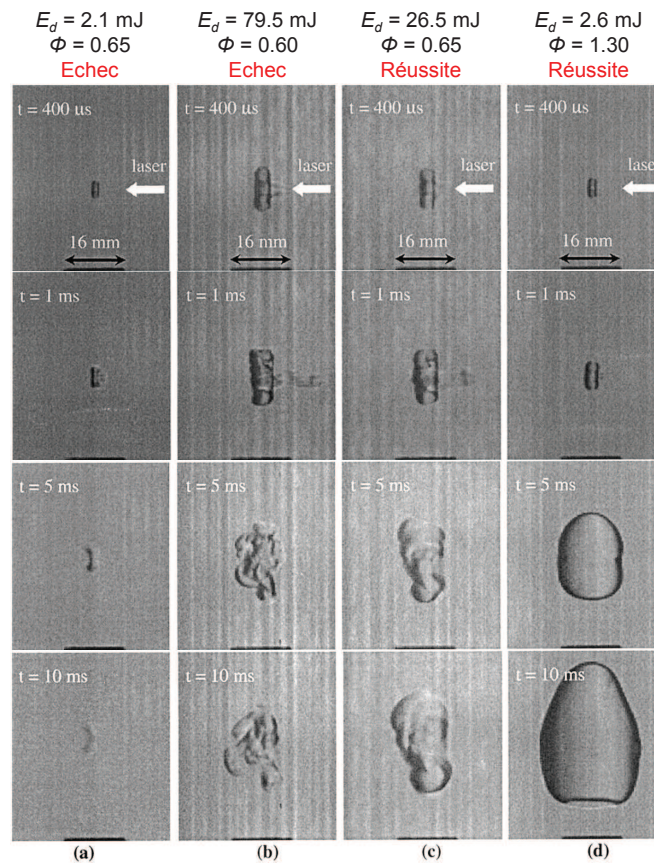


Figure 1.21 – Images schlieren du noyau de flamme, dans le cas d'un allumage par étincelle induite par laser en écoulement prémélangé  $\text{CH}_4/\text{air}$  [17]. Le résultat de l'essai d'allumage, l'énergie déposée  $E_d$  et la richesse du mélange  $\phi$  sont indiqués pour chaque enregistrement.

Cette partie poursuit la description des différentes étapes de l'allumage, en étudiant les conditions requises pour que la transition de l'étape d'initiation des réactions chimiques vers l'étape de croissance auto-entretenu du noyau de flamme soit réussie. Les critères à atteindre (le rayon critique et l'énergie d'allumage) ont été étudiés par de nombreux auteurs [43, 44, 45, 46, 35]. Ces critères sont généralement décrits dans le cas d'un allumage de type laminaire. De telles conditions sont rencontrées pour un allumage soit dans un écoulement laminaire ou un milieu sans écoulement, soit dans un écoulement faiblement turbulent où le noyau suit un développement de type laminaire dans les premiers instants (cas où les temps caractéristiques de la turbulence sont suffisamment longs).



### 1.3.1 Description préliminaire : Profil de température dans le front de flamme

Avant d'étudier le rayon critique et l'énergie d'allumage, rappelons les différentes températures caractéristiques du front de flamme. La région autour du front de flamme peut être décomposée en trois zones distinctes (Figure 1.22) :

- la zone I correspond aux gaz frais qui sont à la température  $T_0$  et à la zone de préchauffage du front de flamme où la température augmente de  $T_0$  jusqu'à  $T_i$ , la température d'initiation des réactions chimiques.
- la zone II est la zone de réaction, d'épaisseur  $\delta_r \sim 0.1\delta$ , où  $\delta$  est l'épaisseur totale du front de flamme. Dans la zone de réaction, la température est comprise entre  $T_i$  et  $T_{ad}$ , la température adiabatique de fin de réaction.
- la zone III est la zone des gaz brûlés à la température  $T_{ad}$ .

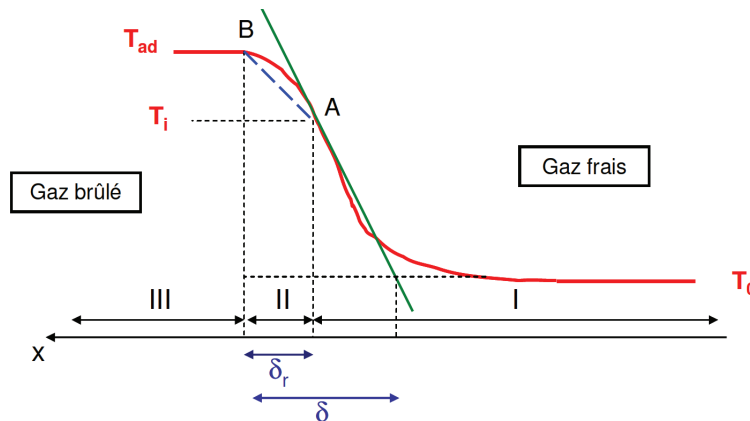


Figure 1.22 – Profil de température dans la zone autour du front de flamme (schéma réalisé par C. Ternel [12])

### 1.3.2 Définition du rayon critique d'allumage

#### 1.3.2.1 Modèle théorique

La notion de rayon critique est liée au fait que le noyau doit atteindre une taille suffisante pour que les réactions chimiques consomment assez de combustible et de comburant, afin que la chaleur dégagée par ces réactions vienne compenser les pertes de chaleur par conduction à la surface du noyau, et ainsi permettre une propagation autonome de la flamme. La température du noyau a une influence sur la valeur du rayon critique. Si la température  $T$  dans le noyau est inférieure à la température d'initiation des réactions chimiques ( $T < T_i$ ), le rayon critique requis pour la réussite de l'allumage est infini. L'augmentation de la température de la poche d'allumage entraîne une diminution de la valeur du rayon critique. Lorsque la température dans le noyau s'approche de la température adiabatique de flamme ( $T \sim T_{ad}$ ), le rayon critique tend vers une limite inférieure. C'est dans ce cas que Champion et al. [43] ont déterminé de manière théorique l'expression du rayon critique d'allumage noté  $r_c$ .

L'analyse de Champion et al. [43] montre l'existence d'une solution instable et stationnaire des équations d'équilibre de la température et de la fraction massique de combustible, dans le cas d'un noyau de flamme sphérique non assistée par un apport d'énergie extérieur. L'expression du rayon critique d'allumage  $r_c$  est obtenue en faisant la résolution du système d'équations formé par les équations d'équilibre de la température  $T$  et de la fraction massique  $Y_A$  de combustible

A, dans le cas d'un mélange combustible/air pauvre :

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + Q_A \dot{\omega}_A = 0 \quad (1.4)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \rho D_A \frac{\partial Y_A}{\partial r} \right) + \dot{\omega}_A = 0 \quad (1.5)$$

$r$  est la coordonnées radiale.  $\rho$ ,  $\lambda$  et  $D_A$  sont respectivement la masse volumique, la conductivité thermique et le coefficient de diffusion moléculaire de l'espèce  $A$ .  $Q_A$  est la chaleur de réaction par unité de masse du réactif  $A$ .  $\dot{\omega}_A$  est le taux de réaction défini par la loi d'Arrhenius :

$$\dot{\omega}_A = \rho^2 Y_A \exp(-E_a/RT) \quad (1.6)$$

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

L'équation 1.4 représente la compétition entre les pertes de chaleur par conduction à la surface du noyau (1<sup>er</sup> terme de l'équation) et l'énergie dégagée par les réactions chimiques (2<sup>e</sup> terme). Un rôle essentiel est joué par les mécanismes de diffusion qui alimentent le front de flamme en réactifs. Ce processus est représenté par le premier terme de l'équation 1.5, tandis que le deuxième terme traduit le consommation des réactifs par les réactions chimiques.

La résolution du système formé par les équations 1.4 et 1.5 conduit à l'expression du rayon critique du noyau de flamme [43] :

$$r_c = \frac{\lambda(T_{ad})}{C_p(T_{ad}) \cdot \rho(T_0) \cdot S_L^0} \cdot \frac{T_{ad}}{T_b \cdot Le_A} \exp\left(\frac{E_a}{2RT_{ad}} \frac{T_{ad} - T_b}{T_b}\right) \quad (1.7)$$

$C_p$  est la capacité thermique à pression constante. Le nombre de Lewis  $Le_A$  du réactif  $A$  est défini par le rapport  $\lambda/(\rho C_p D_A)$ . Notons que Champion et al. [43] font la distinction entre la température  $T_b$  des gaz brûlés et la température adiabatique  $T_{ad}$  de la flamme, car ces températures sont différentes lorsque le nombre de Lewis n'est pas égal à 1 (ce qui est le cas dans l'étude de Champion). La relation entre  $T_{ad}$  et  $T_b$  est définie par :

$$T_b = T_0 + \frac{1}{Le_A} (T_{ad} - T_0) \quad (1.8)$$

Ainsi, dans le cas d'un combustible dont le nombre de Lewis est égal à 1 ( $T_b = T_{ad}$ ), l'expression de  $r_c$  devient :

$$r_c = \frac{\lambda(T_{ad})}{C_p(T_{ad}) \cdot \rho(T_0) \cdot S_L^0} \quad (1.9)$$

Dans le cas où  $\lambda$  et  $C_p$  sont définis dans les gaz frais ( $T = T_0$ ), cette expression simplifiée du rayon critique est équivalente à l'une des définitions existant pour l'épaisseur de flamme laminaire [47] :

$$\delta = \frac{\lambda(T_0)}{C_p(T_0) \cdot \rho(T_0) \cdot S_L^0} \quad (1.10)$$

Cependant, la mesure expérimentale de l'épaisseur thermique de flamme [48] a montré que cette définition sous-estime d'un ordre de grandeur l'épaisseur réelle de la flamme laminaire. Le calcul de l'épaisseur de flamme à partir de cette définition (Equation 1.10) donnerait donc des valeurs de l'ordre de grandeur de l'épaisseur  $\delta_r$  de la zone de réaction, plutôt que de son épaisseur totale. Ainsi, Ronney et al. [49] ont montré que le rayon critique d'allumage est de l'ordre de

l'épaisseur de la zone de réaction de la flamme :

$$r_c \approx \delta_r \quad (1.11)$$

La détermination du rayon critique d'allumage a été également menée par d'autres auteurs. En déterminant les expressions théoriques des temps caractéristiques de refroidissement du noyau  $\tau_{cooling}$  et de réaction  $\tau_{reaction}$ , I. Glassman [45] a montré que la condition  $\tau_{cooling} \geq \tau_{reaction}$  conduit à  $r \geq r_c$  avec l'expression suivante pour  $r_c$  :

$$r_c = 3.7\delta \quad (1.12)$$

Les mesures expérimentales de Blanc et al. [50] ont montré que :

$$r_c = 3\delta \quad (1.13)$$

Enfin, selon Ballal et Lefebvre [51] et Akindele et al. [52] :

$$r_c = \delta \quad (1.14)$$

Les différentes études menées proposent des expressions théoriques différentes pour  $r_c$ , mais elles montrent que le rayon critique est de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de flamme  $\delta$ . Notons également que la sphère de rayon  $r_c$  ne correspond pas à la taille du volume de dépôt d'énergie qui doit être atteinte, mais à la taille que doit avoir le noyau de flamme issu de ce dépôt d'énergie.

### 1.3.2.2 Interprétation physique

En se référant aux travaux de Champion et al. [43], trois cas sont envisageables suivant la valeur du rayon  $r$  du noyau de flamme :

- si  $r = r_c$ , la flamme sphérique pourrait en théorie rester stationnaire sans se propager. Le processus de diffusion amène dans la zone de réaction du combustible et du comburant dans des proportions telles que le dégagement de chaleur produit par la réaction équivaut exactement aux pertes de chaleur par conduction. Cette situation qui est à la limite entre les deux cas suivants n'est pas stable et ne peut donc pas être observée expérimentalement.
- si  $r > r_c$ , la croissance du noyau de flamme sphérique est assurée. Les réactifs amenés par le processus de diffusion permettent un dégagement de chaleur supérieur à l'énergie perdue par conduction à la surface du noyau de flamme.
- si  $r < r_c$ , le noyau de flamme se refroidit progressivement jusqu'à son extinction car trop peu de réactifs sont amenés et consommés conduisant à une production d'énergie insuffisante.

### 1.3.3 Définition de l'énergie d'allumage

Le paragraphe précédent a permis de définir l'ordre de grandeur du volume minimal (de rayon minimum  $r_c$ ) qui doit être amené à la température  $T_{ad}$ . Il reste à déterminer la quantité d'énergie à apporter dans ce volume pour atteindre cette température. L'énergie d'allumage  $E_c$ , qui est l'énergie nécessaire pour amener de la température  $T_0$  à la température  $T_{ad}$  une sphère de rayon  $r_c$  contenant des gaz frais, est définie par [45] :

$$E_c = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot r_c^3 \cdot \rho(T_0) \cdot C_p(T_0) \cdot (T_{ad} - T_0) \quad (1.15)$$

La détermination de l'énergie d'allumage  $E_c$  a été réalisée dans un grand nombre de conditions, par de nombreuses études (de manière expérimentales ou par simulation numérique). L'énergie mesurée est généralement appelée Energie Minimum d'Allumage et est notée MIE (Minimum Ignition Energy). Elle correspond à l'énergie déposée conduisant à une probabilité d'allumage de 50 % [14, 40, 41]. La comparaison de la valeur mesurée MIE avec sa valeur théorique  $E_c$  a montré des résultats cohérents dans le cas de l'allumage par arc électrique [44]. Dans le cas de l'allumage par étincelle induite par laser, nous avons vu précédemment (partie 1.2.2) que plusieurs auteurs [20, 35, 42] ont montré que la valeur de la MIE est d'un ordre de grandeur plus élevée que dans le cas d'un allumage par arc électrique.

Dans la suite, une partie sera consacrée à l'étude des paramètres ayant une influence sur la valeur de la MIE, à partir des résultats présentés dans la littérature (partie 1.3.4.4). La méthode de détermination de la MIE sera donnée dans la description du dispositif expérimental de notre étude (partie 2.3.3).

### 1.3.4 Etude de l'allumage d'un noyau de flamme laminaire auto-entretenu

Cette partie étudie les premiers instants de la croissance du noyau de flamme auto-entretenu en écoulement laminaire. L'importance des critères de rayon critique et d'énergie d'allumage pour obtenir un noyau de flamme en croissance auto-entretenu a été mise en évidence de manière numérique et expérimentale [43, 44].

#### 1.3.4.1 Mise en évidence de l'importance du rayon critique

Afin de valider leur modèle théorique du rayon critique d'allumage (Equation 1.7), Champion et al. [43] ont mesuré expérimentalement par imagerie Schlieren l'évolution temporelle du rayon du noyau de flamme (Figure 1.23). Après avoir déterminé l'énergie minimum d'allumage requise pour obtenir un noyau de flamme auto-entretenu, un essai d'allumage a été effectué pour une énergie légèrement inférieure (courbe 1 de la Figure 1.23) et pour une énergie légèrement supérieure (courbe 2). La valeur théorique du rayon critique d'allumage (déterminée à partir de l'équation 1.7) est reportée en traits discontinus.

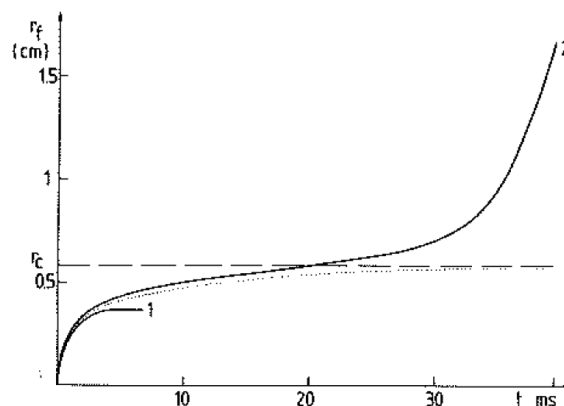


Figure 1.23 – Evolution temporelle du rayon du noyau de flamme dans le cas d'un allumage par arc électrique pour une énergie déposée inférieure à l'énergie d'allumage (courbe 1 :  $E_d = 15.1$  mJ) et une énergie déposée supérieure à l'énergie d'allumage (courbe 2 :  $E_d = 15.7$  mJ). Essais réalisés dans une chambre de combustion à pression atmosphérique pour un mélange  $C_3H_8$ /air avec une fraction volumique de  $C_3H_8$  égale à 3.25 % [43].

Les auteurs expliquent que les résultats reportés sur la Figure 1.23 sont cohérents avec l'existence d'une solution instable en  $r = r_c$ . L'interprétation des courbes 1 et 2 est la suivante :

- courbe 2 (allumage d'un noyau de flamme auto-entretenu) : la croissance du noyau de flamme ( $dr/dt$ ) est ralentie lorsque la valeur du rayon s'approche du rayon critique  $r_c$ . Dès que le rayon du noyau a dépassé le seuil instable  $r = r_c$ , la croissance est accélérée, jusqu'à ce que la vitesse de flamme laminaire soit atteinte.

- courbe 1 (extinction du noyau de flamme) : le noyau de flamme initié arrête sa croissance car l'énergie déposée est trop faible pour que le rayon critique  $r_c$  soit atteint.

Ces mesures confirment donc l'importance de la notion de rayon critique d'allumage. L'état de croissance auto-entretenu est atteint si le rayon du noyau de flamme devient supérieur à  $r_c$ . Notons que Champion et al. [43] ont mené la même étude par simulation numérique et que des résultats identiques ont été observés.

L'étude de l'évolution du rayon du noyau en fonction du temps permet donc de savoir si l'essai d'allumage est une réussite ou un échec, suivant si le rayon atteint la valeur seuil  $r_c$ .

#### 1.3.4.2 Mise en évidence du rôle de l'énergie d'allumage

L'importance de l'énergie d'allumage peut être mise en évidence à partir des résultats présentés par Bradley et al. [53]. L'évolution temporelle de la vitesse d'une flamme sphérique en croissance laminaire a été calculée par simulation numérique pour plusieurs énergies déposées (Figure 1.24). Les résultats montrent qu'il existe une énergie seuil en-dessous de laquelle l'allumage ne sera pas réussi. En effet, dans le cas où  $E_d = 4.09$  mJ, la vitesse de flamme diminue jusqu'à une vitesse nulle, conduisant à un échec d'allumage. Avec une énergie déposée de 5.54 mJ, légèrement supérieure à l'énergie minimum d'allumage, bien que la vitesse de la flamme diminue d'abord de 1 à 0.5 m/s, l'allumage d'un noyau de flamme auto-entretenu est réussi, car la vitesse de flamme ré-augmente ensuite jusqu'à la vitesse de flamme laminaire. Le dépôt d'énergies plus élevées conduit également à une réussite d'allumage. Ces résultats mettent donc en évidence l'importance d'une valeur seuil pour l'énergie d'allumage. De plus, il est intéressant de noter qu'une fois la vitesse de combustion atteinte, la vitesse de la flamme ne dépend plus des conditions d'allumage, notamment de l'énergie déposée, et est égale à la vitesse de flamme laminaire qui dépend uniquement des conditions du milieu (richesse, température, pression).

#### 1.3.4.3 Effets de l'étirement sur les premières phases de développement du noyau de flamme

Le phénomène de ralentissement de la croissance du noyau puis de ré-accélération dans les premiers instants du développement, observé sur la Figure 1.24 pour  $E_d = 5.54$  mJ, est semblable à celui observé ci-dessus dans l'étude de Champion et al. [43] (courbe 2 de la Figure 1.23). Dans les deux cas, ce phénomène a lieu lorsque l'énergie déposée n'est que sensiblement supérieure à l'énergie minimum d'allumage. En effet, pour les valeurs plus élevées de l'énergie déposée ( $E_d \geq 6.74$  mJ sur la Figure 1.24), ce comportement n'est pas observé.

Selon Bradley et al. [19, 53], ce phénomène de diminution de la vitesse de croissance du noyau est dû à l'étirement intense subi par le front de flamme, lors des premières phases de son développement. Cet étirement, lié au faible rayon du noyau et donc à sa forte courbure, peut conduire à une extinction (cas où  $E_d = 4.09$  mJ sur la Figure 1.24). L'étude de cet effet nous amène à introduire le facteur de Karlovitz d'étirement laminaire  $K_l$  (laminar Karlovitz stretch factor), égal au produit du taux d'étirement du front de flamme par le temps chimique  $\tau_c$  de la

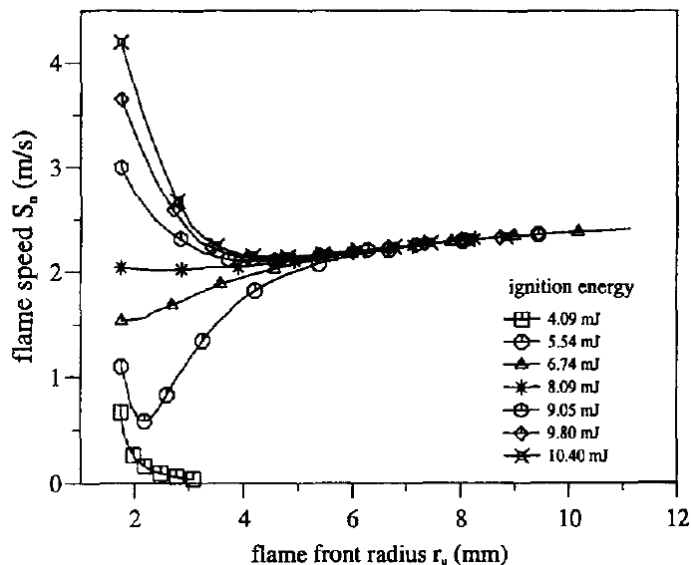


Figure 1.24 – Vitesses de flamme en fonction de la distance parcourue par le front, pour différentes valeurs de l'énergie déposée (mélange  $\text{CH}_4/\text{air}$  de richesse 1 à pression atmosphérique) [53].

flamme :

$$K_l = \left( \frac{1}{A_f} \frac{dA_f}{dt} \right) \tau_c = \left( \frac{2}{r} \frac{dr}{dt} \right) \left( \frac{\delta_L^0}{S_L^0} \right) \quad (1.16)$$

$A_f$  est la surface du front de flamme égale à  $4\pi r^2$ .  $\delta_L^0$  et  $S_L^0$  sont respectivement l'épaisseur et la vitesse de flamme laminaire non étirée.

L'effet de l'étirement sur les premiers instants du développement du noyau de flamme est mis en évidence sur la Figure 1.25. Cette Figure présente l'évolution du rapport  $S_n/S_s$ , la vitesse de croissance normalisée de la flamme, en fonction du facteur de Karlovitz d'étirement laminaire  $K_l$ , pour différentes énergies déposées très proches de l'énergie d'allumage.  $S_n$  est la vitesse de croissance du noyau, calculée à partir de l'évolution temporelle du rayon de la flamme, tel que  $S_n = \partial r / \partial t$ .  $S_s$  est la vitesse de croissance de la flamme laminaire non étirée :  $S_s = S_L^0 \cdot \rho_u / \rho_b$ , où  $\rho_u$  et  $\rho_b$  sont respectivement la masse volumique des gaz frais et des gaz brûlés. Les résultats de la Figure 1.25 ont été obtenus à partir de la simulation numérique d'un modèle d'allumage reporté par Bradley et al. [53].

Dans le cas d'une énergie déposée comprise entre 5.287 mJ et 5.664 mJ, la vitesse relative  $S_n/S_s$  et le facteur  $K_l$  diminuent (car  $dr/dt$  décroît). Ceci correspond à la zone A sur la Figure 1.25. Cette évolution traduit le taux d'étirement très élevé auquel est soumis le noyau de flamme dans les premiers instants de son développement, en raison de son faible rayon. A l'issue de cette phase de décroissance (phase A), deux scénarios peuvent être observés. Pour l'énergie la plus basse, le noyau de flamme s'éteint en raison du trop fort taux d'étirement (zone B où  $S_n/S_s \rightarrow 0$  et  $K_l \rightarrow 0$  car  $dr/dt \rightarrow 0$ ). Pour les énergies plus élevées ( $5.419 \text{ mJ} \leq E_d \leq 5.664 \text{ mJ}$ ), le noyau parvient à atteindre un état de flamme en croissance auto-entretenu, malgré l'étirement auquel il est soumis. Ceci se traduit par l'augmentation de  $S_n/S_s$  et  $K_l$  dans la zone C (liée à l'augmentation de  $dr/dt$ ). Nous avons observé précédemment que ce phénomène de diminution puis d'augmentation de la vitesse de croissance du noyau de flamme a lieu dans le cas d'énergies déposées de l'ordre de grandeur de l'énergie d'allumage. Pour des énergies déposées plus élevées

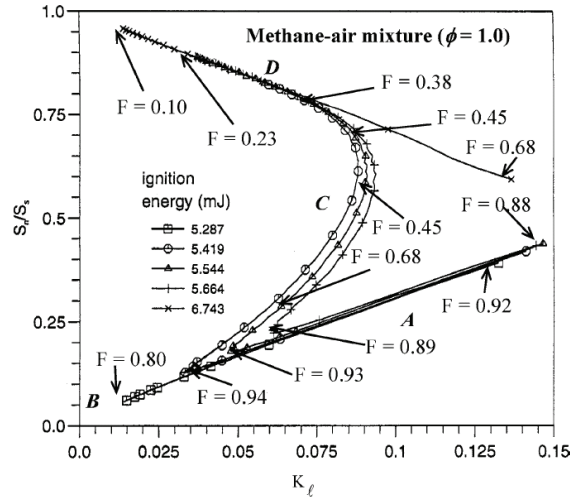


Figure 1.25 – Evolution de la vitesse de croissance normalisée  $S_n/S_s$  du noyau de flamme au cours de son développement en fonction du facteur de Karlovitz d'étirement laminaire  $K_l$  (simulation numérique réalisée dans le cas d'un mélange  $\text{CH}_4/\text{air}$  de richesse 1 à pression atmosphérique) [19].

( $E_d = 6.743$  mJ sur la Figure 1.25), ce phénomène n'a pas lieu. Une augmentation directe de  $S_n/S_s$  est observée, car l'énergie est suffisante pour que la croissance du noyau ne soit pas affectée par le taux d'étirement. Finalement, si l'extinction du noyau n'a pas eu lieu (cas où  $5.419 \text{ mJ} \leq E_d \leq 6.743 \text{ mJ}$ ), la vitesse de croissance du noyau  $S_n$  tend vers la vitesse de croissance de la flamme laminaire non étirée  $S_s$  quelle que soit l'énergie déposée initialement (zone D où  $S_n/S_s \rightarrow 1$ ).

Pour conclure, l'étirement du noyau, lié à son faible rayon lors des premières phases de son développement, conduit à une diminution de la vitesse de croissance du noyau, dans le cas d'une énergie déposée de l'ordre de grandeur de l'énergie d'allumage. Deux scénarios sont alors possibles. Le noyau peut soit s'éteindre (la vitesse de croissance continue de diminuer), soit atteindre un état de croissance auto-entretenu (la vitesse de croissance ré-augmente jusqu'à la vitesse de flamme laminaire).

Notons que dans certaines configurations d'écoulement, l'étirement peut avoir deux origines. D'une part, le noyau subit un étirement en raison de son faible rayon (effets de courbure décrits ci-dessus). D'autre part le noyau peut être soumis à une contrainte tangentielle (liée au gradient tangentiel des vitesses de l'écoulement). Ce type d'étirement est généralement rencontré dans les écoulements à contre-courant. Dans ce cas, des contraintes locales trop intenses liées à de fortes vitesses peuvent également être à l'origine de l'extinction du noyau [54].

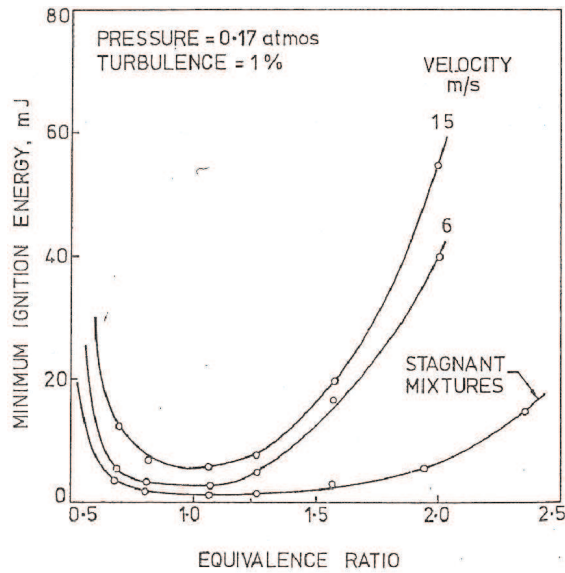
#### 1.3.4.4 Mesure de l'Energie Minimum d'Allumage (MIE) en écoulement laminaire

Afin d'étudier l'allumage, un critère couramment utilisé est l'Energie Minimum d'Allumage (MIE, Minimum Ignition Energy). La valeur de la MIE dépend de plusieurs paramètres dont la richesse du mélange, le volume de dépôt d'énergie et la dynamique de l'écoulement. Nous allons étudier les effets de ces paramètres sur la valeur de la MIE.

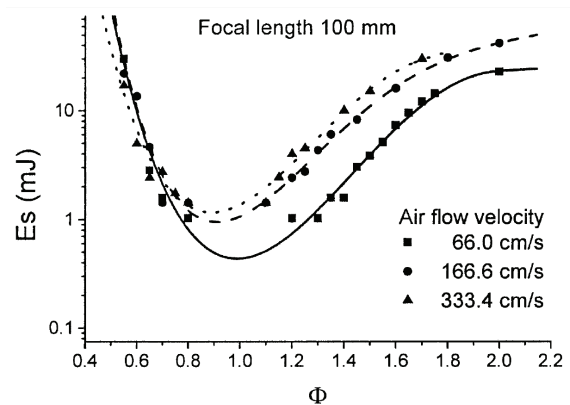
##### Influence de la richesse du mélange

De nombreuses études de la littérature fournissent la mesure de la MIE en fonction de la

richesse du mélange, dans des conditions laminaires [50, 51, 55, 44, 42, 20, 17]. Quel que soit le combustible utilisé, ces études montrent que la MIE est minimale pour un mélange stœchiométrique et augmente lorsque le mélange s'appauvrit ou lorsqu'il devient riche. La Figure 1.26 présente les résultats reportés par Ballal et Lefebvre [51] dans le cas d'un allumage par arc électrique et par Beduneau et al. [17] pour un allumage par étincelle induite par laser.



(a) Ballal et Lefebvre [51]



(b) Beduneau et al. [17]

Figure 1.26 – Evolution de la MIE en fonction de la richesse du mélange - (a) Résultats obtenus par allumage par arc électrique, dans un écoulement propane/air de différentes vitesses [51] - (b) Résultats obtenus par allumage par étincelle induite par laser (laser Nd :YAG à 532 nm, lentille  $f = 100$  mm), dans un écoulement méthane/air de différentes vitesses [17].

### Influence de la vitesse de l'écoulement laminaire

Dans des conditions laminaires, la Figure 1.26 montre que l'augmentation de la vitesse de l'écoulement entraîne une élévation de la MIE. En effet, pendant son développement, le noyau est plus dilué par l'écoulement froid et il est donc soumis à des pertes thermiques plus importantes lorsque la vitesse de l'écoulement augmente. Ainsi, l'énergie requise pour l'allumage est plus élevée.

### Influence du volume de dépôt d'énergie dans le cas d'un allumage par étincelle induite par laser

Le volume de dépôt d'énergie correspond au volume dans lequel le faisceau laser est concentré au point focal. La taille du volume de dépôt d'énergie dépend des caractéristiques du laser (divergence, diamètre, longueur d'onde) et de la distance focale  $f$  de la lentille servant à focaliser le faisceau (la définition de ce volume sera donnée dans la partie 2.3.1). Le volume de dépôt d'énergie étant proportionnel à  $f^4$ , une manière d'étudier son influence sur la valeur de la MIE est d'effectuer des essais d'allumage avec des lentilles de distance focale différente.

Beduneau et al. [17] ont mesuré la MIE pour plusieurs distances focales (Figure 1.27). Ils ont constaté que plus le volume de dépôt d'énergie est petit (plus la distance focale est petite),



plus l'énergie nécessaire pour allumer le mélange est faible. En effet, pour une énergie incidente donnée, une diminution du volume de dépôt d'énergie permet d'obtenir une plus grande énergie par unité de volume. Ainsi, le seuil de claquage et l'énergie requise pour allumer sont atteints pour une énergie totale déposée plus petite.

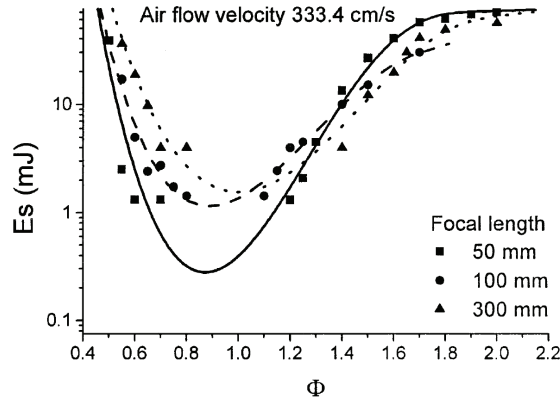


Figure 1.27 – Evolution de la MIE en fonction de la richesse du mélange pour différentes distances focales de lentille ( $f = 50, 100, 300$  mm). Résultats obtenus par allumage par étincelle induite par laser (laser Nd :YAG à 532 nm), dans un écoulement méthane/air de vitesse égale à 3.33 m/s [17].

### 1.3.5 Conclusion

Cette partie 1.3 a permis de poursuivre la description des étapes de l'allumage, en analysant les critères à atteindre pour assurer la transition de la phase d'initiation des réactions chimiques vers l'état de noyau de flamme en croissance auto-entretenu. Cette description a été réalisée pour un développement de type laminaire. Après avoir défini de manière théorique les notions de rayon critique et d'énergie d'allumage, nous avons analysé les premiers instants de la croissance du noyau de flamme en écoulement laminaire, à partir de mesures fournies par des études expérimentales et numériques.

## 1.4 Récapitulatif des différentes étapes de l'allumage par étincelle induite par laser : du déclenchement du pulse laser jusqu'à l'allumage d'un noyau de flamme laminaire en croissance auto-entretenu

La schéma reporté sur la Figure 1.28 présente les différentes étapes de l'allumage par étincelle induite par laser décrites dans les parties 1.1 et 1.3.

Ces parties ont fait la description des mécanismes d'un allumage de type laminaire, c'est-à-dire dans le cas d'un dépôt d'énergie soit dans un écoulement laminaire, soit dans un milieu sans écoulement, soit dans un écoulement faiblement turbulent où le noyau suit un développement de type laminaire dans les premiers instants (cas où les temps caractéristiques de la turbulence sont suffisamment longs). Dans la suite, nous nous intéresserons aux mécanismes d'allumage en écoulement turbulent. Ces mécanismes sont identiques à ceux d'un allumage de type laminaire, mais une interaction entre le noyau et la turbulence apparaît à des instants de l'ordre de grandeur des temps caractéristiques des tourbillons. A partir de ces instants, le front du noyau de

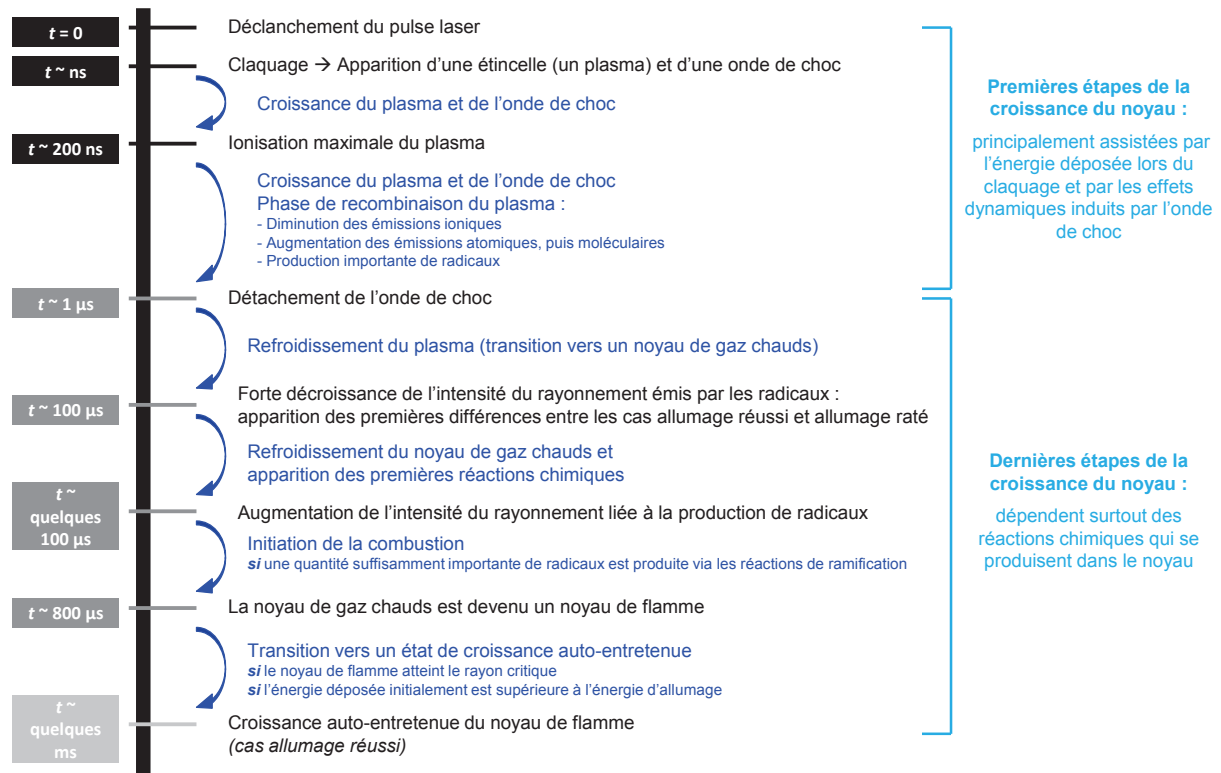


Figure 1.28 – Etapes de l'allumage par étincelle induite par laser entre le déclenchement du pulse laser et l'obtention d'un noyau de flamme laminaire en croissance auto-entretenue

flamme peut être plissée voir épaissie par les tourbillons de l'écoulement et les mécanismes de diffusion turbulente peuvent entraîner d'importantes pertes thermiques. Ces différents phénomènes peuvent être à l'origine de l'extinction du noyau de flamme. Le but des deux parties suivantes est de décrire les effets de la turbulence (fluctuations de vitesse et de fraction de mélange) sur le développement du noyau de flamme et donc sur la réussite des essais d'allumage.

## 1.5 Allumage en écoulement turbulent prémélangé

### 1.5.1 Introduction : allumage en écoulement turbulent

Dans des mélanges sans écoulement ou en écoulement laminaire, nous avons vu dans les parties précédentes que l'allumage d'un noyau de flamme auto-entretenue est assuré si l'énergie déposée est suffisamment élevée pour assurer la phase d'initiation des réactions chimiques et pour permettre au noyau de flamme d'atteindre son rayon critique, rayon nécessaire pour que l'énergie dégagée par les réactions de combustion soit supérieure aux pertes thermiques par conduction à la surface du noyau. Cependant, dans de nombreux systèmes de combustion tels que les moteurs à allumage commandé ou les turbines aéronautiques, l'allumage a lieu dans des écoulements très turbulents, en raison des grandes vitesses d'injection des réactifs. Ainsi, il est important d'étudier les mécanismes d'allumage en écoulement turbulent.

La turbulence peut être définie comme un ensemble de tourbillons caractérisés par différentes tailles et temps caractéristiques (temps de retournement), formant un mouvement organisé de grandes échelles, auquel est superposé un fond aléatoire de fluctuations des petites échelles. Ces conditions entraînent d'importantes fluctuations de vitesse, et également de fraction de mélange dans le cas d'un écoulement non prémélangé. Des mesures réalisées dans un moteur à allumage

commandé [56] sont reportées sur les Figures 1.29.a-b et mettent en évidence les fluctuations locales de vitesse et de richesse pouvant être rencontrées dans le cas d'un allumage en écoulement turbulent. Ainsi, des mécanismes supplémentaires sont à prendre en compte lors de l'étude du développement du noyau de gaz chauds.

La turbulence a des effets positifs, comme améliorer le mélange et augmenter la vitesse de combustion, mais elle peut aussi être à l'origine de la déformation du noyau (Figure 1.29.c), de l'étirement et de l'épaississement du front de flamme et de mécanismes de diffusion supplémentaires (diffusion turbulente venant renforcer la diffusion thermique et la diffusion moléculaire). Cette interaction existant entre le noyau et la turbulence peut entraîner l'extinction locale ou globale du noyau quelques centaines de microsecondes ou quelques millisecondes après la phase de dépôt d'énergie.

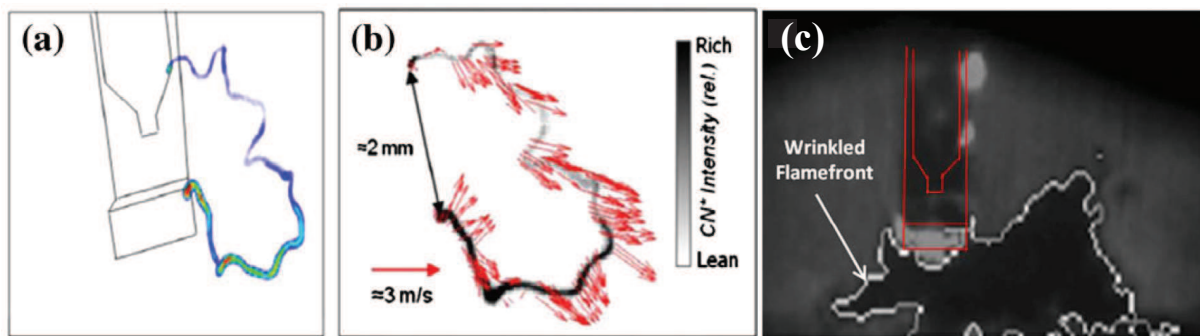


Figure 1.29 – Mesures réalisées dans un moteur à allumage commandé (étincelle de 120 mJ et de durée 2 ms) [56]. (a) Intensité d'émission des radicaux CN\* présents dans l'étincelle. Cette intensité est proportionnelle à la richesse locale - (b) Vitesse locale au niveau de l'étincelle - (c) Visualisation par diffusion de Mie du front de flamme plissé.

Cette partie 1.5 et la partie suivante (partie 1.6) ont pour but de décrire les différents mécanismes mis en jeu lors de l'interaction noyau/turbulence et les conséquences de ces phénomènes sur l'allumage. La partie 1.5 se concentrera sur l'étude de l'allumage en écoulement turbulent prémélangé, c'est-à-dire sur l'effet des fluctuations turbulentes de vitesse sur la croissance du noyau. La partie 1.6 sera consacrée à l'allumage en écoulement turbulent non prémélangé, afin d'analyser les effets supplémentaires liés aux fluctuations de fraction de mélange.

L'étude de l'allumage en écoulement turbulent prémélangé sera décomposée en trois points :

- Une première section (partie 1.5.2) sera consacrée à la description de l'effet des fluctuations turbulentes de vitesse sur le développement du noyau.

- Puis, les conséquences de la turbulence sur la réussite de l'allumage seront étudiées à travers la présentation des différentes méthodes d'études de l'allumage en écoulement turbulent (partie 1.5.3).

- Enfin, une troisième section (partie 1.5.4) sera consacrée aux mécanismes d'extinction du noyau de flamme, et à la présentation des différents types de modèles proposés dans la littérature pour prédire ces extinctions et calculer le rayon critique et l'énergie d'allumage en écoulement prémélangé turbulent.

## 1.5.2 Description des effets de la turbulence sur la croissance du noyau

### 1.5.2.1 Effet de la turbulence sur la structure du noyau et du front de flamme

Afin d'étudier l'effet des fluctuations de vitesse de la turbulence sur la structure du noyau, Bradley et al. [19] ont enregistré le noyau par imagerie schlieren à différents instants  $t$  après le dépôt d'énergie, pour différentes valeurs de la fluctuation de vitesse  $u'$ , dans le cas d'allumages par étincelle induite par laser de mélanges propane/air de richesse 1 (Figure 1.30.a). L'évolution temporelle du rayon équivalent du noyau (rayon déduit de la surface du noyau) a été calculée à partir de ces enregistrements et est reportée sur la Figure 1.30.b.

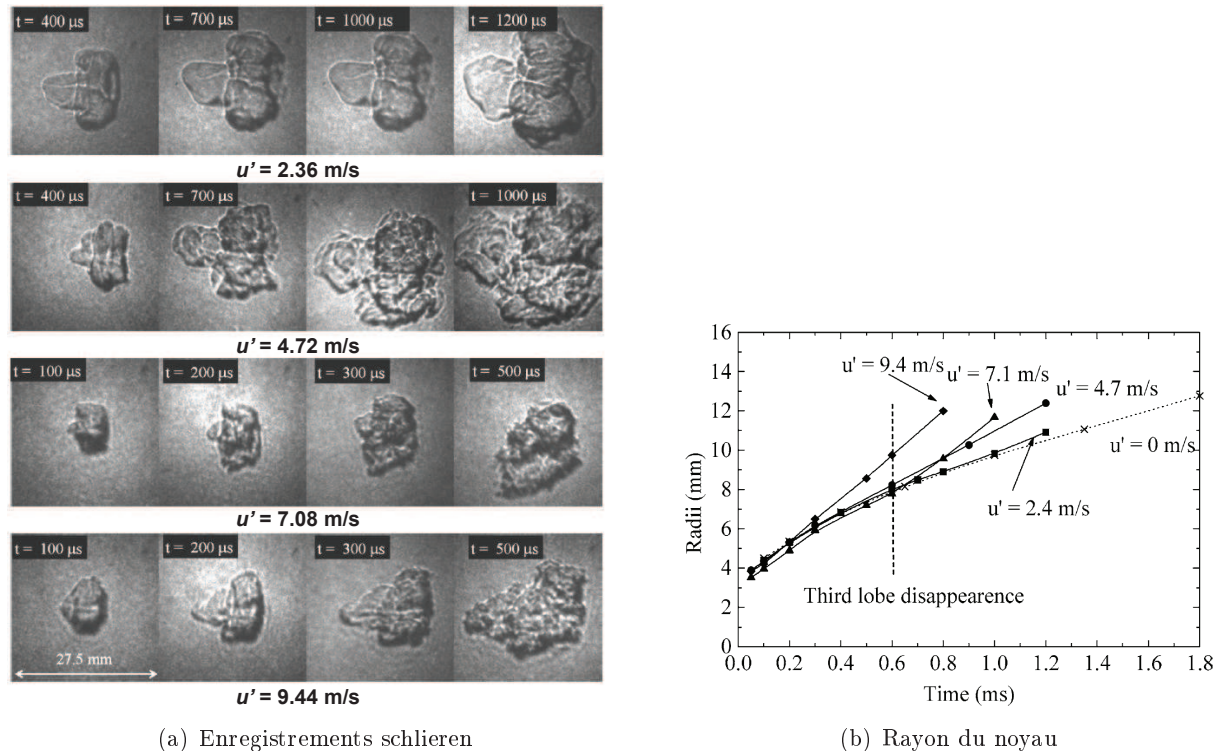


Figure 1.30 – (a) Images schlieren du noyau à différents instants et pour différentes valeurs de  $u'$  - (b) Evolution temporelle du rayon équivalent du noyau (déduit de sa surface) calculée à partir des enregistrements schlieren - Allumage par étincelle induite par laser de mélanges propane/air de richesse 1 dans une turbulence homogène et isotrope générée dans une chambre de combustion à 1 bar [19].

La Figure 1.30 permet de mettre en évidence les résultats suivants :

- Les premières étapes de développement du noyau de gaz chauds en écoulement turbulent sont similaires à celles mesurées en écoulement laminaire. En effet, pendant les quelques centaines de microsecondes suivant le dépôt d'énergie, l'évolution temporelle du rayon est identique quelle que soit  $u'$ . Initialement, les plus petites échelles de la turbulence sont plus grandes que le noyau et leur temps caractéristique est plus long que le temps écoulé depuis le dépôt d'énergie. Ainsi, le noyau n'est pas exposé aux échelles de turbulence. L'interaction noyau/turbulence apparaît progressivement au fur et à mesure de la croissance du noyau. Les plus hautes fréquences de la turbulence commencent à plisser la surface du noyau, puis au cours du temps, cette interaction se poursuit avec les fréquences plus petites. L'ordre de grandeur du temps pendant lequel le noyau suit un développement de type laminaire (quelques centaines de microsecondes) est cohérent avec les temps reportés par les études de Akindele et al. [52] et Bradley et Lung [57] qui ont également

analysé l'évolution temporelle du rayon du noyau pour différents niveaux de turbulence.

- Plus  $u'$  est élevée, plus le plissement du noyau est important et plus il débute tôt. Bradley et al. [19] expliquent également que le troisième lobe (décrit précédemment dans la partie 1.1.3.2) n'est plus visible à partir d'une certaine valeur de  $u'$ , car les effets liés à l'écoulement turbulent sont prédominants par rapport aux effets dynamiques des gaz à l'origine de la formation du troisième lobe.

Ce phénomène d'augmentation du plissement du front de flamme lié à une turbulence plus forte a également été reporté par plusieurs études, réalisées à des instants plus longs ( $\sim$  quelques ms) [58, 59, 60]. La Figure 1.31 présente l'évolution temporelle du champ de concentration des radicaux OH du noyau, pour différents niveaux de turbulence, reportée par l'une de ces études [60]. Sur la Figure 1.31.b, le noyau est faiblement plissé, tandis que la Figure 1.31.c présente des structures de flamme isolées et fortement plissées. Afin d'interpréter ces observations, les auteurs ont calculé le nombre de Karlovitz :  $Ka = \delta^2/\eta_k^2$  où  $\delta$  est l'épaisseur de flamme définie par l'équation 1.10 et  $\eta_k$  est l'échelle spatiale de Kolmogorov. La valeur de  $Ka$  obtenue pour chaque cas est indiquée sur la Figure 1.31. D'après le diagramme de combustion turbulente [46, 61], les conditions de turbulence de la Figure 1.31.b conduisent à un régime de flammelette ( $Ka \sim 1$ ). Dans ce cas, les échelles de Kolmogorov ne sont pas capables d'épaissir le front de flamme et les échelles turbulentes ne font que plisser la surface du noyau. La structure du front de flamme reste donc de type laminaire, malgré son plissement. Dans les conditions de la Figure 1.31.c, le nombre de Karlovitz obtenu montre que la turbulence est suffisamment intense pour fragmenter le noyau en plusieurs poches et que les tourbillons de Kolmogorov sont suffisamment petits pour pénétrer dans le front de flamme et l'épaissir ( $Ka \gg 1$ ). Ceci correspond à un régime de flamme épaissie (broken reaction zones regime).

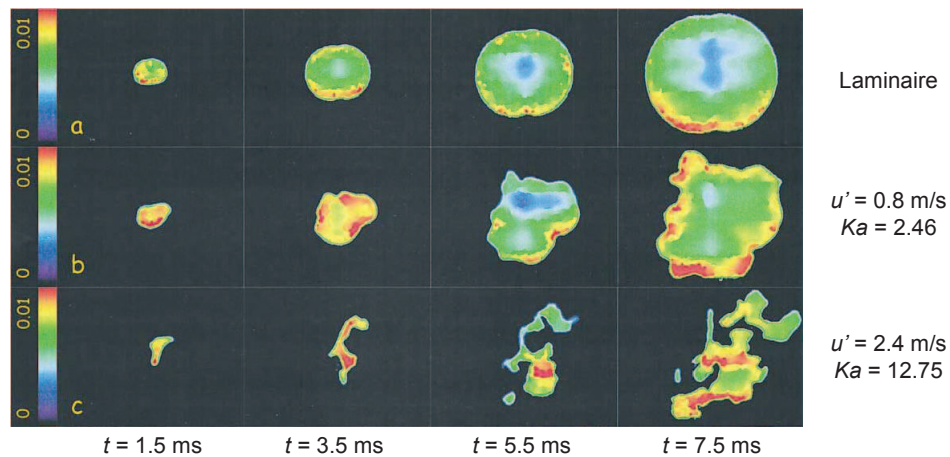


Figure 1.31 – Evolution temporelle du champ de concentration des radicaux OH (obtenu par PLIF) pour trois niveaux de turbulence différents. Allumage par arc électrique de mélanges  $\text{CH}_4$ /air de richesse 1 à pression atmosphérique, dans une turbulence homogène et isotrope générée dans une chambre de combustion [60].

Les résultats reportés par Kaminski et al. [60] et l'étude du diagramme de combustion turbulente [46, 61] montrent que la turbulence peut avoir différents effets sur la structure du noyau, suivant son intensité et la taille des échelles qui la caractérisent. Afin de comprendre l'effet des différentes échelles de la turbulence, des études ont analysé l'impact d'un vortex seul (de taille et de vitesse connues) sur le front de flamme [62, 63, 64]. Reddy et al. [63] ont étudié par simulation numérique l'interaction d'une paire de vortex contra-rotatifs avec un noyau en développement, à

des temps très courts après le dépôt d'énergie (de 0 à 600  $\mu$ s). Cette interaction a été analysée pour quatre types de vortex présentant des tailles  $L_i$  et des vitesses de retournement  $u'$  différentes, mais pour lesquels la diffusivité turbulente calculée par le produit  $u'L_i$  est constante. La Figure 1.32 présente l'évolution temporelle de la surface et du taux de dégagement de chaleur du noyau interagissant avec la paire de vortex. Les caractéristiques des vortex sont indiquées sur la Figure.

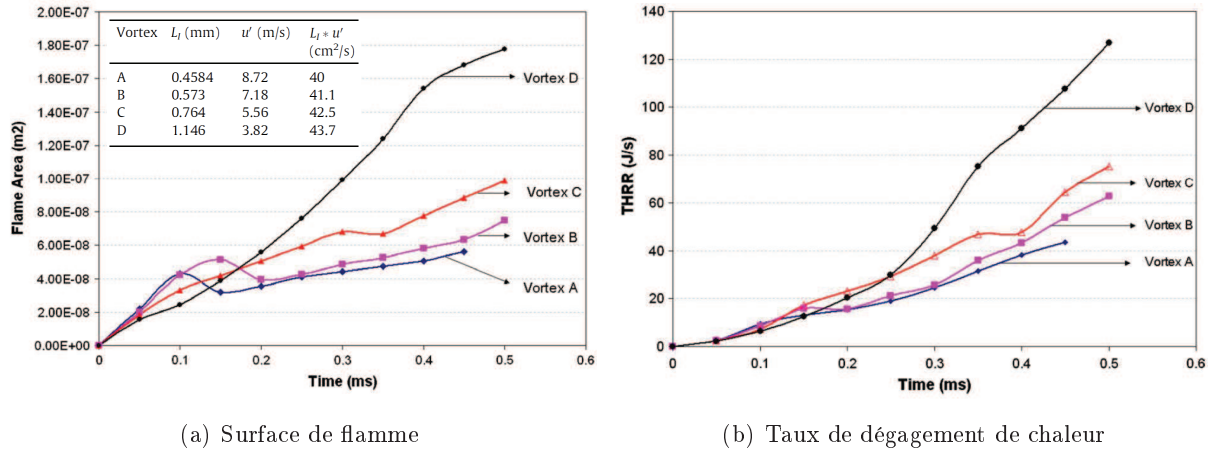


Figure 1.32 – Evolution temporelle de la surface et du taux de dégagement de chaleur du noyau interagissant avec une paire de vortex contra-rotatifs. Simulations numériques réalisées dans le cas d'un mélange  $\text{CH}_4/\text{air}$  de richesse 0.6 [63].

Les résultats présentés sur la Figure 1.32 et l'analyse de l'évolution temporelle du champ de température du noyau calculée pour les différents vortex (non reportée ici) a permis à Reddy et al. [63] d'identifier deux régimes :

- Dans le cas d'une interaction avec le vortex D (grand vortex ayant une faible vitesse), le noyau se développe dans un régime de flammelette (flamme mince plissée). Le vortex D entraîne un plissement du noyau conduisant à une augmentation de sa surface, ce qui permet d'avoir un important taux de dégagement de chaleur.
- Les vortex A, B, C (petits vortex ayant une vitesse élevée) sont à l'origine d'une rupture du noyau en plusieurs poches et à l'extinction de certaines zones. Dans ce cas, l'augmentation de la surface du noyau est liée cette fragmentation en plusieurs poches et permet également une élévation du taux de dégagement de chaleur.

Cependant, l'augmentation de la surface de flamme et donc du taux de dégagement de chaleur est plus importante dans le cas du régime de flammelette (vortex D). En effet, dans ce cas, le vortex permet une augmentation de la surface de flamme grâce au plissement, sans entraîner d'extinctions locales qui ralentiraient l'élévation du taux de dégagement de chaleur. L'effet des tourbillons sur le développement du noyau de flamme est donc différent suivant leur taille et leur vitesse.

Dans cette section, nous avons étudié les effets des fluctuations turbulentes de vitesse sur la structure du noyau et du front de flamme. La visualisation du noyau montre que celui-ci suit un développement de type laminaire dans un premier temps. Plus la turbulence est élevée, plus l'interaction noyau/turbulence (observée sur les enregistrements grâce à une augmentation du plissement du noyau) débute tôt et a lieu de manière importante. L'étude de l'effet de la turbulence sur le développement du noyau permet d'identifier deux régimes. Pour les faibles

turbulences (régime de flammelette :  $Ka \leq 1$  d'après le diagramme de combustion turbulente), les tourbillons induisent uniquement un plissement de la surface du noyau, qui est à l'origine d'une augmentation de la surface de flamme et donc du taux de dégagement de chaleur. Dans le cas de turbulences plus élevées ( $Ka > 1$  d'après le diagramme de combustion turbulente), le noyau est fragmenté en plusieurs poches au bout de quelques centaines de microsecondes et des zones d'extinction sont observées. Pour ces niveaux de turbulence, les petites échelles sont également capables d'épaissir le front de flamme. Ces différents mécanismes sont à l'origine d'un taux de dégagement de chaleur plus faible que dans le régime de flammelette.

### 1.5.2.2 Contraintes liées à la turbulence

En écoulement laminaire, en raison de son faible rayon, le noyau est soumis à un étirement (effet de courbure, voir partie 1.3.4.3) pouvant entraîner son extinction lors des premières étapes de son développement [53, 19]. Dans certaines configurations d'écoulement, l'étirement peut également agir sur le noyau sous forme d'une contrainte tangentielle liée à un gradient tangentiel de vitesse. En écoulement turbulent, sous l'action des tourbillons, dont les principaux effets ont été décrits ci-dessus (partie 1.5.2.1), le noyau est soumis à une contrainte supplémentaire. Selon Bradley et Lung [57], l'étirement du noyau de flamme en écoulement turbulent peut être approximé de la manière suivante :

$$s = \frac{1}{A_f} \frac{dA_f}{dt} + \frac{u'}{\lambda_T} \quad (1.17)$$

$\lambda_T$  est la micro-échelle de Taylor et  $A_f$  est la surface du front de flamme. Le premier terme de cette équation représente l'étirement observé quelle que soit la dynamique de l'écoulement (étirement lié aux effets de courbure et éventuellement au gradient tangentiel de vitesse). Le second terme correspond à la contrainte supplémentaire existant en écoulement turbulent, due à l'action des tourbillons sur la surface du noyau.

Afin d'étudier l'effet de la contrainte sur l'allumage, Bradley et Lung [57] ont tracé l'inverse de l'étirement ( $1/s$ ) en fonction de l'évolution du rayon du noyau, dans des écoulements laminares et turbulents, pour trois énergies déposées  $E_d$  différentes. La Figure 1.33 permet de mettre en évidence les résultats suivants :

- En écoulement laminaire, quelle que soit l'énergie déposée, l'allumage est réussi. L'étirement diminue rapidement lorsque le rayon du noyau augmente, car les effets de courbure deviennent moins importants.

- En écoulement turbulent, l'allumage est réussi pour  $E_d = 0.2$  J et 1 J, tandis que le noyau s'éteint lorsqu'il atteint un rayon d'environ 5 mm, dans le cas où  $E_d = 5$  mJ. L'étirement reste élevé au cours de la croissance du noyau, en raison de la turbulence (deuxième terme de l'Equation 1.17). Bradley et Lung [57] expliquent que l'allumage du noyau est assuré dès que  $1/s$  devient supérieur au temps caractéristique de la flamme, égal à  $\delta_L^0/S_L^0$  (noté  $\delta_l/u_l$  sur la Figure 1.33). Une énergie suffisamment élevée est donc nécessaire pour permettre au noyau d'atteindre ce critère. En effet, les auteurs ont montré que l'augmentation de l'énergie déposée assure le maintien d'un niveau élevé de radicaux et d'une vitesse de flamme supérieure à la vitesse de flamme laminaire pendant plus longtemps après le dépôt d'énergie (ces résultats ne sont pas reportés ici). Une énergie déposée plus élevée permet ainsi au noyau de croître malgré l'étirement intense généré par la turbulence et d'atteindre le critère  $1/s > \delta_L^0/S_L^0$ . Notons que cet effet de l'énergie déposée sur la production de radicaux et sur la vitesse du front de flamme a aussi été constatée par Beduneau et al. [18] et par Bradley et al. [53], respectivement.

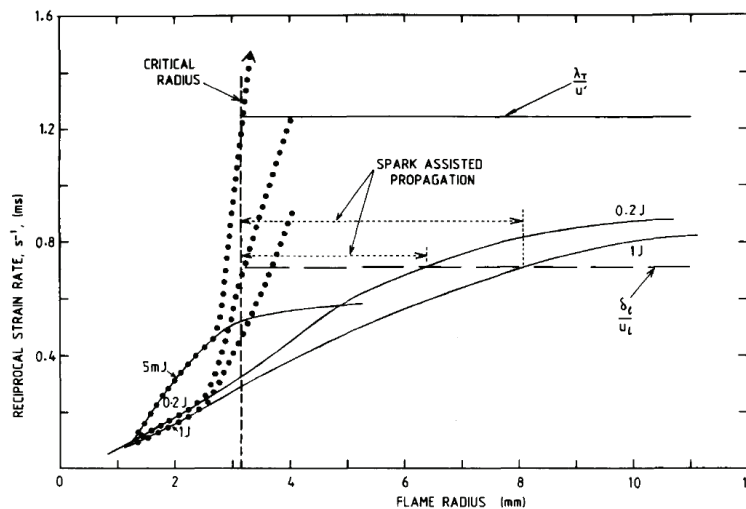


Figure 1.33 – Inverse de l'étirement ( $1/s$ ) en fonction de l'évolution du rayon du noyau en écoulement laminaire (lignes en points noirs) et en écoulement turbulent de vitesse rms  $u' = 2.5$  m/s (lignes continues). Résultats obtenus à partir de l'enregistrement par imagerie schlieren du noyau, dans le cas d'un allumage par arc électrique d'un mélange  $\text{CH}_4/\text{air}$  de richesse 0.60 à 1 bar. Turbulence homogène et isotrope générée dans une chambre de combustion [57].

### 1.5.2.3 Diffusion liée à la turbulence : diffusivité turbulente

Les différents mécanismes liés à l'action de la turbulence sur le noyau et décrits dans les parties précédentes (parties 1.5.2.2 et 1.5.2.1) sont à l'origine de pertes thermiques supplémentaires. En effet, le mouvement des tourbillons de l'écoulement turbulent augmente le mélange du milieu, ce qui conduit à une diffusion plus rapide des espèces et de l'énergie, et donc à des pertes thermiques.

Afin de mettre en évidence ce phénomène, Akindele et al. [52] ont étudié par simulation numérique la propagation d'un noyau de gaz chauds dans l'air dans des conditions laminares et turbulentes. Les profils de température du noyau à différents instants après le dépôt d'énergie sont reportés sur la Figure 1.34.a, dans le cas laminaire et dans le cas turbulent ( $Re_t = 18180$ , où  $Re_t$  est le nombre de Reynolds turbulent défini par  $u'L_i/\nu$ , avec  $\nu$  la viscosité cinématique de l'air). A 0 et 235  $\mu\text{s}$ , le noyau s'étend et sa température décroît de manière identique, quelle que soit la dynamique de l'écoulement. L'énergie élevée contenue dans le noyau à la suite du dépôt d'énergie se diffuse par conduction dans le milieu, ce qui conduit à la décroissance de la température. A 1035  $\mu\text{s}$  et 3075  $\mu\text{s}$ , la température est plus faible dans le cas turbulent que dans le cas laminaire, ce qui signifie que la turbulence participe à la diffusion de l'énergie thermique contenue dans le noyau.

Afin de distinguer les mécanismes de diffusion de l'énergie du noyau par conduction et par la turbulence, Akindele et al. [52] ont tracé l'évolution temporelle de  $\lambda$ , la conductivité thermique et de  $D_T\rho C_p$ , la diffusivité turbulente  $D_T$  multipliée à la masse volumique  $\rho$  et à la capacité thermique à pression constante  $C_p$  (Figure 1.34.b). Ces termes sont calculés dans le cas de l'air, à la température de l'étincelle (indiquée sur la Figure 1.34.b). La diffusivité turbulente  $D_T$  (notée  $K$  sur la Figure 1.34.b) est définie par Akindele et al. [52] de la manière suivante :

$$D_T(t) = 0.44u'L_i \left[ 1 - \exp\left(\frac{-u't}{0.44L_i}\right) \right] \quad (1.18)$$

La Figure 1.34.b montre qu'entre 0 et 200  $\mu\text{s}$ , la diffusion de l'énergie par conduction prédomine, en raison de la haute température de l'étincelle et de la turbulence qui n'agit pas encore sur



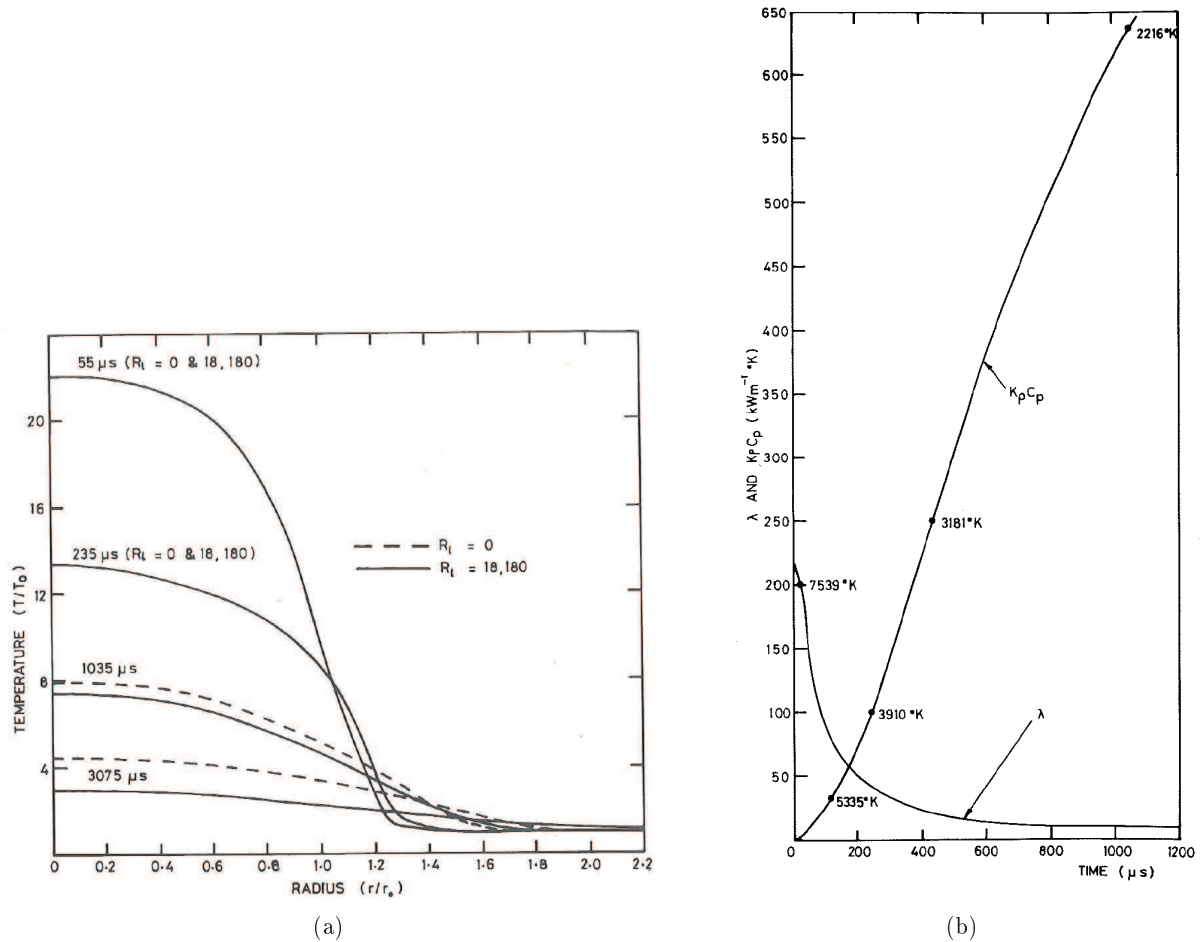


Figure 1.34 – (a) Profils de température du noyau à différents instants après le dépôt d'énergie dans des conditions laminaire ( $Re_t = 0$ ) et turbulente ( $Re_t = 18180$ ) - (b) Evolution temporelle de  $\lambda$  et  $D_T\rho C_p$  (la diffusivité turbulente  $D_T$  est notée  $K$  sur la figure) au centre du noyau dans le cas turbulent ( $Re_t = 18180$ ) - Résultats obtenus à partir de la simulation numérique de la propagation d'un noyau de gaz chauds dans l'air (rayon initial du noyau  $r_0 = 1.265$  mm, énergie déposée  $E_d = 6$  mJ, température du milieu  $T_0 = 293$  K) [52].

le noyau. Cette durée est cohérente avec le temps pendant lequel le noyau suit un développement de type laminaire, reporté par la Figure 1.34.a et également par l'étude de l'évolution temporelle du plissement du noyau décrite ci-dessus (Figure 1.30). Ensuite, à partir de 200  $\mu\text{s}$ , la diffusion de l'énergie par la turbulence prédomine, ce qui explique que le noyau s'étend et se refroidit plus rapidement dans le cas turbulent (Figure 1.34.a à  $t = 1035$   $\mu\text{s}$  et 3075  $\mu\text{s}$ ).

Par conséquent, quelle que soit la dynamique de l'écoulement, l'énergie est dissipée sous forme de chaleur par conduction à travers la surface du noyau. Dans le cas d'un écoulement turbulent, un second mécanisme à l'origine de la diffusion de l'énergie est à prendre en compte. Au cours de la croissance du noyau, les tourbillons de l'écoulement commencent à interagir avec le noyau et participent à la diffusion de l'énergie. La Figure 1.34.b et l'expression de  $D_T$  (Equation 1.18) reportée par Akindele et al. [52] montrent que la diffusivité turbulente augmente au cours du temps, lors des premiers instants du développement du noyau. Puis,  $D_T$  atteint une valeur constante égale à  $u'L_i$ .

### 1.5.3 Mise en évidence des conséquences de la turbulence sur l'allumage par différentes méthodes

Nous avons vu dans la partie 1.5.2 que les mécanismes liés à l'interaction turbulence/noyau sont à l'origine de pertes thermiques supplémentaires (caractérisées par la diffusivité turbulente  $D_T$ ). Ainsi, les résultats reportés par les études de l'allumage en écoulement turbulent témoignent de ces phénomènes qui influencent le développement du noyau. L'allumage ayant lieu dans des conditions fluctuantes de vitesse, son étude est généralement menée à partir d'une approche statistique, en mesurant l'Energie Minimum d'Allumage (notée MIE, Minimum Ignition Energy) [51, 55, 65, 66, 67, 14] ou la probabilité d'allumage pour une énergie déposée fixe [68, 1, 69]. D'autres méthodes consistent à mesurer les conditions locales à chaque essai d'allumage et faire une corrélation avec le résultat de l'essai.

Le but de cette partie est de présenter les différentes méthodes d'étude de l'allumage en écoulement turbulent et d'analyser les résultats obtenus, qui permettent de mettre en évidence les effets des fluctuations de vitesse liées à l'écoulement turbulent sur le développement du noyau.

#### 1.5.3.1 Mesure de l'énergie d'allumage

Une première méthode pour étudier l'effet de la turbulence sur l'allumage consiste à mesurer la MIE, communément définie comme étant la quantité d'énergie déposée conduisant à une probabilité d'allumage de 50 % [14, 40, 41]. La méthode de détermination de la MIE sera décrite de manière détaillée dans le chapitre présentant le dispositif expérimental de notre étude (partie 2.3.3).

#### Mesure de la MIE en fonction de l'intensité turbulente

Ballal et Lefebvre [51] ont mesuré la MIE pour différentes valeurs de  $u'/U$ , dans le cas d'allumages par arc électrique de mélanges propane/air délivrés par une soufflerie, dans une turbulence de grille homogène et isotrope. La Figure 1.35 présente l'évolution de la MIE en fonction de la richesse, pour différentes intensités turbulentes  $u'/U$  allant de 1 à 22%, ce qui correspond à des valeurs de  $u'$  allant de 0.06 à 1.32 m/s ( $U = 6$  m/s). Nous constatons que, plus la turbulence est élevée, plus l'énergie requise pour l'allumage est importante. La Figure 1.35 montre également que plus le mélange s'éloigne de la stœchiométrie, plus cette augmentation de la MIE en fonction de  $u'/U$  est forte.

Nous avons vu précédemment (partie 1.5.2) que la turbulence modifie le processus d'allumage de différentes manières. La turbulence a des effets positifs puisqu'elle aide le noyau à se propager en augmentant sa surface via le phénomène de plissement [19, 63]. Cependant, elle est aussi à l'origine de pertes thermiques supplémentaires, due à une diffusion plus rapide de l'énergie et des espèces du noyau que dans le cas laminaire [52]. Ballal et Lefebvre [51] expliquent que ce second effet de la turbulence est prédominant sur le premier, car la MIE devient plus élevée lorsque la turbulence augmente.

La MIE a été mesurée par Shy et al. [14] pour des niveaux de turbulence plus élevés, allant de  $u' = 0$  à 8.3 m/s. La Figure 1.36 reporte l'évolution de la MIE en fonction de  $u'/S_L$  (où  $S_L$  est la vitesse de flamme laminaire), pour différentes richesses de mélanges  $\text{CH}_4/\text{air}$ . Ces mesures ont été réalisées dans le cas d'allumages par arc électrique, dans une turbulence homogène et isotrope générée par deux ventilateurs contra-rotatifs, dans une chambre de combustion à 1 bar. La Figure 1.36 présente une augmentation de la MIE en fonction de  $u'/S_L$ . Ce résultat est cohérent avec

l'évolution reportée par Ballal et Lefebvre [51] (Figure 1.35).

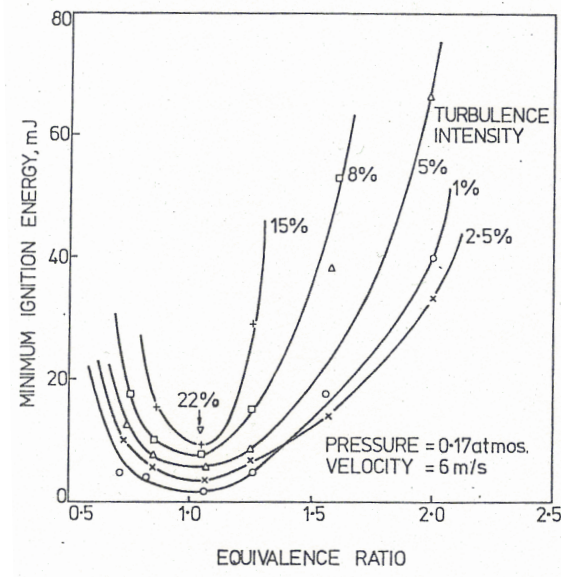


Figure 1.35 – Evolution de la MIE en fonction de la richesse du mélange, pour différentes intensités turbulentes. Allumage par arc électrique de mélanges propane/air délivrés par une soufflerie à une pression de 0.17 atm, dans une turbulence de grille homogène et isotrope [51].

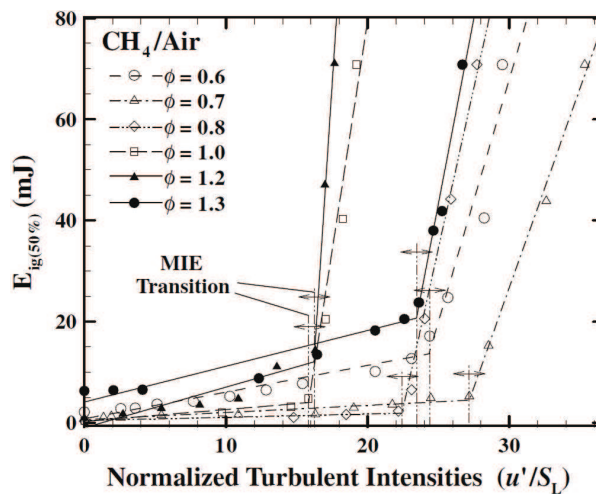


Figure 1.36 – Evolution de la MIE en fonction de  $u'/S_L$  pour différentes richesses  $\phi$ . Allumage par arc électrique de mélanges méthane/air dans une turbulence homogène et isotrope générée par des ventilateurs dans une chambre de combustion à pression atmosphérique [14].

La Figure 1.36 montre également que, pour les faibles intensités de turbulence, la MIE augmente lentement en fonction de  $u'/S_L$ , puis à partir d'une certaine valeur de  $u'/S_L$ , la MIE croît très rapidement. Cette rupture dans l'évolution de la MIE correspond au phénomène de transition d'allumage [66, 67, 14]. Shy et al. [14] expliquent que le phénomène de transition d'allumage est lié à un changement de régime de combustion turbulente, du régime de flammelette vers le régime de flamme épaissie. Avant la transition, pour de faibles intensités turbulentes, les tourbillons plissent le front de flamme, mais sa structure reste mince, c'est-à-dire identique à celle d'une flamme laminaire (Figures 1.37.a-b). Dans ce régime de flammelette, la MIE est de l'ordre de grandeur de la MIE mesurée dans des conditions laminaires, et augmente lentement en

fonction de  $u'/S_L$ . Après la transition, pour des niveaux de turbulence plus élevés, les tourbillons deviennent suffisamment petits et énergétiques pour épaissir le front de flamme et ainsi, modifier de manière importante sa structure. Les images du noyau enregistrées dans des conditions de turbulence situées après la transition d'allumage (Figure 1.37.c) montrent que le noyau est fortement déformé par la turbulence (à  $t = 1$  ms), puis fragmenté en plusieurs poches (à  $t = 4$  et 6 ms). Dans ce régime de flamme épaissie, une importante énergie est requise pour assurer la réussite de l'allumage.

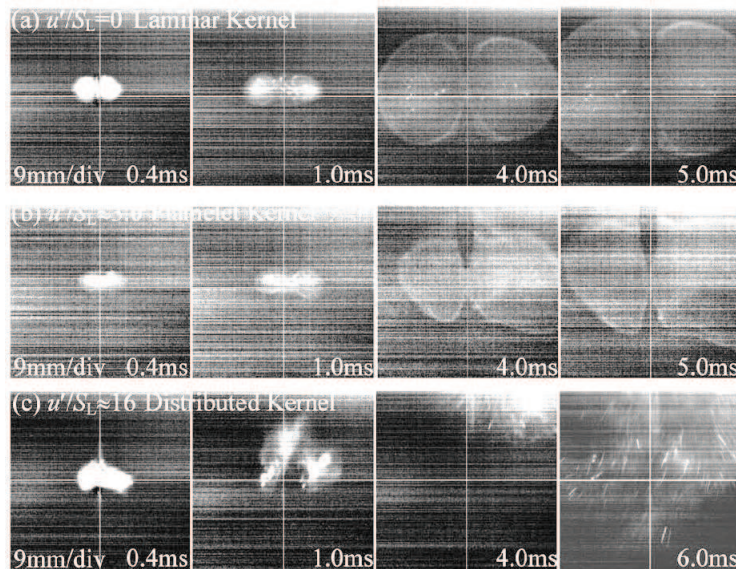


Figure 1.37 – Images du noyau à différents instants après le dépôt d'énergie et pour différents niveaux de turbulence, dans un mélange méthane/air de richesse 1.2. Mêmes conditions expérimentales que celles décrites pour la Figure 1.36 [14].

### Mesure de la MIE en fonction des échelles de la turbulence

Afin d'étudier séparément les effets de l'intensité turbulente et des échelles de turbulence sur l'allumage, Ballal et Lefebvre [51] ont mesuré la MIE en fonction de l'échelle intégrale  $L_i$ , pour un  $u'/S_L$  donné (Figure 1.38.a). Ces résultats ont été obtenus dans les mêmes conditions expérimentales que celles décrites pour la Figure 1.35. La Figure 1.38.a montre qu'une élévation de l'échelle intégrale peut conduire à une augmentation ou une diminution de la MIE, suivant la valeur de  $u'/S_L$  pour laquelle les mesures ont été réalisées.

La Figure 1.38.b montre l'effet de l'échelle intégrale et de l'échelle de Kolmogorov sur l'évolution de la MIE, suivant la valeur de  $u'/S_L$ . La dérivée de la MIE par rapport à l'échelle turbulente est positive entre  $u' \sim 50$  et 200 cm/s, ce qui correspond à des valeurs de  $u'/S_L$  comprises entre 1 et 4. Ainsi, entre  $u'/S_L = 1$  et  $u'/S_L = 4$ , une augmentation de l'échelle de Kolmogorov ou de l'échelle intégrale (pour un  $u'/S_L$  donné) entraîne une élévation de la MIE. En dehors de cet intervalle, elle conduit à une diminution de la MIE.

#### 1.5.3.2 Etude de la réussite de l'allumage pour une énergie déposée donnée

A la différence de la mesure de MIE qui consiste à faire varier l'énergie déposée pour rechercher une probabilité d'allumage de 50 %, d'autres méthodes consistent à étudier la réussite de l'allumage pour une énergie déposée donnée. Cette énergie est fixée par l'utilisateur, afin

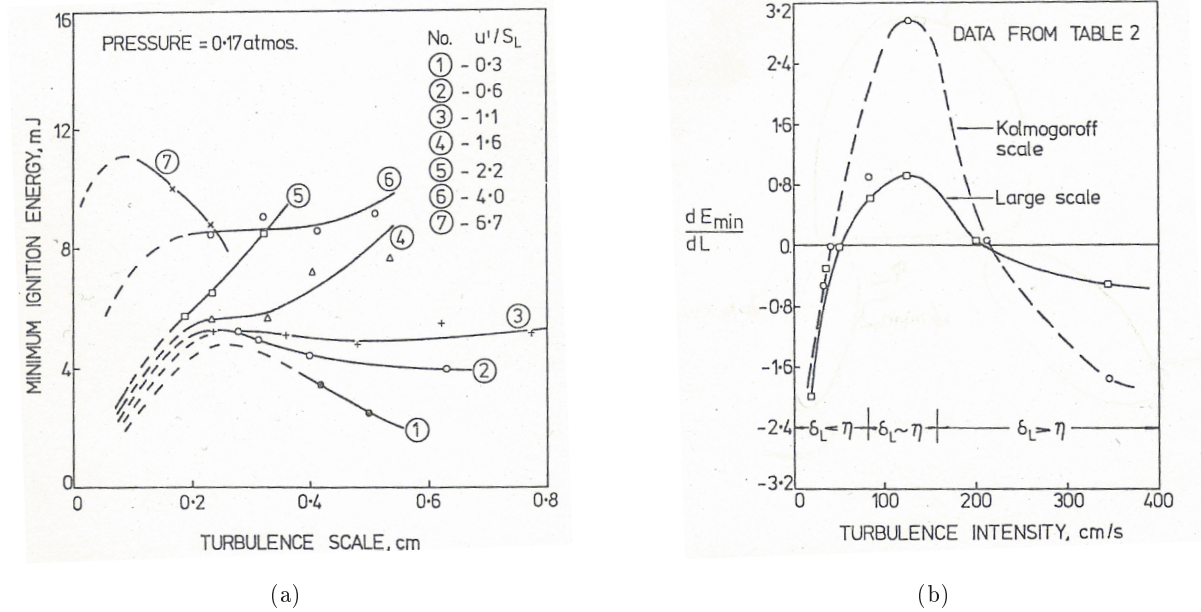


Figure 1.38 – Effet des échelles de turbulence sur l’allumage - (a) Evolution de la MIE en fonction de l’échelle intégrale pour différentes valeurs de  $u'/S_L$  - (b) Effet de  $u'$  (notée *turbulence intensity*) sur l’évolution de la MIE (notée  $E_{min}$ ) en fonction de l’échelle de turbulence (notée  $L$ ) - Mesures obtenues pour des mélanges propane/air de richesse 1 et réalisées dans les mêmes conditions expérimentales que celles décrites pour la Figure 1.35 [51].

de pouvoir observer une variation significative de la probabilité d’allumage d’une condition à une autre et d’un point de l’écoulement à l’autre.

Ahmed et Mastorakos [68] ont mesuré la cartographie de la probabilité d’allumage dans un jet turbulent de méthane, dans le cas d’un allumage par arc électrique. La Figure 1.39 présente les résultats obtenus pour deux vitesses d’injection différentes (12.5 et 25.5 m/s). Dans cette étude, un allumage réussi correspond à l’initiation du noyau de flamme, suivie de la stabilisation de la flamme sur le brûleur.

La Figure 1.39 montre qu’une augmentation de la vitesse d’injection conduit à une diminution de la surface où la probabilité d’allumage est maximale. De même, la surface où la probabilité d’allumage n’est pas nulle est réduite. Ceci est lié au fait que, lorsque la vitesse d’injection augmente, la flamme est soumise à une turbulence forte et donc à un taux de contrainte plus élevé, conduisant à des pertes thermiques plus importantes. Ces résultats montrent donc qu’une augmentation de la turbulence conduit à une diminution de la probabilité d’allumage.

Bradley et al. [19] ont étudié l’effet de la turbulence sur les limites pauvres de flammabilité. Pour différents niveaux de turbulence, la Figure 1.40 indique la richesse pour laquelle la probabilité d’allumage devient inférieure à 50 %, dans le cas d’une énergie déposée fixée à 180 mJ. Ces mesures montrent que l’augmentation de  $u'$  entraîne une réduction de la limite pauvre de flammabilité (extinction pour une richesse plus élevée). De plus, l’évolution de la limite pauvre de flammabilité en fonction de  $u'$  laisse supposer qu’à une turbulence suffisamment élevée, l’allumage devient impossible quelle que soit la richesse.

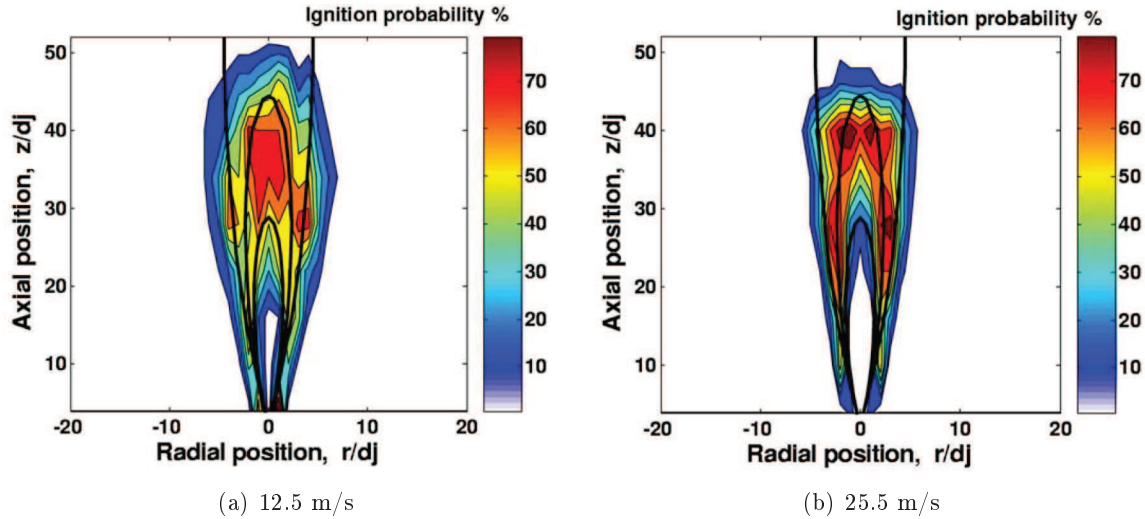


Figure 1.39 – Cartographies de la probabilité d’allumage dans un jet de méthane (dilué à 30 % en volume par de l’air) dans l’air, dans le cas d’un allumage par arc électrique ( $E_d = 100$  mJ). La vitesse d’injection du jet est indiquée sous chaque figure [68].

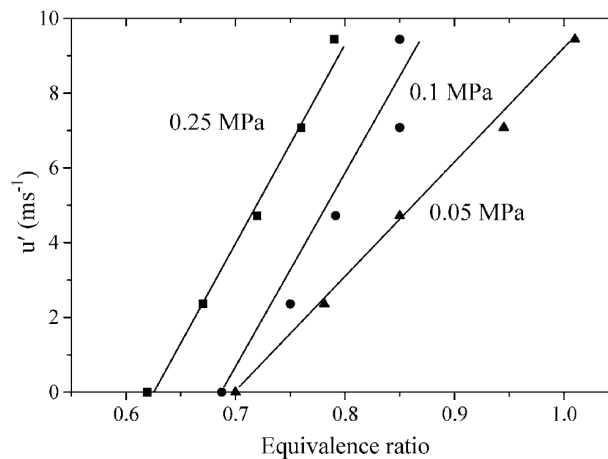


Figure 1.40 – Limites pauvres de flammabilité d’un mélange propane/air obtenues pour différentes valeurs de  $u'$  et pour une énergie déposée fixée à 180 mJ. Allumage par étincelle induite par laser dans une turbulence homogène et isotrope générée dans une chambre de combustion à 358 K [19].

### 1.5.3.3 Étude des conditions locales à chaque essai d’allumage

Une autre manière d’étudier l’influence des fluctuations de vitesse de l’écoulement turbulent sur l’allumage consiste à enregistrer, à chaque essai d’allumage, les conditions locales de vitesse rencontrées par le noyau. Le but est de faire une corrélation entre ces conditions et le résultat de l’essai d’allumage.

Dans le cas d’un jet turbulent de méthane (mêmes conditions expérimentales que celles de la Figure 1.39), Ahmed et Mastorakos [68] ont mesuré la vitesse axiale au niveau de l’étincelle par Vélocimétrie Doppler Laser, à chaque essai d’allumage. Sur la Figure 1.41, la réussite (1) ou l’échec (0) de l’allumage est reporté en fonction de la vitesse axiale instantanée mesurée. Les résultats montrent que la réussite de l’allumage est plus probable quand la vitesse locale est faible. La valeur moyenne de la vitesse locale est de 4.2 m/s dans le cas des allumages réussis,

tandis qu'elle est de 5.5 m/s pour les échecs. Ceci signifie que la valeur instantanée de la vitesse au niveau de l'étincelle joue un rôle important sur l'allumage. En effet, de plus fortes vitesses sont à l'origine de pertes thermiques plus élevées pour le noyau, dès les premières étapes de son développement.

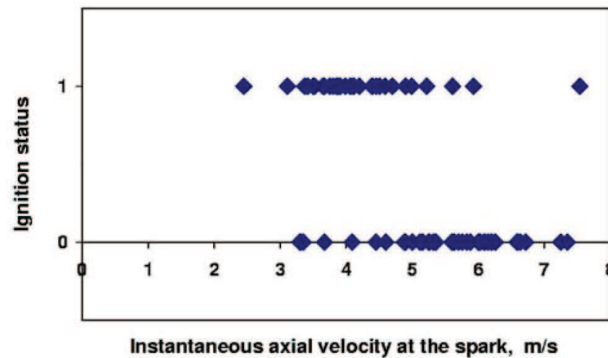


Figure 1.41 – Réussite (1) ou échec (0) de l'allumage en fonction de la vitesse axiale instantanée mesurée par Anémométrie Doppler Laser (mesures réalisées 1 mm au-dessus de l'étincelle et 500  $\mu$ s avant le claquage). Allumage par arc électrique ( $E_d = 100$  mJ) d'un jet de méthane (de vitesse d'injection égale à 25.5 m/s et dilué à 30 % en volume par de l'air) [68].

Cette partie a permis de présenter les différentes méthodes d'étude de l'allumage en écoulement turbulent, utilisées afin d'analyser l'effet des fluctuations turbulentes de vitesse sur les mécanismes d'allumage. La tendance générale observée est qu'une augmentation de la turbulence entraîne une augmentation de la MIE ou une diminution de la probabilité d'allumage. En effet, dans ce cas, le noyau de flamme est soumis à une dissipation turbulente plus forte à l'origine de pertes thermiques plus importantes.

#### 1.5.4 Extinction du noyau par la turbulence : mécanismes et modèles

Rappelons que l'allumage d'un noyau de flamme en écoulement laminaire est assuré, si l'énergie déposée est suffisamment élevée pour permettre au noyau d'atteindre son rayon critique, rayon nécessaire pour que l'énergie dégagée par les réactions chimiques soit supérieure à l'énergie diffusée par conduction à la surface du noyau [43] (voir partie 1.3.2). Cependant, nous avons vu dans la partie 1.5.2 qu'en écoulement turbulent, sous l'action des tourbillons, le noyau subit des pertes thermiques supplémentaires (caractérisées par la diffusivité turbulente  $D_T$ ). Ainsi, le dépôt d'une énergie suffisamment élevée permettant au noyau d'atteindre son rayon critique d'allumage peut conduire à une extinction en écoulement turbulent, tandis qu'un allumage réussi aurait été observé en écoulement laminaire. Ce résultat signifie que le rayon critique défini dans le cas d'un écoulement laminaire n'est plus valable en écoulement turbulent.

Cette partie a pour but de décrire les mécanismes à l'origine de l'extinction du noyau de flamme sous l'action de la turbulence. Nous présenterons également les différents modèles reportés dans la littérature qui permettent de prédire l'extinction du noyau de flamme en écoulement prémélangé turbulent, notamment en définissant un rayon critique turbulent.

### 1.5.4.1 Description des mécanismes d'extinction du noyau

Afin d'analyser les mécanismes à l'origine de l'extinction d'un noyau, Klein et al. [70] ont fait la simulation numérique du développement d'un noyau de flamme de rayon initial  $r_0$ , dans une turbulence homogène et isotrope spatialement décroissante, caractérisée par une condition de turbulence initiale  $u'/S_L$ . La simulation a été réalisée pour les différents cas reportés dans le Tableau 1.1.  $\delta_{th}$  est l'épaisseur thermique du front de flamme et est de l'ordre de  $2r_c$ , où  $r_c$  est le rayon critique laminaire défini par les auteurs par  $r_c = \lambda/\rho C_p S_L$ . Ainsi, pour toutes les conditions étudiées, le rayon initial  $r_0$  est toujours supérieur à  $r_c$ .

Cas	$r_0/\delta_{th}$	$u'/S_L$
A	$\infty$	7.5
C	2.49	7.5
G	0.87	7.5
H	0.87	5.0
I	0.87	8.25
I-laminaire	0.87	0

Tableau 1.1 – Caractéristiques des différents cas simulés par Klein et al. [70].

Un cas d'extinction de noyau est reporté sur la Figure 1.42. Cette Figure présente l'évolution temporelle de différentes iso-surfaces de la variable de progrès  $c$  calculée dans le cas I. Notons que  $c$  est définie par :

$$c = \frac{Y_{F0} - Y_F}{Y_{F0} - Y_{F\infty}} \quad (1.19)$$

où  $Y_F$  est la fraction massique de combustible. Les indices 0 et  $\infty$  signifient que  $Y_F$  est définie respectivement dans les gaz frais et dans les gaz brûlés. La Figure 1.42 montre que le volume de gaz brûlés (caractérisé par  $c \geq 0.9$ ) diminue rapidement en fonction du temps, ce qui conduit à une extinction du noyau de flamme.

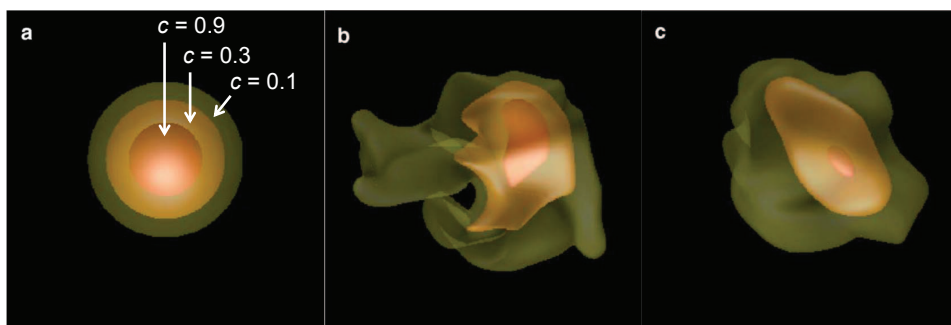


Figure 1.42 – Iso-surfaces de la variable de progrès  $c$  après 0 (a), 1 (b), et 2 (c) temps de retournement de tourbillon (défini par  $L_i/u'$ ). Résultats obtenus dans le cas I (Tableau 1.1) [70].

Afin d'étudier la propagation du front de flamme, Klein et al. [70] se sont intéressés à la compétition entre le taux de réaction et le taux de diffusion moléculaire apparaissant dans l'équation de conservation de la variable de progrès  $c$  :

$$\rho \frac{\partial c}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial c}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \rho D \frac{\partial c}{\partial x_j} \right) + \dot{\omega} \quad (1.20)$$



$u_j$  est la composante de vitesse du fluide dans la  $j$ -ième direction,  $D$  est la diffusivité du mélange et  $\dot{\omega}$  est le taux de réaction. Notons que le taux de diffusion moléculaire (troisième terme de l'Equation 1.20) représente les mécanismes de diffusion classiques (existant quelle que soit la dynamique de l'écoulement) et ceux liés à la diffusion turbulente.

Le taux de réaction, le taux de diffusion moléculaire, ainsi que les composantes normale et tangentielle de ce dernier sont reportés en fonction de  $c$  sur la Figure 1.43.a-c, pour les cas A, C et I, après trois temps de retournement de tourbillons ( $L_i/u'$ ). La Figure permet de mettre en évidence les résultats suivants :

- Pour les trois cas étudiés, le taux de réaction augmente du côté des gaz brûlés. Le taux de diffusion moléculaire, ainsi que sa composante normale sont positifs dans les gaz frais et négatifs dans les gaz brûlés.

- Dans le cas de la flamme plane (cas A :  $r_0/\delta_{th} = \infty$ ), le taux de diffusion moléculaire tangentielle est nul, car il n'y a pas d'effets de courbure.

- En revanche, dans le cas de flammes sphériques (cas C et I :  $r_0/\delta_{th} = 2.49$  et  $0.87$ ), le taux de diffusion moléculaire tangentielle est négatif. De plus, plus le rayon initial  $r_0$  du noyau est faible, plus ce taux est négatif.

La vitesse de déplacement résulte de la compétition entre les taux de réaction et de diffusion. Afin de faire apparaître la vitesse de déplacement  $S_d$  d'une isosurface  $c = c^*$ , l'Equation 1.20 peut être écrite de la manière suivante :

$$\left. \frac{\partial c}{\partial t} \right|_{c=c^*} + u_j \left. \frac{\partial c}{\partial x_j} \right|_{c=c^*} = S_d |\nabla c|_{c=c^*} \quad (1.21)$$

avec :

$$S_d = \left. \frac{\dot{\omega} + \nabla \cdot (\rho D \nabla c)}{\rho |\nabla c|} \right|_{c=c^*} \quad (1.22)$$

La Figure 1.43.d reporte l'évolution de la vitesse de déplacement  $S_d$  en fonction de la variable de progrès. Les résultats suivants sont observés :

- Dans le cas I ( $r_0/\delta_{th} = 0.87$ ), la vitesse de déplacement est négative à travers toute l'épaisseur du front de flamme. Ceci signifie que la somme du taux de réaction et du taux de diffusion moléculaire reportés sur la Figure 1.43.c est négative. La vitesse de déplacement est donc négative car la diffusion moléculaire tangentielle est trop importante. Ainsi, le front de flamme se déplace localement dans la direction opposée à la normale locale de la flamme, ce qui conduit à l'extinction du noyau (Figure 1.42). Ce phénomène d'extinction de flamme due à une vitesse de déplacement négative a également été décrit par Kolera-Gokula et al. [71].

- Dans les cas A et C ( $r_0/\delta_{th} = \infty$  et  $2.49$ ),  $S_d$  est positive dans tout le front de flamme, ce qui signifie que le taux de réaction est suffisamment élevé pour compenser les pertes par diffusion. Ainsi, l'expansion du noyau est assurée.

Ces résultats montrent que la notion de rayon critique existe également dans le cas turbulent. Si le rayon initial du noyau est inférieur à un certain rayon critique (rayon différent de celui défini en écoulement laminaire), le noyau de flamme s'éteint progressivement sous l'action de la turbulence, en raison d'une vitesse de déplacement négative, liée à une diffusion (laminaire et turbulente) trop importante.

Afin d'étudier l'influence de l'intensité turbulente sur le rayon critique turbulent, Klein et al. [70] ont tracé l'évolution temporelle de la fraction massique de gaz brûlés (normalisée par sa valeur initiale) dans les cas G, H, I et I-laminaire (Tableau 1.1), dans lesquels la valeur de  $u'/S_L$  est différente, mais le rayon initial  $r_0$  est identique (Figure 1.44). Les résultats obtenus

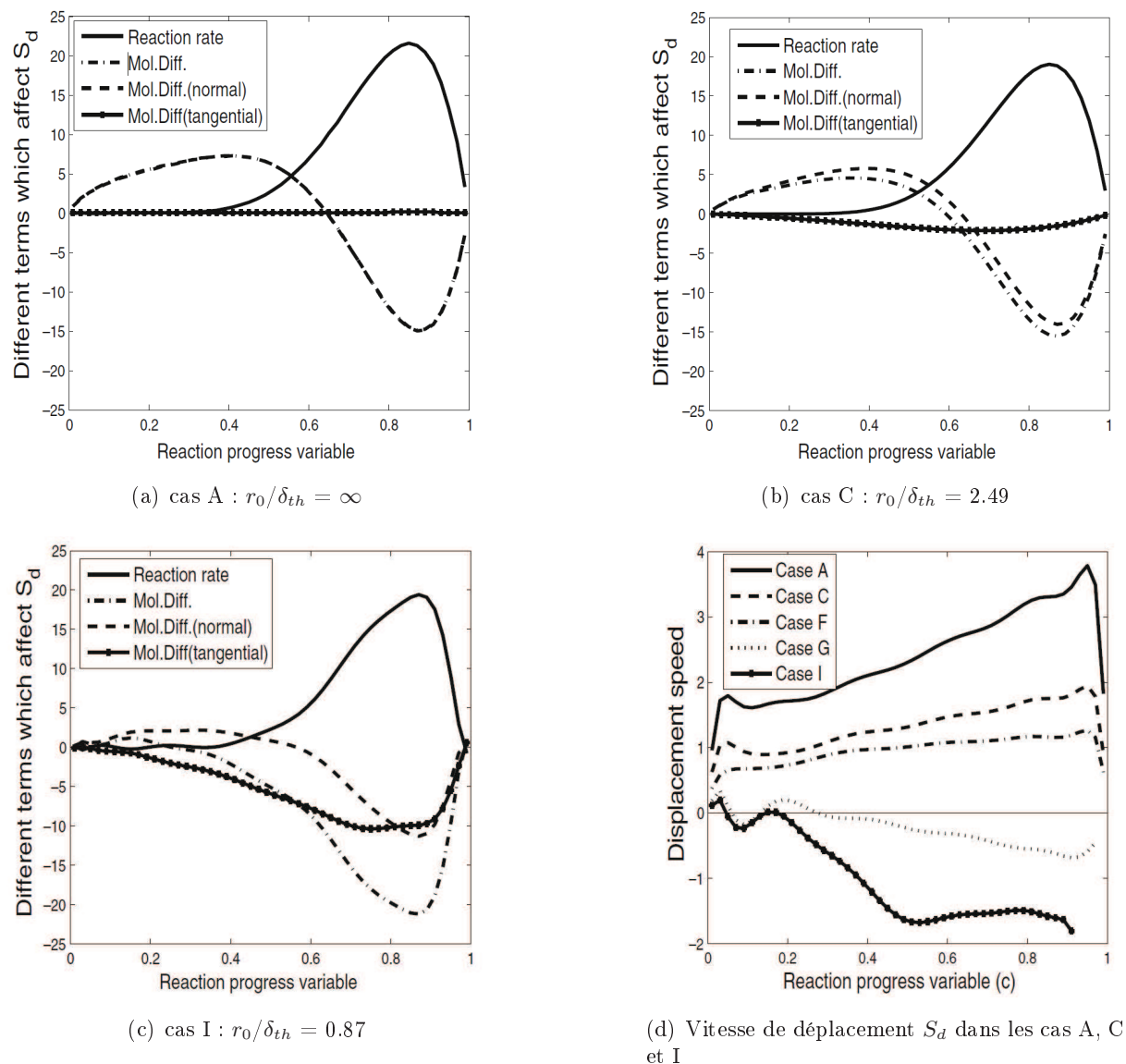


Figure 1.43 – (a-c) Évolution du taux de réaction, du taux de diffusion moléculaire et de ses composantes normale et tangentielle en fonction de la variable de progrès  $c$ , dans les cas A, C et I - (d) Vitesse de déplacement  $S_d$  en fonction de  $c$  - Résultats obtenus après trois temps de retournement de tourbillons ( $L_i/u'$ ) [70].

permettent de faire les observations suivantes :

- Plus  $u'/S_L$  est élevé, moins le volume de gaz brûlés augmente rapidement. Une décroissance du taux de réaction et du volume de gaz brûlés lorsque  $u'$  augmente a également été observées par DNS par Poinot [72] et par Chakraborty et al. [13].

- La quantité de gaz brûlés augmente en fonction du temps dans les cas G, H, I-laminaire ( $u'/S_L = 7.5, 5$  et  $0$ ), ce qui signifie que la phase de combustion auto-entretenu est atteinte. L'allumage est donc réussi.

- Pour une turbulence plus élevée (cas I,  $u'/S_L = 8.25$ ), la production de gaz brûlés est plus lente, puis cesse à  $t/\tau_c \sim 1.5$ , le volume de gaz brûlés étant devenu constant. Une extinction du noyau de flamme est ainsi observée dans le cas I (Figure 1.42).

Les résultats reportés par Klein et al. [70] mettent donc en évidence l'existence d'un rayon critique en écoulement turbulent, différent du rayon critique défini pour un écoulement laminaire.

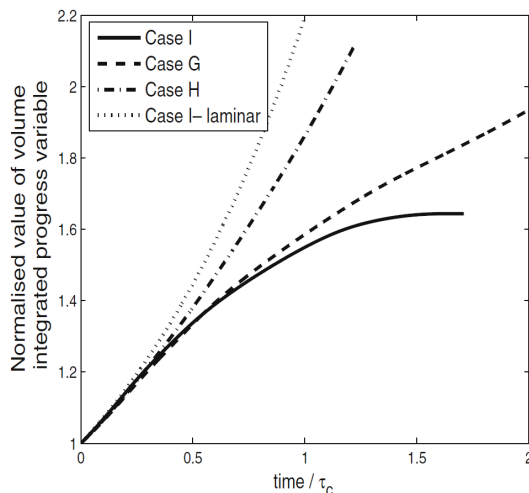


Figure 1.44 – Evolution de la fraction massique de gaz brûlés normalisée par sa valeur initiale, dans les cas I, G, H et I-laminaire ( $u'/S_L = 8.25, 7.5, 5$  et  $0$ , respectivement), en fonction de  $t/\tau_c$ , où  $\tau_c$  est le temps chimique de la flamme. Résultats obtenus après trois temps de retournement de tourbillons ( $L_i/u'$ ) [70].

Pour un rayon initial  $r_0$  donné, une extinction ou un allumage réussi peuvent être observés, suivant le niveau de turbulence, ce qui signifie que le rayon critique turbulent dépend de l'intensité turbulente. Au moment où la turbulence commence à agir, si le rayon du noyau de flamme est inférieur au rayon critique turbulent, la vitesse de déplacement dans le front de flamme devient négative, en raison d'un taux de diffusion supérieur au taux de réaction. Une extinction du noyau est alors observée, correspondant à un ralentissement puis un arrêt de la production de gaz brûlés (Figure 1.44). Une diminution du volume de gaz brûlés est ensuite observée car le noyau se refroidit (Figure 1.42).

#### 1.5.4.2 Modèles physiques d'extinction

Plusieurs études ont proposé un modèle pour prédire les conditions de turbulence à partir desquelles une extinction du noyau est observée, ou permettant de calculer la valeur théorique du rayon critique ou de l'énergie d'allumage en écoulement turbulent. Les différentes approches proposées par ces études sont décrites dans les paragraphes suivants.

##### Modèle basé sur la comparaison du temps chimique de la flamme et des temps caractéristiques de la turbulence

En regroupant les limites d'extinctions observées de manière expérimentale en écoulement prémélangé turbulent par différentes études [73, 74, 75, 76, 77, 78], Abdel-Gayed et Bradley [79, 80] ont proposé un modèle permettant de prédire les conditions de turbulence à partir desquelles une extinction de la flamme est observée. Les résultats sont reportés sur la Figure 1.45. Dans les études [74, 75, 76] (réf. n°3 à 5 dans la légende de la Figure 1.45), la limite d'extinction est obtenue lorsque la probabilité de propagation de la flamme devient inférieure à 80 %, pour un minimum de 20 essais d'allumage réalisés pour une énergie déposée de 10 J. Les autres études [73, 77, 78] (réf. n°1, 6, 36 dans la légende de la Figure 1.45) ne donnent pas leur définition de la limite d'extinction.

Afin de définir un critère d'extinction commun à ces différentes études, Abdel-Gayed et

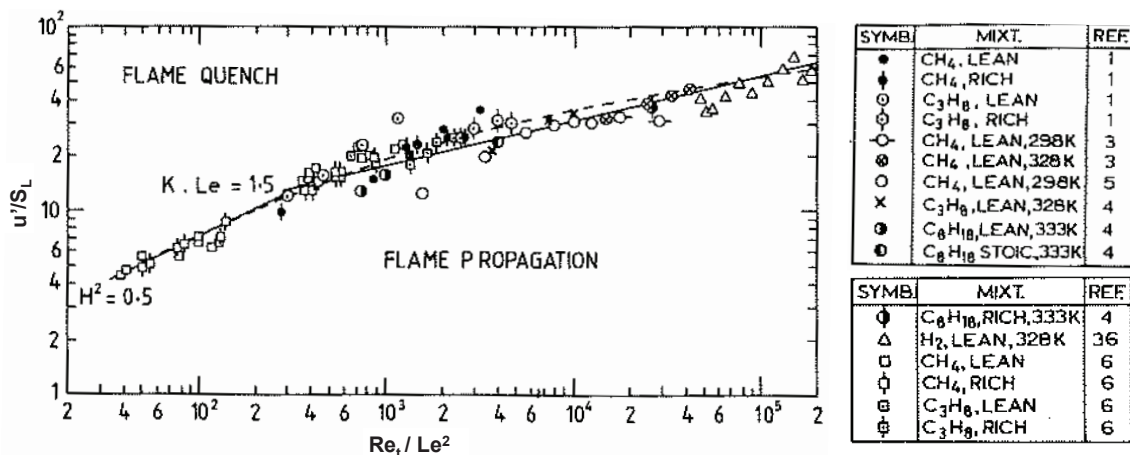


Figure 1.45 – Conditions d’extinction reportées par les références [73] (notée 1 dans la légende), [74] (notée 3), [75] (notée 4), [76] (notée 5), [77] (notée 6), [78] (notée 36). Modèle proposé par Abdel-Gayed et Bradley [79].

Bradley [79] ont introduit le facteur de Karlovitz d’étirement, noté  $K$  (Karlovitz stretch factor) :

$$K = \left( \frac{u'}{\lambda_T} \right) \left( \frac{\delta_L}{S_L} \right) \quad (1.23)$$

Le premier terme représente un taux de contrainte turbulent (voir Equation 1.17) ou l’inverse d’un temps de retournement de tourbillon basé sur la micro-échelle de Taylor  $\lambda_T$ . Le second terme correspond au temps chimique de la flamme.

Lorsque le nombre de Reynolds turbulent  $Re_t$  (défini par  $u'L_i/\nu$ ) est supérieur à 300, les résultats montrent qu’une extinction a lieu lorsque :

$$K \cdot Le \geq 1.5 \quad (1.24)$$

où  $Le$  est le nombre de Lewis défini par  $\lambda/\rho C_p D$ , le rapport des diffusivités thermique et moléculaire du mélange. Ce critère ( $K \cdot Le \geq 1.5$ ) montre que plus le temps chimique de la flamme est grand devant le temps turbulent (défini ici par  $\lambda_T/u'$ ), plus l’extinction de la flamme est probable. En effet, l’interaction turbulence/flamme est d’autant plus forte que le temps chimique est grand devant les temps caractéristiques de la turbulence [46, 61, 47]. Ce critère met également en évidence les effets positifs d’un faible nombre de Lewis sur l’allumage. Ce résultat est cohérent avec les études ayant analysé l’allumage et la propagation d’un noyau en écoulement turbulent pour différents nombres de Lewis [59, 81, 82].

Pour  $Re_t < 300$ , la Figure 1.45 montre qu’une extinction a lieu lorsque :

$$H^2 \geq 0.5 \quad (1.25)$$

où  $H^2$  est défini par les auteurs par le rapport du temps chimique de la flamme sur le temps de retournement de l’échelle intégrale :

$$H^2 = \left( \frac{u'}{L_i} \right) \left( \frac{\delta_L}{S_L} \right) \quad (1.26)$$

Ce critère met également en évidence le fait que plus le temps chimique est grand devant les temps caractéristiques de la turbulence, plus l’interaction turbulence/noyau est forte et donc,

plus l'extinction du noyau est probable.

### Modèles basés sur l'épaisseur du front de flamme

Dans des conditions laminaires, le rayon critique d'allumage est généralement défini comme étant de l'ordre de l'épaisseur de flamme laminaire [43, 45, 50, 51, 52] (voir partie 1.3.2). En se basant sur ces résultats, le rayon critique d'allumage en écoulement prémélangé turbulent  $(r_c)_T$  a été défini par Ballal et Lefebvre [51] par :

$$(r_c)_T = 2\delta_T \quad (1.27)$$

où  $\delta_T$  est l'épaisseur réelle du front de flamme plissé par la turbulence. A partir de cette définition, Ballal et Lefebvre [51] ont proposé différentes expressions de  $(r_c)_T$  suivant la valeur de  $u'/S_L$  (ces expressions ne sont pas reportées ici). Les valeurs théoriques de l'énergie minimum d'allumage (MIE), calculées à partir des expressions obtenues pour  $(r_c)_T$ , donnent des résultats cohérents avec les valeurs de la MIE mesurées expérimentalement pour les différentes conditions de vitesse d'écoulement, de richesse et de turbulence étudiées dans l'article de Ballal et Lefebvre [51]. Notons que ce modèle de rayon critique a été validé pour une turbulence relativement faible (pour des valeurs de  $u'/S_L$  allant jusqu'à 6.7).

De même, le rayon critique d'allumage en écoulement prémélangé turbulent  $(r_c)_T$  a été défini par Bradley et Lung [57] et par Akindele et al. [52] comme étant de l'ordre de grandeur de l'épaisseur réelle du front de flamme turbulent, mais cette définition n'a pas été validée par les résultats expérimentaux ou numériques reportés par les auteurs.

### Modèles basés sur la comparaison de l'énergie dégagée par la combustion et de l'énergie dissipée par l'écoulement

L'extinction du noyau dépend de la compétition entre l'énergie dégagée par les réactions de combustion et l'énergie dissipée par diffusion (laminaire et turbulente). En se basant sur ce mécanisme, plusieurs études ont proposé un modèle permettant de calculer la valeur théorique du rayon critique ou de la MIE, en écoulement turbulent [65, 70, 14].

#### • Ballal et Lefebvre [65]

Ballal et Lefebvre [65] ont établi une expression théorique du rayon critique turbulent en résolvant l'équation suivante :

$$Q_H = Q_C + Q_T \quad (1.28)$$

où  $Q_H$  est le taux d'énergie dégagée par la combustion et  $Q_C$  et  $Q_T$  sont respectivement le taux d'énergie perdue par le noyau par conduction et par diffusion turbulente sous l'action de l'écoulement l'extérieur. Suivant le niveau de turbulence, deux expressions de la distance de quenching  $(d_q)_T$  (égale au double du rayon critique  $(r_c)_T$ ) ont été établies :

$$(d_q)_T = 2(r_c)_T = \frac{10\lambda}{\rho C_p (S_L - 0.16u')} \text{ pour } u'/S_L \leq 2 \quad (1.29)$$

et

$$(d_q)_T = 2(r_c)_T = \frac{10\lambda}{\rho C_p (S_T - 0.63u')} \text{ pour } u'/S_L > 2 \quad (1.30)$$

avec  $S_T$ , la vitesse de combustion turbulente. Ballal et Lefebvre [65] ont mesurée expérimentalement la MIE, pour un allumage par arc électrique, dans des écoulements méthane/air et propane/air à une pression inférieure à la pression atmosphérique ( $0.08 \text{ atm} \leq P \leq 0.35 \text{ atm}$ ) et dans une turbulence générée par des grilles et pouvant varier de  $u' = 0$  à  $2 \text{ m/s}$ . A partir de la MIE mesurée, la distance de quenching expérimentale peut être calculée, sachant que :

$$MIE = \rho C_p (T_{ad} - T_0) \frac{\pi}{6} (d_q)_T^3 \quad (1.31)$$

Les valeurs expérimentales de la distance de quenching obtenues à partir de l'Equation 1.31 donnent des résultats cohérents avec les valeurs théoriques (obtenues à partir des Equations 1.29 et 1.30). Ces résultats permettent de valider le modèle et également de vérifier qu'en écoulement turbulent, il existe également une proportionnalité entre la MIE et  $(r_c)_T^3$  (en écoulement laminaire, la MIE est proportionnelle à  $r_c^3$ , Equation 1.15). Notons également que ce modèle de rayon critique a été validé à partir de mesures de MIE mesurées pour une turbulence relativement faible (pour des valeurs de  $u'/S_L$  allant jusqu'à 5).

#### • Klein et al. [70]

Le même type d'approche a été proposé par Klein et al. [70], afin de déterminer une expression théorique du rayon critique turbulent. Rappelons qu'appliquer une moyenne de Reynolds à l'équation de conservation de la variable de progrès  $c$  (Equation 1.20) permet de faire apparaître un terme supplémentaire, lié à la partie fluctuante des variables  $c$  et  $u_j$ . Ce terme représente la contribution de la diffusivité turbulente, responsable de la diffusion de masse et d'énergie thermique par la turbulence. Klein et al. [70] expliquent que, dans le cas d'un écoulement turbulent, la contribution de ce terme devient prépondérante sur la contribution du terme de diffusion moléculaire ( $D_T \gg D$ , où  $D_T$  et  $D$  sont respectivement la diffusivité turbulente et la diffusivité moléculaire). Ainsi, si le taux de réaction est supérieur au taux de diffusion turbulente, le noyau de flamme se propage et une combustion auto-entretenu est assurée. En revanche, un taux de diffusion turbulente supérieur au taux de réaction sera à l'origine d'une vitesse de propagation négative dans le front de flamme et le noyau de flamme s'éteindra (voir la description du mécanisme d'extinction dans la partie 1.5.4.1). Afin de déterminer une expression du rayon critique turbulent, Klein et al. [70] ont résolu l'équation suivante :

$$\bar{\omega} + \nabla \cdot (\bar{\rho} D_T \nabla \tilde{c}) = 0 \quad (1.32)$$

où  $\tilde{c}$  correspond à la moyenne de Favre de  $c$ , et  $\bar{\rho}$  et  $\bar{\omega}$  à la moyenne de Reynolds de  $\rho$  et  $\dot{\omega}$ . Le premier terme représente le taux de réaction et le second, le taux de diffusion turbulente. L'expression du rayon critique turbulent obtenu à partir de la résolution de cette équation met en évidence la proportionnalité suivante :

$$(r_c)_T \propto \frac{D_T}{S_L} \quad (1.33)$$

Ainsi, en écoulement turbulent (lorsque  $D_T \gg D$ ), le rayon critique turbulent est proportionnel à la diffusivité turbulente. Rappelons que le rayon critique turbulent  $(r_c)_T$  est différent du rayon

critique  $r_c$  établi en écoulement laminaire (Equation 1.7). Un noyau de rayon  $r \geq r_c$  pourra atteindre une combustion auto-entretenu dans le cas laminaire.  $(r_c)_T$  est le rayon que doit avoir le noyau de flamme laminaire au moment où la turbulence commence à agir, pour que l'état de propagation auto-entretenu puisse être atteint malgré l'action des fluctuations turbulentes de vitesse.

Dans le cas d'une turbulence plus modérée, lorsque le terme de diffusion moléculaire n'est plus négligeable devant le terme de diffusion turbulente ( $D_T \sim D$ ), Klein et al. [70] proposent la relation suivante :

$$(r_c)_T \propto \frac{D_T + D}{S_L} \quad (1.34)$$

Dans le cas où  $D_T = 0$  (écoulement laminaire), cette définition du rayon critique d'allumage turbulent permet bien de retrouver l'expression du rayon critique laminaire [43, 45, 50, 51, 52] ( $r_c \sim \lambda/\rho C_p S_L$ , voir partie 1.3.2), si le nombre de Lewis du mélange est de l'ordre de 1 ( $D \sim \lambda/\rho C_p$ ).

• Shy et al. [14]

Shy et al. [14] ont proposé un modèle permettant de prédire la MIE dans le cas d'une turbulence élevée (pour des valeurs de  $u'/S_L$  allant jusqu'à 40) et pour expliquer le phénomène de transition d'allumage mis en évidence expérimentalement [66, 67, 14] (voir Figure 1.36). Le modèle proposé est basé sur une étude de la compétition entre les diffusivités moléculaire et turbulente à l'intérieur et à l'extérieur de la zone de réaction du noyau.

Les auteurs ont décrit la zone de réaction comme une sphère de diamètre  $\delta_r$ , à une température  $T_{ad}$  et ayant une diffusivité moléculaire :

$$D \sim S_L \delta_r \quad (1.35)$$

où  $\delta_r$  est l'épaisseur de la zone de réaction du noyau de flamme. Afin de caractériser l'action des tourbillons de Kolmogorov sur la zone de réaction, la diffusivité turbulente est définie par :

$$D_T \sim u' \eta_k \quad (1.36)$$

Le modèle proposé est basé sur un nombre de Peclet, noté  $Pe_{RZ}$ , défini pour la zone de réaction du noyau et égal au rapport de la diffusivité turbulente sur la diffusivité moléculaire :

$$Pe_{RZ} = \frac{u' \eta_k}{S_L \delta_r} \quad (1.37)$$

Les évolutions de la MIE reportées pour différentes richesses sur la Figure 1.36 sont normalisées par la MIE en écoulement laminaire et sont reportées en fonction de  $Pe_{RZ}$  sur la Figure 1.46. Cette représentation permet de regrouper l'ensemble des données en une seule courbe. Quelle que soit la richesse, le nombre de Peclet à la transition d'allumage est  $Pe_{RZ} = 4.5$ , sauf pour la richesse  $\phi = 0.60$  où  $Pe_{RZ} = 3.8$ . Les auteurs [14] expliquent que cette différence de critère à la transition d'allumage est liée au fait que la richesse 0.60 est très proche de la limite pauvre de flammabilité. Cet écart sera discuté dans la suite (Chapitre 5).

Avant la transition d'allumage, la MIE normalisée suit une croissance lente en fonction de  $Pe_{RZ}$ . Les images enregistrées dans des conditions de turbulence situées avant la transition d'allumage (Figure 1.37.b) montrent que la surface du noyau est plissée sous l'action de la turbulence, mais que sa structure reste comparable à celle du noyau se développant en écoulement

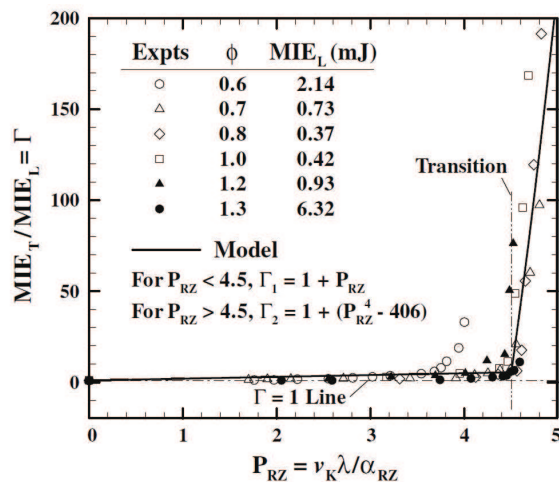


Figure 1.46 – Mesures de MIE (présentées sur la Figure 1.36) normalisées par la MIE en écoulement laminaire et reportées en fonction de  $Pe_{RZ}$  - Allumage par arc électrique de mélanges méthane/air dans une turbulence homogène et isotrope générée par des ventilateurs dans une chambre de combustion à pression atmosphérique [14].

laminaire (Figure 1.37.a). Ainsi, Shy et al. [14] ont exprimé les pertes thermiques du noyau dans ce régime de turbulence, comme étant égales à la somme de l'énergie diffusée par conduction et de l'énergie dissipée sous l'action des tourbillons. Le taux d'énergie diffusée par conduction à la surface du noyau est estimé par :

$$Q_C = (A_f)_L \frac{\lambda}{\delta_r} \Delta T \quad (1.38)$$

où  $\Delta T = T_{ad} - T_0$ . La surface du noyau de flamme en écoulement laminaire  $(A_f)_L$  est estimée par  $\delta_r^2$ , ce qui conduit à l'expression suivante :

$$Q_C = \delta_r \lambda \Delta T \quad (1.39)$$

L'énergie dissipée par unité de temps sous l'action de la turbulence est égale à :

$$(Q_T)_1 = (A_f)_T \frac{\lambda}{\eta_k} \Delta T \quad (1.40)$$

La surface du noyau de flamme en écoulement turbulent  $(A_f)_T$  est estimée par  $\eta_k^2 u' / S_L$ , où  $u' / S_L$  représente le plissement de la surface du noyau. L'expression de  $(Q_T)_1$  devient donc :

$$(Q_T)_1 = \eta_k \lambda \Delta T \frac{u'}{S_L} \quad (1.41)$$

A partir des expressions de  $Q_C$  et de  $(Q_T)_1$ , le rapport des MIE, noté  $MIE_T / MIE_L$ , est exprimé de la manière suivante :

$$\frac{MIE_T}{MIE_L} = \frac{Q_C + (Q_T)_1}{Q_C} = 1 + \frac{u' \eta_k}{S_L \delta_r} \approx 1 + C_1 Pe_{RZ} \quad (1.42)$$

Cette expression permet d'expliquer l'évolution linéaire décrite par la MIE normalisée avant la transition d'allumage (Figure 1.46). La constante  $C_1$  est égale à 1 d'après les données de la Figure 1.46.

Après la transition d'allumage, la MIE normalisée suit une évolution très rapide en fonction



de  $Pe_{RZ}$ . Cette forte croissance est expliquée par Shy et al. [14] de la manière suivante. Les images du noyau enregistrées dans des conditions de turbulence situées après la transition d'allumage (Figure 1.37.c) montrent que le noyau est fragmenté en plusieurs poches au bout de quelques millisecondes. L'énergie totale dissipée sous l'action de la turbulence est donc égale à la somme de l'énergie perdue par chaque fragment de noyau de flamme. Pour une poche donnée, l'énergie dissipée par unité de temps est égale à  $(Q_T)_1$  (Equation 1.41). Le taux d'énergie totale dissipée  $(Q_T)_2$  est donc :

$$(Q_T)_2 = n(Q_T)_1 \quad (1.43)$$

où  $n$  est le nombre de poches issues de la fragmentation du noyau par les tourbillons de Kolmogorov. En démontrant que  $n \sim Pe_{RZ}^3$ , Shy et al. [14] ont exprimé le rapport des MIE, après la transition d'allumage, de la manière suivante :

$$\frac{MIE_T}{MIE_L} = \frac{Q_C + (Q_T)_2}{Q_C} \approx 1 + n \frac{(Q_T)_1}{Q_C} \approx 1 + C_2(Pe_{RZ}^4 - C_3) \quad (1.44)$$

Cette expression théorique de la MIE normalisée permet d'expliquer la croissance rapide de  $MIE_T/MIE_L$  en fonction de  $Pe_{RZ}$  après la transition d'allumage. D'après les données de la Figure 1.46, les constantes  $C_2$  et  $C_3$  sont respectivement égales à 1 et 406.

Le modèle proposé par Shy et al. [14] permet donc de reproduire l'évolution de la MIE avant et après le transition d'allumage, et également d'obtenir un critère pour cette transition ( $Pe_{RZ} = 4.5$ ). Cependant, pour un mélange pauvre (de richesse  $\phi = 0.60$ ), le modèle n'a pas été validé. Une évolution de la MIE et un critère différents ( $Pe_{RZ} = 3.8$ ) sont obtenus.

### 1.5.5 Conclusion

Cette partie nous a permis d'étudier l'allumage en écoulement turbulent prémélangé et plus précisément, les principaux effets des fluctuations turbulentes de vitesse sur la croissance du noyau. Les différentes méthodes d'étude de l'allumage en écoulement turbulent permettent de mettre en évidence les conséquences de cette interaction turbulence/noyau sur la réussite de l'allumage. Les résultats reportés ont montré que l'élévation de la turbulence entraîne une augmentation de la MIE ou une diminution de la probabilité d'allumage. Pour les fortes intensités turbulentes, Shy et al. [66, 67, 14] ont observé un phénomène de transition d'allumage correspondant à une rapide augmentation de la MIE en fonction de  $u'/S_L$  à partir d'un certain seuil de turbulence dépendant de la richesse. Ce résultat nous amène à nous demander si la transition d'allumage est liée aux conditions expérimentales de Shy et al. [66, 67, 14], ou si elle présente un caractère universel, c'est-à-dire si elle est indépendante du système d'allumage, de la configuration de l'écoulement et du moyen utilisé pour générer la turbulence.

Les mécanismes à l'origine de l'extinction du noyau ont également été décrits. Puis, nous avons présenté les différentes approches utilisées dans la littérature pour établir des modèles physiques, permettant de prédire les conditions de turbulence conduisant à l'extinction du noyau de flamme, ou de calculer la valeur du rayon critique et de l'énergie d'allumage en écoulement turbulent. Les modèles proposés ont été établis pour différents niveaux de turbulence. Dans le cas d'une turbulence élevée, le modèle reporté par Shy et al. [14] permet de prédire le phénomène de transition d'allumage. Cependant, ce modèle n'a pas été validé pour de faibles richesses ( $\phi = 0.60$ ).

Les résultats reportés dans cette partie nous amènerons à aborder les points suivants dans la suite (Chapitre 5) :

- Les modèles physiques basés sur la compétition entre l'énergie dégagée et l'énergie dissipée [65, 70, 14] mettent en évidence l'importance d'étudier les mécanismes d'interaction entre la turbulence et le noyau au cours de son développement, pour la compréhension des réussites et des échecs d'allumage. Dans la suite, nous nous intéresserons donc à cette interaction, notamment à des instants très courts à la suite du dépôt d'énergie. Nous souhaiterions également étudier dans le cas de notre configuration expérimentale, les différents modèles présentés ici, qui permettent de calculer la valeur théorique du rayon critique et de la MIE.

- D'autre part, nous nous interrogerons sur le caractère universel de la transition d'allumage. Ce phénomène est-il également observé dans d'autres configurations expérimentales et pour les mêmes seuils de turbulence ?

- Enfin, il serait intéressant d'étudier ce phénomène dans des conditions de mélange très pauvres ( $\phi \sim 0.60$ ) et d'analyser les différents seuils de turbulence mesurés à la transition d'allumage.

## 1.6 Allumage en écoulement turbulent non prémélangé

Dans la partie précédente, nous avons étudié l'effet des fluctuations de vitesse liées à la turbulence sur l'allumage. Dans le cas d'un écoulement turbulent non prémélangé, des effets supplémentaires liés aux hétérogénéités et aux fluctuations de fraction de mélange doivent être pris en compte, pour analyser les mécanismes d'allumage du noyau de flamme. Dans cette partie, les points suivants seront développés :

- Tout d'abord, nous étudierons l'influence de la fraction de mélange et du gradient de fraction de mélange sur l'initiation et la croissance du noyau de flamme (partie 1.6.1).

- Puis, une seconde section sera consacrée à l'étude des effets combinés de la fluctuation de fraction de mélange et de la fluctuation de vitesse sur la réussite de l'allumage en écoulement turbulent (partie 1.6.2).

### 1.6.1 Influence de la fraction de mélange et du gradient de fraction de mélange sur l'allumage

L'étude de l'allumage en écoulement non prémélangé demande d'introduire la fraction de mélange  $Z$ . Ce scalaire est défini dans le cas d'une réaction impliquant un combustible ( $F$ ) et un comburant ( $O$ ) :

$$\nu_F F + \nu_O O = \nu_P P \quad (1.45)$$

$P$  représente les produits de la réaction.  $\nu_X$  est le coefficient stœchiométrique de l'espèce  $X$ . La fraction de mélange  $Z$  est définie de la manière suivante :

$$Z = \frac{-Y_O + sY_F + Y_O^0}{sY_F^0 + Y_O^0} \quad (1.46)$$

où  $Y_F$  et  $Y_O$  sont respectivement les fractions massiques de combustible et de comburant, dans l'écoulement non prémélangé.  $Y_F^0$  est la fraction massique de combustible dans le jet amenant le combustible dans l'écoulement non prémélangé. De même,  $Y_O^0$  est la fraction massique de comburant dans le jet amenant le comburant. Le terme  $s$  introduit dans l'Equation 1.47 est

défini de la manière suivante :

$$s = \frac{\nu_O M_O}{\nu_F M_F} \quad (1.47)$$

avec  $M_F$  et  $M_O$ , la masse molaire du combustible et du comburant.

### 1.6.1.1 Influence de la fraction de mélange au point d'allumage

La Figure 1.47.a reporte le profil de la fraction de mélange  $Z$  dans une couche de mélange laminaire. La Figure 1.47.b présente le profil de température dans cette couche de mélange, dans le cas d'un dépôt d'énergie en  $x = x_{sp}$ . La position de l'étincelle  $x_{sp}$ , par rapport à la fraction de mélange stoechiométrique  $Z_{st}$  (en  $x_{st}$ ) et aux limites de flammabilité pauvre  $Z_l$  et riche  $Z_r$  (en  $x_{lean}$  et  $x_{rich}$ ), a une influence sur la réussite de l'essai d'allumage. En effet, si la distance entre l'étincelle et la position où le mélange est stoechiométrique  $L = |x_{st} - x_{sp}|$  est trop grande, la chaleur produite par l'étincelle diminuera rapidement avant le démarrage de la combustion. La taille de l'étincelle  $d_{sp}$  joue également un rôle sur la réussite de l'allumage, car suivant sa taille, l'étincelle recouvrira une plus ou moins grande zone de l'écoulement, contenant ou non des zones inflammables. Ainsi, la position et la taille de l'étincelle jouent un rôle essentiel dans la réussite de l'allumage en écoulement non prémélangé.

Notons également que, même si l'étincelle est créée dans la zone inflammable ( $x_{lean} \leq x_{sp} \leq x_{rich}$ ), le noyau de gaz chauds peut tout de même se refroidir sans conduire à un noyau de flamme, dans le cas où l'énergie déposée n'est pas suffisante. L'énergie déposée est donc également un paramètre important pour la réussite de l'allumage. Ce phénomène d'extinction lié à une énergie trop faible a déjà été décrit dans le cas prémélangé.

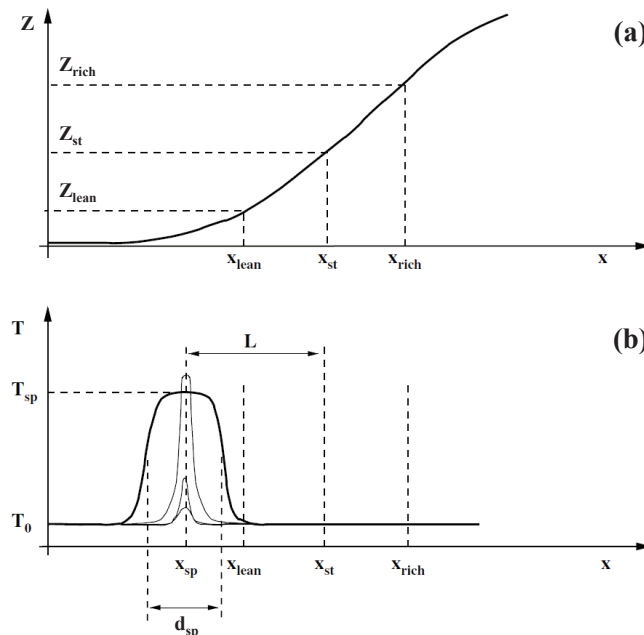


Figure 1.47 – (a) Profil de la fraction de mélange  $Z$  dans une couche de mélange laminaire - (b) Profil de température dans cette couche de mélange, dans le cas d'un dépôt d'énergie en  $x = x_{sp}$ . Les traits fins représentent la décroissance du profil de température qui peut être observée dans le cas d'une extinction [83].

Richardson et Mastorakos [54] ont étudié par simulation numérique l'allumage en écoule-

ment laminaire non prémélangé  $\text{CH}_4/\text{air}$ , dans une configuration de couche de mélange à contre-courant. La Figure 1.48 présente l'évolution temporelle du profil de température dans la couche de mélange pour différents essais d'allumage. Un allumage raté est observé pour l'essai A, car l'étincelle a été placée dans une zone pauvre non inflammable ( $Z < Z_l$ ). Pour l'essai B, l'énergie a été déposée en  $Z = Z_l$ , ce qui conduit à un allumage réussi. Concernant l'essai C, bien que l'étincelle ait été placée en  $Z = Z_{st}$ , l'allumage est raté. Richardson et Mastorakos [54] expliquent qu'en ce point, le taux de contrainte, lié à la configuration à contre-courant de l'écoulement, est trop élevé et conduit à une extinction du noyau.

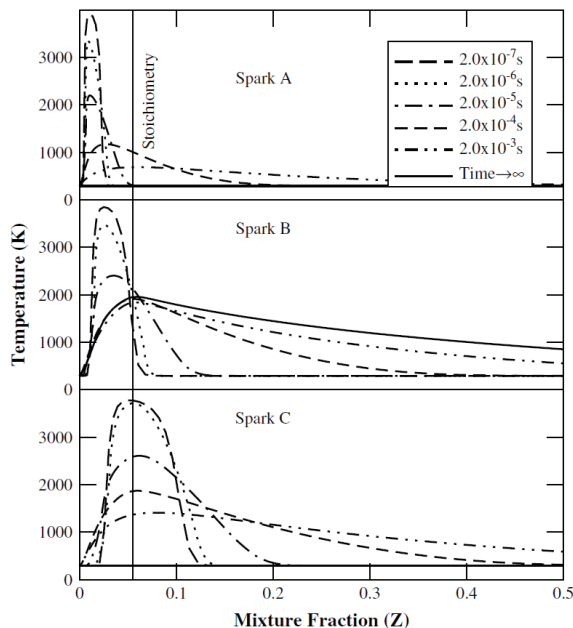


Figure 1.48 – Evolution temporelle du profil de température dans le cas d'un dépôt d'énergie dans un écoulement laminaire non prémélangé  $\text{CH}_4/\text{air}$  à contre courant. Résultats obtenus par simulation numérique. Dépôt d'énergie en  $Z < Z_l$ , en  $Z = Z_l$  et en  $Z = Z_{st}$  pour les cas A, B, C, respectivement. [54].

L'influence de la position de l'étincelle dans une couche de mélange a également été étudiée dans le cas d'un écoulement turbulent, par simulation numérique directe (DNS) par Chakraborty et al. [15]. Les essais d'allumage ont été réalisés dans une couche de mélange turbulente entre de l'air ( $Z = 0$ ) et une mélange méthane/air riche ( $Z = 0.1$ ). Les caractéristiques des différents cas étudiés sont reportées dans le Tableau 1.2, où  $\delta$  est l'épaisseur de flamme laminaire définie par l'Equation 1.10 et  $\delta_Z$  est l'épaisseur de la couche de mélange égale à :

$$\delta_Z = \frac{Z_F^0}{\max|\partial Z/\partial x|} \quad (1.48)$$

$Z_F^0$  est la valeur maximale de la fraction de mélange de combustible dans le jet amenant le combustible dans l'écoulement non prémélangé (ici  $Z_F^0 = 0.1$ ).

La Figure 1.49 présente le champ du taux de réaction  $\dot{\omega}$  à deux instants après le dépôt d'énergie, pour les cas B, D, E, pour lesquels la position de l'étincelle diffère, mais l'épaisseur de couche de mélange est identique (Tableau 1.2).  $t_{sp}$  est la durée de l'étincelle et est environ égale à  $50 \mu\text{s}$  d'après les données fournies par Chakraborty et al. [15]. A  $t = t_{sp}$ , dans les cas B et D, nous observons trois branches : deux branches prémélangées, l'une du côté riche et l'autre du côté

Cas	$Z$ au point de dépôt d'énergie	$\delta_Z/\delta$	$u'/S_L$
A	$Z_{st}$	1.5	4.0
B	$Z_{st}$	2.3	4.0
C	$Z_{st}$	4.6	4.0
D	$1.33Z_{st}$	2.3	4.0
E	$0.5Z_{st}$	2.3	4.0
F	$0.5Z_{st}$	2.3	0

Tableau 1.2 – Caractéristiques des différents cas simulés par Chakraborty et al. [15].

pauvre, ainsi qu'une flamme de diffusion stabilisée sur l'isosurface  $Z = Z_{st}$ . Le maximum du taux de réaction est observé sur la branche riche. Dans les cas B et D, l'allumage est réussi, tandis qu'une extinction est observée pour l'essai E, comme le montre le champ du taux de réaction à  $t = 7.35 t_{sp}$ . Pour cet essai, à  $t = t_{sp}$ , la Figure 1.49 présente deux branches, l'une du côté pauvre et ayant une faible intensité, l'autre en  $Z = Z_{st}$  et de valeur plus élevée. Ces résultats montrent donc que le dépôt d'énergie dans une zone stœchiométrique ou riche (cas B et D) est plus favorable à la réussite de l'allumage que dans une zone pauvre (cas E). De plus, la croissance du noyau dans le cas D (dépôt d'énergie en  $Z = 1.33 Z_{st}$ ) est légèrement plus importante que dans le cas B (dépôt d'énergie en  $Z = Z_{st}$ ).

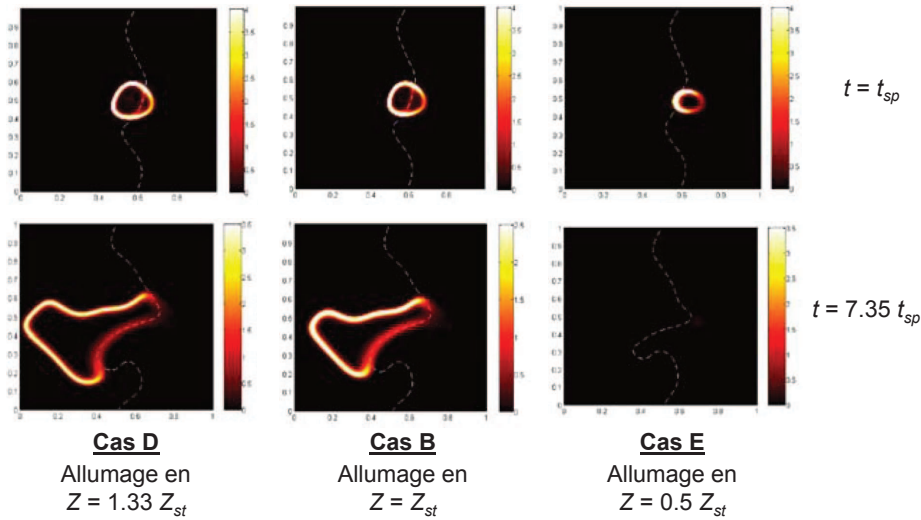


Figure 1.49 – Champs du taux de réaction à deux instants après le dépôt d'énergie, pour les essais B, D, E, dont les conditions sont reportées dans le Tableau 1.2. Résultats obtenus par DNS d'essais d'allumage réalisés dans une couche de mélange turbulente [15].

Afin de confirmer ces observations, Chakraborty et al. [15] ont tracé l'évolution du taux de réaction en fonction de la fraction de mélange, à différents instants après le dépôt d'énergie. Les cas B et D présentent deux pics correspondant à la branche prémélangée riche et à la flamme de diffusion. Le pic de la branche prémélangée pauvre est confondu avec celui de la flamme de diffusion. Notons également que le taux de réaction est légèrement plus élevé pour la branche riche que pour la branche en  $Z = Z_{st}$ . Dans le cas E, le profil du taux de réaction se déplace du côté riche au cours du temps, mais une extinction a tout de même lieu, car ce déplacement

se produit trop tard au cours du développement du noyau. Chakraborty et al. [15] expliquent que l'échec du cas E est lié à la plus faible concentration de combustible au point d'allumage, ce qui conduit à un noyau de plus petite taille que dans les cas B et D. Ce noyau plus petit est plus fragile face aux pertes thermiques liées à l'écoulement et notamment à la turbulence, ce qui conduit à une extinction. Chakraborty et al. [15] ont montré que la turbulence joue également un rôle dans l'extinction du cas E, car l'essai F, qui est identique à l'essai E mais qui est réalisé en écoulement laminaire (Tableau 1.2), conduit à un allumage réussi. Enfin, notons que ces observations, mettant en évidence le fait que les zones stœchiométriques et riches sont plus favorables à l'allumage qu'une zone pauvre, ont également été faites par Ahmed et al. [68] dans le cas d'un jet turbulent.

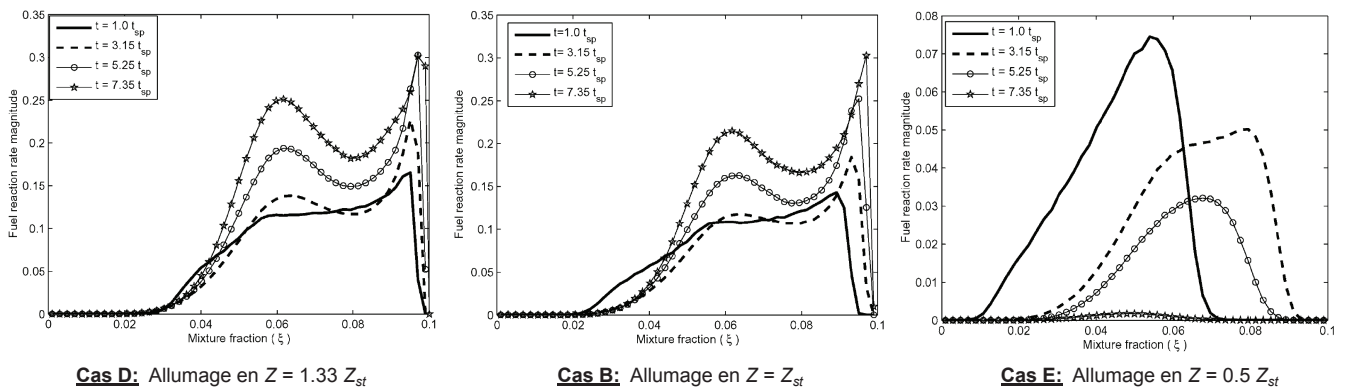


Figure 1.50 – Taux de réaction moyen en fonction de la fraction de mélange, à différents instants après le dépôt d'énergie, dans les cas B, D, E, dont les conditions sont reportées dans le Tableau 1.2. Résultats obtenus par DNS d'essais d'allumage réalisés dans une couche de mélange turbulent [15].

Les résultats reportés dans cette partie montrent donc que la position de l'étincelle dans le champ de fraction de mélange est importante (les zones riches et stœchiométriques sont plus favorables à l'allumage que les zones pauvres), mais que d'autres effets pouvant entraîner un raté d'allumage doivent également être pris en compte. Dans le cas d'un écoulement laminaire, ces effets peuvent être une énergie déposée trop faible ou un taux de contrainte trop élevé. Dans le cas turbulent, il faut aussi prendre en compte les fluctuations turbulentes de vitesse et de fraction de mélange au point d'allumage. Ainsi, nous verrons dans la suite que la réussite de l'allumage en écoulement turbulent non prémélangé dépend de la combinaison de plusieurs critères (partie 1.6.2).

### 1.6.1.2 Influence du gradient de fraction de mélange au point d'allumage

En étudiant les cas A, B et C reportés dans le Tableau 1.2, Chakraborty et al. [15] ont analysé l'influence du gradient moyen de fraction de mélange au point d'allumage. Les essais A, B et C sont réalisés pour une même position d'étincelle, mais pour une épaisseur de couche de mélange différente, c'est-à-dire pour un gradient moyen de fraction de mélange différent. Les auteurs ont constaté qu'après le dépôt d'énergie, l'évolution temporelle des champs de température, de fraction massique de combustible et du taux de réaction est identique pour les cas A, B et C, et que ces trois essais conduisent à un allumage réussi. L'épaisseur de la couche de mélange ne semble donc pas avoir d'influence sur l'initiation et la croissance du noyau.

L'effet du gradient local de fraction de mélange sur la combustion a été étudié par Pantano

[84] qui a analysé par DNS l'extinction de flammes méthane/air non prémélangées. La Figure 1.51 présente la pdf jointe du taux de réaction (noté  $\omega_T$  sur la figure) et du taux de dissipation scalaire  $\chi$ , calculée sur l'iso-surface  $Z = Z_{st}$  de la flamme. Le taux de dissipation scalaire  $\chi$  est défini par l'équation suivante :

$$\chi = 2D(\nabla Z)^2 \quad (1.49)$$

où  $D$  est la diffusivité moléculaire.

La Figure 1.51 montre que le taux de réaction croît lorsque le taux de dissipation scalaire augmente, ce qui signifie que la réaction est accélérée par les forts gradients de fraction de mélange. Ce résultat a également été reporté par Swaminathan et al. [85] dans le cas de la DNS d'une flamme turbulente non prémélangée.

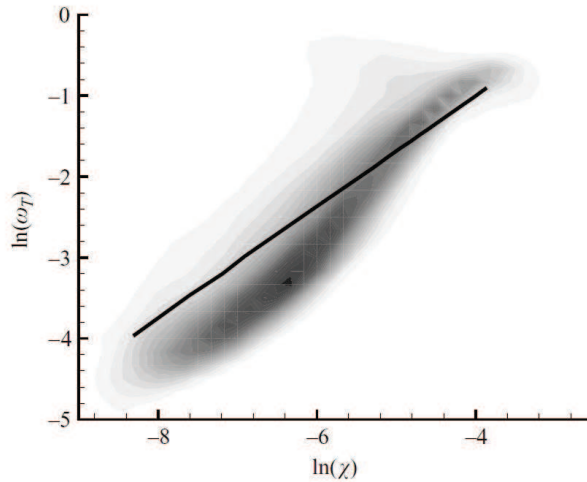


Figure 1.51 – Pdf jointe du taux de réaction et du taux de dissipation scalaire calculée sur l'iso-surface  $Z = Z_{st}$  de la flamme. Résultats obtenus par DNS de flammes méthane/air non prémélangées [84].

## 1.6.2 Effets combinés des fluctuations de fraction de mélange et de vitesse sur la réussite de l'allumage en écoulement non prémélangé turbulent

### 1.6.2.1 Introduction

Afin d'étudier l'influence de la fraction de mélange sur la réussite de l'allumage, les études de Zimmer et al. [86] et de Ahmed et Mastorakos [87] proposent de mesurer la valeur de la richesse locale ou de la fraction de mélange locale, au niveau de l'étincelle à chaque essai d'allumage.

Par la méthode LI2PS (Laser Induced Ignition and Plasma Spectroscopy) consistant à enregistrer par spectroscopie le spectre d'émission de l'étincelle induite par laser pour l'allumage, Zimmer et al. [86] ont mesuré la composition exacte du mélange local au point d'allumage à chaque essai, dans le cas d'un brûleur hydrogène/air partiellement prémélangé. L'énergie déposée est également enregistrée à chaque essai. Les mesures réalisées pour de nombreux essais d'allumage (Figure 1.52) fournissent des résultats cohérents avec la réussite ou l'échec de l'essai. Cependant les auteurs expliquent que pour les faibles richesses locales, il faut aussi prendre en compte les effets liés à l'écoulement qui ont tendance à entraîner une extinction du noyau avant que celui-ci ne se développe en une flamme stabilisée sur la brûleur.

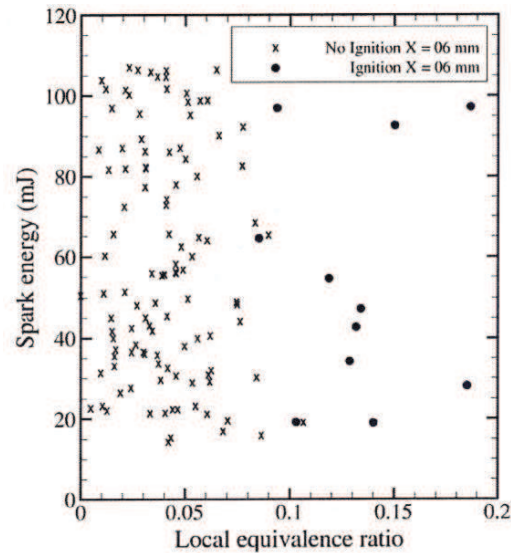


Figure 1.52 – Mesure à chaque essai d’allumage de l’énergie de l’étincelle et de la richesse locale (par spectroscopie de l’étincelle). Essais d’allumage réalisés dans un brûleur hydrogène/air partiellement prémélangé [86].

Ahmed et Mastorakos [87] ont mesuré la valeur de la fraction de mélange locale, dans un jet turbulent non prémélangé de méthane. La Figure 1.53 reporte la réussite (1) ou l’échec (0) de l’allumage en fonction de la fraction de mélange mesurée, ainsi que la pdf de la fraction de mélange dans les cas ratés et réussis. Une réussite d’allumage correspond à l’allumage d’un noyau de flamme puis à la stabilisation de la flamme sur le brûleur, tandis qu’un échec d’allumage signifie que l’étincelle s’est refroidie sans conduire à un noyau de flamme. Le cas intermédiaire correspondant à l’allumage d’un noyau sans stabilisation de la flamme sur le brûleur n’est pas observé.

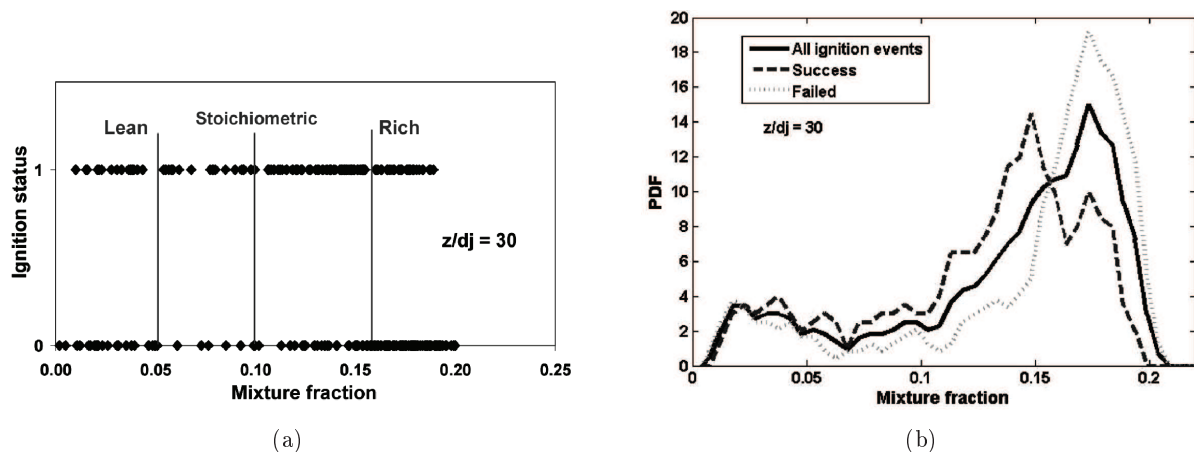


Figure 1.53 – (a) Réussite (1) ou échec (0) de l’allumage en fonction de la fraction de mélange mesurée au niveau de l’étincelle (en  $z/d_j = 30$ ) - (b) pdf de la fraction de mélange mesurée - Allumages par arc électrique réalisés dans un jet turbulent non prémélangé  $\text{CH}_4/\text{air}$  de diamètre  $d_j = 5$  mm et de vitesse d’injection de 25.5 m/s [87].

Dans cette configuration expérimentale, la valeur locale et instantanée de la fraction de mélange montre peu de corrélation avec le résultat de l’essai d’allumage. Ahmed et Mastorakos [87]



expliquent que les allumages ratés observés dans le cas où  $Z_l \leq Z \leq Z_r$  sont liés à des conditions locales de vitesse défavorables à la réussite de l'allumage. Les allumages réussis obtenus lorsque  $Z < Z_l$  ou  $Z > Z_r$  ont été rendus possibles grâce à la convection du noyau par les mouvements aléatoires de l'écoulement turbulent vers des zones inflammables. Dans cette configuration, le champ turbulent de vitesse joue donc un rôle prédominant sur la réussite de l'allumage.

Par conséquent, ces études montrent que les réussites et échecs d'allumage résultent de la combinaison de plusieurs effets liés aux fluctuations de vitesse et de fraction de mélange, existant localement à chaque essai d'allumage et rencontrées par le noyau au cours de son développement. Suivant la configuration expérimentale étudiée, l'influence de la fraction de mélange locale sur la réussite de l'allumage est plus ou moins importante, car l'effet du champ de vitesse peut être plus ou moins fort.

### 1.6.2.2 Etude de l'allumage en écoulement turbulent non prémélangé par mesure de la probabilité d'allumage

En raison des conditions fluctuantes de vitesse et de fraction de mélange, l'allumage en écoulement turbulent non prémélangé présente un caractère stochastique. Il est donc généralement analysé de manière statistique par mesure de la probabilité d'allumage, qui constitue ainsi un critère global, prenant en compte les extinctions liées au champ turbulent de vitesse et de fraction de mélange. De nombreuses études de ce type ont été menées dans différentes configurations de brûleurs (jet [68, 88, 89, 90], écoulement à contre-courant [69], bluff-body [1, 2, 91], brûleur à swirl [92]). Ces études distinguent généralement les trois grandeurs suivantes :

- la probabilité d'allumer un noyau de flamme :  $P_{ker}$ ,
- la probabilité de propagation et de stabilisation de la flamme sur le brûleur :  $P_{ign}$ ,
- le facteur de flammabilité  $F$  [88] :

$$F = \int_{Z_l}^{Z_r} P(Z) dZ \quad (1.50)$$

Le facteur de flammabilité est calculé en chaque point de l'écoulement à partir de la pdf  $P(Z)$  de la fraction de mélange (connue en chaque point de l'écoulement).  $F$  correspond donc à la probabilité que la fraction de mélange soit comprise entre  $Z_l$  et  $Z_r$ , c'est-à-dire que le mélange soit inflammable. Notre étude ayant pour but d'analyser les conditions locales favorables à l'initiation d'un noyau de flamme, nous nous intéresserons particulièrement dans cette partie à la probabilité  $P_{ker}$  et au facteur  $F$ . Dans le cas où seule la valeur locale de la fraction de mélange piloterait la réussite de l'allumage, l'égalité  $P_{ker} = F$  devrait être observée en chaque point de l'écoulement. Cependant, nous allons voir à partir des études reportées dans la suite, que ce cas est rarement observé en raison de l'existence de phénomènes plus complexes intervenant lors de l'initiation du noyau de flamme.

Birch et al. [88, 89, 90] ont étudié expérimentalement l'allumage par arc électrique d'un jet turbulent, pour différents combustibles gazeux. Ils ont constatés que le long de l'axe central du jet, la probabilité d'initier un noyau de flamme est égale à la probabilité de trouver un mélange inflammable, ce qui correspond au cas  $P_{ker} = F$ . Ceci signifie que seule la fraction de mélange locale pilote l'initiation du noyau. Mastorakos [83] explique que cette relation est observée dans les cas où l'énergie déposée est très supérieure à la MIE sur toute la gamme de flammabilité, ce qui est le cas dans l'étude de Birch et al. [88, 89, 90]. Une énergie supérieure à la MIE permet en effet au noyau de vaincre les extinctions éventuelles liées au champ turbulent de vitesses.

Dans le cas d'un écoulement turbulent non prémélangé à contre-courant, Ahmed et al. [69]

ont obtenu la relation  $P_{ker} < F$ , dans les zones présentant un fort taux de contrainte. Ceci signifie que certains essais d'allumage, réalisés dans des conditions inflammables, conduisent à des échecs en raison d'une contrainte locale trop élevée. En revanche, le long de la ligne centrale de l'écoulement, la probabilité d'initier un noyau de flamme devient supérieure à  $F$ . Des allumages sont notamment observés dans des zones où  $F = 0$ . Ahmed et al. [69] expliquent que ce phénomène est lié à l'expansion de l'étincelle et à son transport par l'écoulement turbulent vers des zones inflammables. Les résultats reportés par Ahmed et al. [69] montrent donc que le champ turbulent de vitesse peut avoir des effets positifs ou négatifs sur l'initiation du noyau de flamme, conduisant respectivement aux inégalités  $P_{ker} > F$  et  $P_{ker} < F$ .

La relation entre  $P_{ker}$  et  $F$  a également été étudiée dans un brûleur bluff-body, de manière expérimentale [1] et par LES [91]. La Figure 1.54 présente les cartographies de  $P_{ker}$  et  $F$  mesurées expérimentalement [1]. Dans la zone de recirculation où l'écoulement est très proche d'un écoulement prémélangé riche et inflammable ( $F = 1$ ), la probabilité  $P_{ker}$  d'initier un noyau est d'environ 20 %. Ahmed et al. [1] expliquent que les extinctions observées dans cette zone sont liées à l'intensité turbulente, dont la valeur est très proche de la limite d'extinction d'une flamme prémélangée ayant une richesse égale à celle de la zone de recirculation.

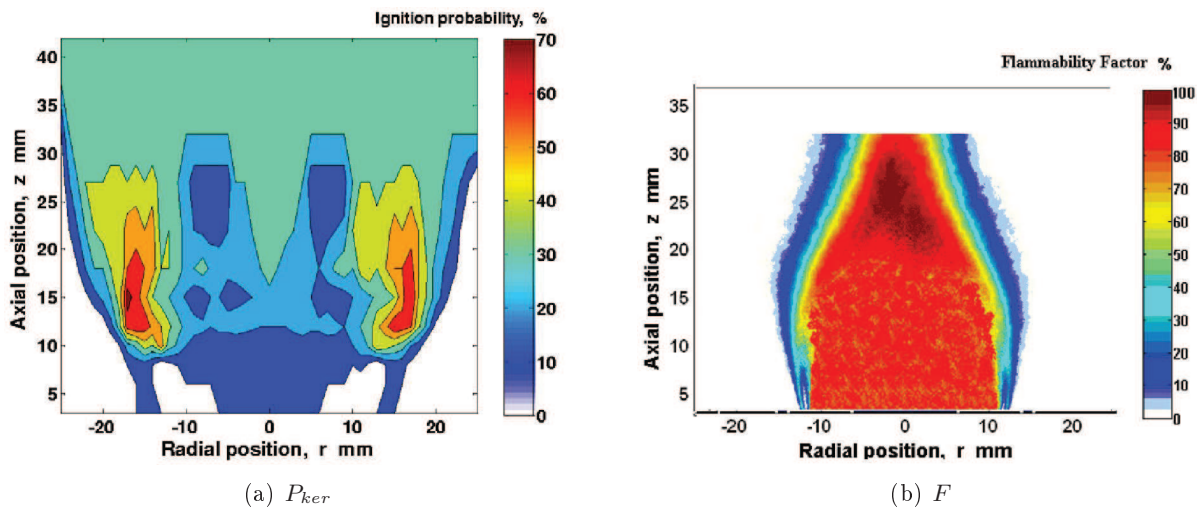


Figure 1.54 – (a) Cartographie de la probabilité d'initiation d'un noyau de flamme  $P_{ker}$  - (b) Cartographie du facteur de flammabilité  $F$  - Allumages par arc électrique réalisés dans un écoulement turbulent non prémélangé  $\text{CH}_4/\text{air}$  de richesse globale  $\phi = 0.55$ , délivré par un brûleur bluff-body [1].

Les études de l'allumage en écoulement turbulent non prémélangé menées dans différentes configurations de brûleur montrent donc que la connaissance du facteur de flammabilité n'est pas un critère suffisant pour rechercher les zones de l'écoulement favorables à l'allumage. L'étude de l'initiation d'un noyau de flamme doit prendre en compte les hétérogénéités de richesse, mais également les effets liés à l'écoulement turbulent. Nous avons vu que ce dernier peut avoir des effets positifs sur l'allumage, en assurant la convection de l'étincelle vers des zones inflammables. Mais les fluctuations turbulentes de vitesse peuvent aussi conduire à des extinctions du noyau, malgré la présence de combustible et de comburant dans des proportions favorables à l'allumage.

### 1.6.2.3 Modèles de statistique d'allumage

L'allumage en écoulement turbulent non prémélangé est donc communément étudié par la mesure de la probabilité d'allumage ( $P_{ker}$  et  $P_{ign}$ ). L'étude d'un brûleur (à swirl, bluff-body, à contre-courant, jet...) se fait généralement par la mesure de cartographies de la probabilité d'allumage, telles que celles reportées sur les Figures 1.39 et 1.54. Cependant, établir de telles cartographies peut être long et coûteux. Cela demande en effet de réaliser en chaque point de l'écoulement de nombreux essais d'allumage dans le cas de mesures expérimentales, ou la LES de plusieurs séquences d'allumage, ce qui conduit à des temps de calcul très importants.

Pour répondre à ce problème, Eyssartier et al. [9] ont proposé un modèle appelé I-CRIT-LES, dont le but est d'étudier une série de critères devant être obligatoirement remplis pour que l'allumage soit considéré comme réussi. L'analyse de ces critères est faite à partir des conditions locales de l'écoulement non réactif. En appliquant ces critères à un ensemble de conditions non réactives utilisées comme échantillon représentant les fluctuations turbulentes de l'écoulement (un ensemble de champs instantanés), une probabilité d'allumage peut être calculée en chaque point de la chambre de combustion.

Afin de fixer les critères successifs du modèle I-CRIT-LES, l'allumage (du dépôt d'énergie à la stabilisation de la flamme sur le brûleur) est décomposé en plusieurs étapes et un critère est défini pour chacune de ces étapes. Ainsi, cinq critères sont fixés à partir des mécanismes mis en jeu dans les étapes suivantes :

- 1 - Condition initiale de richesse locale avant le dépôt d'énergie.
- 2 - Dépôt d'énergie et formation d'un noyau de gaz chauds.
- 3 - Croissance et convection du noyau de flamme.
- 4 - Propagation de la flamme vers le brûleur.
- 5 - Stabilisation de la flamme sur le brûleur.

Une étape ne peut être atteinte que si le critère de l'étape précédente a été rempli. Notons qu'à l'étape 3, le critère prévoit une extinction du noyau si celui-ci se refroidit au contact des parois de la chambre. La possibilité d'une extinction liée à l'action de la turbulence sur le noyau n'est pas prise en compte. Les auteurs expliquent que, dans une chambre de combustion aéronautique, l'énergie déposée est toujours suffisamment élevée pour vaincre les pertes thermiques liées à la turbulence.

Si le critère de l'étape  $i$  est rempli, nous avons  $C_i = 1$ , sinon  $C_i = 0$ . Pour chaque point de chaque champ instantané étudié, un index d'allumage  $I_{ign}$  est calculé :  $I_{ign} = C_1.C_2.C_3.C_4.C_5$ . En réalisant cette étude pour une série de  $N$  champs instantanés, la probabilité d'allumage est calculée en chaque point du champ par :  $P_{ign} = (1/N)\sum I_{ign}$ .

Les cartographies obtenues à partir de ce modèle donnent des résultats cohérents avec les mesures obtenues expérimentalement. Mais des écarts importants sont tout de même observés dans le cas d'écoulements présentant des zones de recirculation, comme le montre la Figure 1.55, reportant les cartographies obtenues expérimentalement [2] et par le modèle I-CRIT-LES [9], dans le cas d'un écoulement n-heptane/air délivré par un brûleur bluff-body. Les différences observées sont liées au fait que le modèle I-CRIT-LES ne prend pas en compte la trajectoire du noyau. Or, nous avons vu dans la partie précédente qu'un noyau créé dans une région non inflammable peut être transporté vers des zones inflammables et s'allumer, alors que dans ce cas, I-CRIT-LES prévoit  $I_{ign} = 0$  (critère 1 de flammabilité non rempli, donc  $C_1 = 0$ ).

Pour éviter ce problème, Neophytou et al. [8] ont calculé des cartographies de probabilité

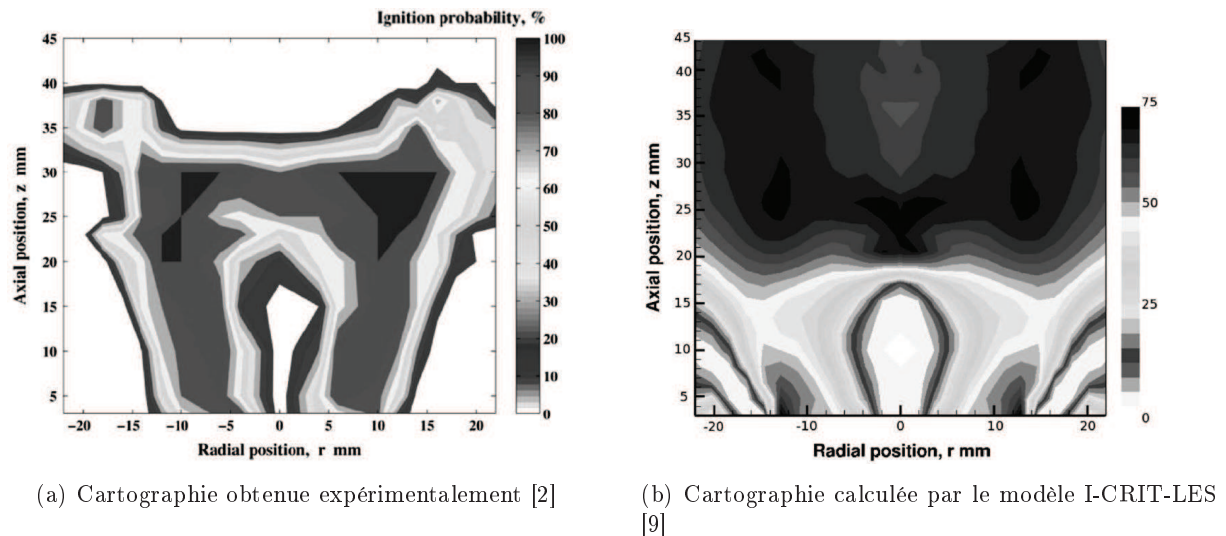


Figure 1.55 – Cartographies de probabilité d’allumage ( $P_{ign}$ ) obtenues expérimentalement [2] (a) et par le modèle I-CRIT-LES [9] (b), dans le cas d’un écoulement non prémélangé n-heptane/air de richesse globale  $\phi = 0.73$ , délivré par un brûleur bluff-body.

d’allumage en utilisant un modèle basé sur le même principe que celui proposé par Eyssartier et al. [9] (étude des conditions locales de l’écoulement non réactif), mais prenant en compte la trajectoire du noyau dans la chambre de combustion.

Les caractéristiques de l’écoulement non réactif sont étudiées afin de calculer les différentes trajectoires possibles du noyau. Le calcul de ces trajectoires prend en compte les fluctuations de fraction de mélange, la convection par les mouvements aléatoires de l’écoulement turbulent et les mécanismes d’extinction par la turbulence. Le modèle est basé sur les étapes suivantes :

- Création d’un maillage régulier. Deux états sont possibles pour chaque cellule : ”brûlé” ou ”froid”.

- Début de la simulation (toutes les cellules sont froides) : dépôt d’énergie dans l’écoulement (les cellules concernées passent à l’état brûlé).

- Les particules représentant le noyau ont une vitesse et une fraction de mélange aléatoires (dont la valeur est fixée à partir des champs instantanés de vitesse et de fraction de mélange connus pour l’écoulement étudié). Ces particules se déplacent dans le domaine. A chaque position, la particule peut s’éteindre à cause de la turbulence. Le critère utilisé repose sur le calcul d’un nombre de Karlovitz qui doit rester inférieur à une certaine valeur critique, connue d’après les seuils établis par Abdel-Gayed et Bradley [79] (voir partie 1.5.4.2). Quand la particule s’éteint, la simulation est arrêtée.

- Chaque fois qu’une particule rentre dans une cellule, celle-ci passe à l’état brûlé et une autre particule est ré-émise (avec une valeur aléatoire de vitesse et de fraction de mélange). Cette nouvelle particule est suivie dans le champ.

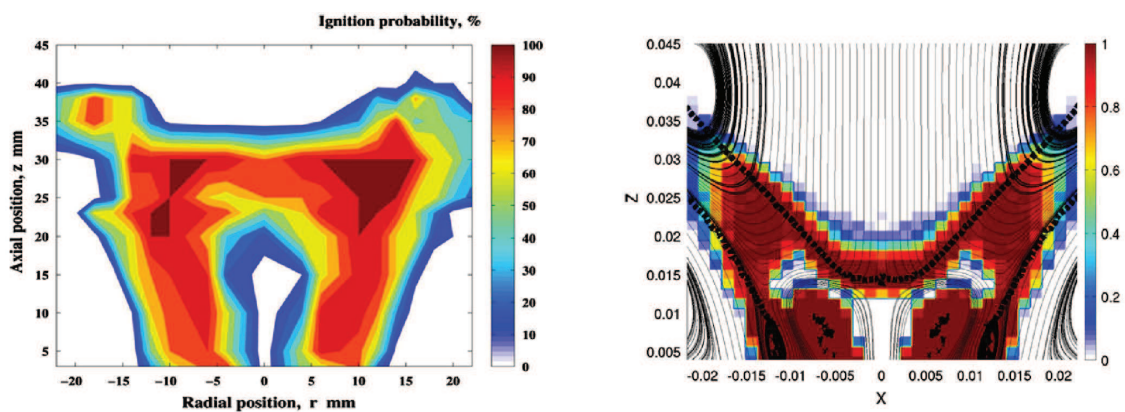
- A la fin de la simulation, si le facteur de progrès d’allumage, égal au nombre de cellules à l’état brûlé divisé par le nombre total de cellules, est supérieur à une valeur seuil, l’allumage est réussi.

- Pour une position d’étincelle donnée, la simulation est répétée plusieurs fois, ce qui permet de calculer une probabilité d’allumage en ce point.

- Ceci est effectué pour différentes positions d’étincelle, ce qui permet d’établir une cartographie de probabilité d’allumage.

La Figure 1.56 présente la cartographie de probabilité d'allumage ( $P_{ign}$ ) obtenue par Neophytou et al. [8] dans le cas du brûleur bluff-body étudié par Marchione et al. [2]. Les contours de probabilité d'allumage ont un aspect similaire, notamment au niveau de la zone d'extinction située près de l'injecteur et en aval loin du spray, même si les zones de probabilité maximale et de probabilité nulle ne coïncident pas. Dans la direction radiale, les résultats expérimentaux sont en accord avec les résultats numériques.

Comme le modèle proposé par Eyssartier et al. [9], ce modèle est basé sur le principe d'étude des conditions locales de l'écoulement non réactif, mais il prend en compte la trajectoire du noyau dans l'écoulement. Ainsi, un dépôt d'énergie dans une zone non inflammable peut tout de même conduire à un allumage réussi, ce qui permet de reproduire correctement les probabilité d'allumage dans les écoulement présentant des zones de recirculation (Figure 1.56). De plus, ce modèle prend également en compte les risques d'extinction liés à une turbulence trop élevée.



(a) Cartographie obtenue expérimentalement [2]

(b) Cartographie calculée par le modèle proposé par Neophytou et al. [8]

Figure 1.56 – Cartographies de probabilité d'allumage ( $P_{ign}$ ) obtenues expérimentalement [2] (a) et par le modèle proposé par Neophytou et al. [8] (b), dans le cas d'un écoulement non prémélangé n-heptane/air de richesse globale  $\phi = 0.73$ , délivré par un brûleur bluff-body.

### 1.6.3 Conclusion

Dans cette partie, nous avons analysé les effets de la valeur locale de la fraction de mélange sur la réussite de l'allumage. Nous avons constaté que dans le cas d'un écoulement turbulent, l'initiation du noyau de flamme dépend à la fois de la richesse locale, mais également des conditions de vitesse au point d'allumage. En raison des effets combinés des fluctuations de fraction de mélange et de vitesse, les études d'allumage reportées dans la littérature sont souvent menées à partir de la mesure de la probabilité d'allumage, qui constitue un critère global pour les extinctions quelle que soit leur cause. Nous avons vu qu'une cartographie de probabilité d'allumage peut être obtenue de manière expérimentale ou numérique, en réalisant plusieurs essais en chaque point de l'écoulement, mais également à partir de modèles de probabilité d'allumage, constitués d'une succession de critères étudiée dans des écoulements non réactifs.

Ainsi, à cause des effets combinés des fluctuations de vitesse et de fraction de mélange et en raison de l'utilisation d'un critère global pour étudier l'allumage, il est difficile de mettre en évidence les conséquences sur l'allumage des effets liés uniquement aux fluctuations turbulentes de la fraction de mélange. Afin de répondre à cette problématique, nous proposerons dans la suite (Chapitre 6), une étude des réussites et des échecs d'allumage basée sur la mesure des

conditions locales de fraction de mélange à chaque essai d'allumage. Les résultats de Birch et al. [88, 89, 90] ont montré que dans le cas d'une énergie déposée suffisamment élevée (très supérieure à la MIE), les extinctions liées au champ turbulent de vitesse ne sont plus observées et la réussite de l'allumage dépend principalement du champ de fraction de mélange. Ainsi, afin de pouvoir négliger les extinctions dues au champ turbulent de vitesse et d'avoir des ratés d'allumage seulement liés aux conditions locales et instantanées de fraction de mélange, notre étude sera effectuée pour une énergie déposée importante permettant d'atteindre ces conditions.



### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Description de la soufflerie et débitmétrie . . . . .</b>	<b>87</b>
2.1.1	Description de la soufflerie . . . . .	87
2.1.2	Débitmétrie . . . . .	89
2.1.2.1	Etude en écoulement prémélangé . . . . .	89
2.1.2.2	Etude en écoulement non prémélangé . . . . .	90
<b>2.2</b>	<b>Caractéristiques de la turbulence . . . . .</b>	<b>93</b>
<b>2.3</b>	<b>Dispositifs dédiés à l'allumage . . . . .</b>	<b>96</b>
2.3.1	Allumage par étincelle induite par laser (Figure 2.6, n°1-6) . . . . .	96
2.3.2	Détection des réussites et échecs d'allumage (Figure 2.6, n°11-13) . . . . .	99
2.3.3	Mesure de l'énergie déposée dans l'écoulement et détermination de l'énergie minimum d'allumage (MIE : Minimum Ignition Energy) . . . . .	100
<b>2.4</b>	<b>Mesure du champ de vitesse par PIV . . . . .</b>	<b>103</b>
<b>2.5</b>	<b>Mesure du champ de fraction de mélange par PLIF sur acétone . . . . .</b>	<b>107</b>
2.5.1	Principe . . . . .	108
2.5.2	Le schéma à deux niveaux . . . . .	109
2.5.3	Choix et propriétés du traceur . . . . .	110
2.5.4	Dispositif expérimental mis en place pour les mesures de PLIF sur acétone	111
2.5.5	Traitement des enregistrements de fluorescence . . . . .	114
2.5.6	Dispositif et conditions expérimentales pour l'étude de l'allumage en écoulement non prémélangé . . . . .	118
<b>2.6</b>	<b>Visualisation de l'étincelle et du noyau de flamme par caméra intensifiée . . . . .</b>	<b>119</b>
2.6.1	Imagerie rapide du noyau couplée à la mesure de champ de fraction de mélange . . . . .	120
2.6.2	Enregistrements de l'étincelle induite par laser (Figure 2.25 - caméra en position 1) . . . . .	121
2.6.3	Enregistrements du noyau de flamme (Figure 2.25 - caméra en position 2)	121

---

## 2.1 Description de la soufflerie et débitmétrie

### 2.1.1 Description de la soufflerie

L'ensemble de l'étude a été mené à partir d'une soufflerie verticale présentée sur la Figure 2.1. Cette soufflerie de section carrée de 260 mm de côté est surmontée d'un convergent présentant une section de sortie carrée de 8 cm de côté. L'intérieur de la soufflerie, schématisé sur la Figure 2.2, est divisé en deux compartiments de dimensions égales à l'aide d'une plaque verticale soudée, permettant ainsi de mener des études en écoulements prémélangé et non prémélangé. Les deux compartiments de la soufflerie sont alimentés à leur base de manière continue par un mélange de gaz (mélanges identiques dans le cas d'un écoulement prémélangé et différents dans le cas non



prémélangé). Ces écoulements passent à travers une couche de billes de verre et un nid d'abeille, afin de limiter les perturbations turbulentes résiduelles, puis par un convergent, dans le but de réduire les couches limites. Ainsi, la sortie du convergent fournit un écoulement stationnaire, laminaire et présentant un profil de vitesse plat. Les débits de gaz injectés sont calculés afin d'avoir une vitesse de 4 m/s. Les écoulements turbulents seront générés en plaçant des grilles de turbulence sur le convergent (ce point sera développé dans la partie 2.2).

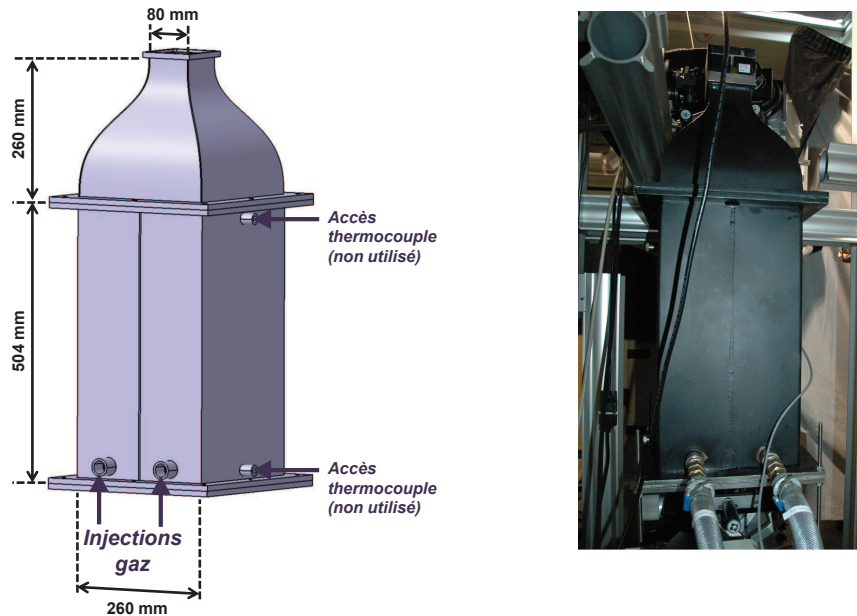


Figure 2.1 – Soufflerie

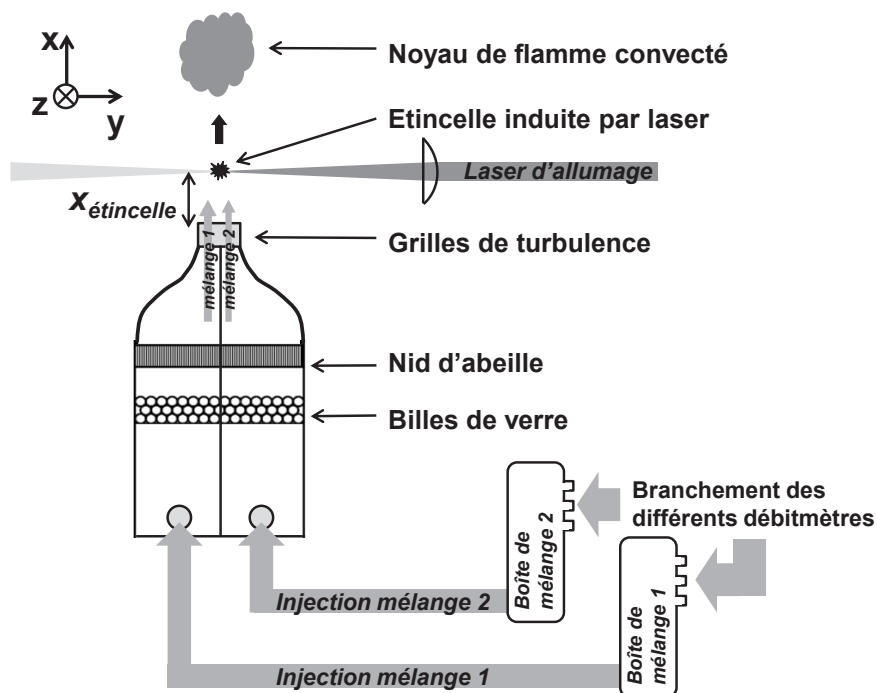


Figure 2.2 – Principe du montage de la soufflerie et de la débitmétrie

## 2.1.2 Débitmétrie

### 2.1.2.1 Etude en écoulement prémélangé

L'étude de l'allumage en écoulement prémélangé a été réalisée pour des mélanges CH<sub>4</sub>/air de différentes richesses. Les volumes de gaz injectés sont contrôlés par des régulateurs de débit massique *Bronkhorst* dont les références sont respectivement pour la régulation du CH<sub>4</sub> et de l'air : *F-202AV-M20* (débit maximal : 2 g/s) et *F-206AI* (débit maximal : 100 Nm<sup>3</sup>/h). Ces débitmètres sont étalonnés par *Bronkhorst* et une incertitude sur les débits est fournie.

Afin de vérifier cet étalonnage et de déterminer expérimentalement les incertitudes sur les débits fournis par *Bronkhorst* (et éventuellement de les réduire), ces deux débitmètres ont été ré-étalonnés par des capteurs de débit massique dont le fonctionnement est basé sur l'effet Coriolis et dont les références sont les suivantes : *Serv' Instrumentation CMF010* et *CMF025* pour l'étalonnage respectif des débitmètres de CH<sub>4</sub> et d'air. L'incertitude relative du débit massique  $Q_m$  est notée  $\Delta Q_m/Q_m$  et est égale à la somme de l'incertitude relative mesurée par le capteur de débit massique *Serv' Instrumentation* ( $(\Delta Q_m/Q_m)_{mesure}$ ) et de l'incertitude relative intrinsèque du capteur (fournie par le fabricant :  $(\Delta Q_m/Q_m)_{appareil} = 0.35\%$ ). Les valeurs de ces incertitudes sont regroupées dans le Tableau 2.1 pour les débitmètres de CH<sub>4</sub> et d'air.

Gaz	$(\frac{\Delta Q_m}{Q_m})_{mesure}$ (%)	$(\frac{\Delta Q_m}{Q_m})_{appareil}$ (%)	$(\frac{\Delta Q_m}{Q_m})_{total}$ (%)
CH <sub>4</sub>	0.08	0.35	0.43
air	0.00	0.35	0.35

Tableau 2.1 – Incertitudes relatives des débits massiques délivrés par les débitmètres CH<sub>4</sub> et air

A partir des valeurs reportées dans le Tableau 2.1, l'incertitude relative de la richesse de l'écoulement a été calculée. D'après l'équation de la réaction simplifiée à une étape :



on peut exprimer la richesse  $\phi$  :

$$\phi = \frac{n_{CH_4}/n_{O_2}}{(n_{CH_4}/n_{O_2})_{st}} = \frac{Q_{V_{CH_4}}/(0.209 \cdot Q_{V_{air}})}{1/2} = \frac{2}{0.209} \frac{Q_{m_{CH_4}} \cdot \rho_{air}^{273K,1atm}}{Q_{m_{air}} \cdot \rho_{CH_4}^{273K,1atm}} \quad (2.2)$$

où  $n_X$  représente le nombre de moles de gaz  $X$ , l'indice *st* signifie stœchiométrie et 0.209 correspond à la fraction volumique de dioxygène dans l'air. Les débits massiques  $Q_m$  et volumiques  $Q_V$  sont respectivement exprimés en kg/s et en Nm<sup>3</sup>/h. D'après le GUM (Guide to the expression of Uncertainty in Measurement) [93], le calcul de l'incertitude sur la richesse (Equation 2.2) conduit à l'expression suivante :

$$\frac{\Delta \phi}{\phi} = \sqrt{\left(\frac{\Delta Q_{m_{CH_4}}}{Q_{m_{CH_4}}}\right)_{total}^2 + \left(\frac{\Delta Q_{m_{air}}}{Q_{m_{air}}}\right)_{total}^2} \quad (2.3)$$

D'après cette équation et les données du tableau 2.1, l'incertitude relative sur la richesse  $\Delta \phi/\phi$  est de 0.55%.

Enfin, notons que les calculs des débits de CH<sub>4</sub> et d'air en fonction de la richesse ne sont pas détaillés ici. Ils ont été calculés à partir de l'expression de la richesse (Equation 2.2) et pour

un débit volumique total de  $80 \text{ Nm}^3/\text{h}$  (débit total dans la veine, c'est-à-dire pour les deux compartiments). Notons également que les écoulements de  $\text{CH}_4$  et d'air sont connectés sur une boîte de mélange constituée de nombreuses chicane assurant un mélange homogène. Pour cette étude en écoulement prémélangé, le schéma du montage de la Figure 2.2 est modifié : une seule boîte de mélange est utilisée et branchée sur les deux entrées de la veine. L'égalité de répartition du mélange  $\text{CH}_4/\text{air}$  entre les deux compartiments a été confirmée par mesure de PIV (vérification qu'un profil de vitesse plat est conservé en sortie du convergent).

### 2.1.2.2 Etude en écoulement non prémélangé

Dans le cadre de l'étude en écoulement non prémélangé, le combustible est injecté dans l'un des compartiments de la soufflerie et le comburant dans l'autre compartiment (Figure 2.2). Dans le cas où du  $\text{CH}_4$  est utilisé comme combustible et de l'air comme comburant, l'équation de la réaction est celle donnée par l'équation 2.1, ce qui conduit à une fraction de mélange  $Z$  à la stœchiométrie  $Z_{st} = 0.055$ . La Figure 2.3 montre l'évolution de la vitesse de flamme laminaire non étirée  $S_L^0$  en fonction de la richesse (à gauche) et de la fraction de mélange (à droite) pour une combustion  $\text{CH}_4/\text{air}$ . D'après les résultats reportés dans la littérature [94, 95, 96], la limite de flammabilité est atteinte lorsque  $S_L^0$  devient inférieure à  $5 \text{ cm/s}$ , ce qui conduit à une limite pauvre de richesse égale à  $0.50$  pour un mélange  $\text{CH}_4/\text{air}$ . Or, dans le cadre de notre étude, il est impossible d'allumer un mélange  $\text{CH}_4/\text{air}$  de richesse inférieure à  $\phi = 0.55$ , ce qui correspond à une limite de flammabilité atteinte pour  $S_L^0 = 8 \text{ cm/s}$ . Pour des raisons de sécurité (rentrée de la flamme dans le brûleur), la limite de flammabilité riche pour un mélange  $\text{CH}_4/\text{air}$  n'a pas pu être étudiée dans notre configuration expérimentale. Les limites de flammabilité dans notre étude seront donc définies pour une vitesse  $S_L^0$  égale à  $8 \text{ cm/s}$ . La Figure 2.3 montre que l'intervalle de fraction de mélange compris entre les limites de flammabilité (atteintes lorsque  $S_L^0$  devient inférieure à  $8 \text{ cm/s}$ ) est très réduit (limite pauvre  $Z_l = 0.031$ , limite riche  $Z_r = 0.085$ ).

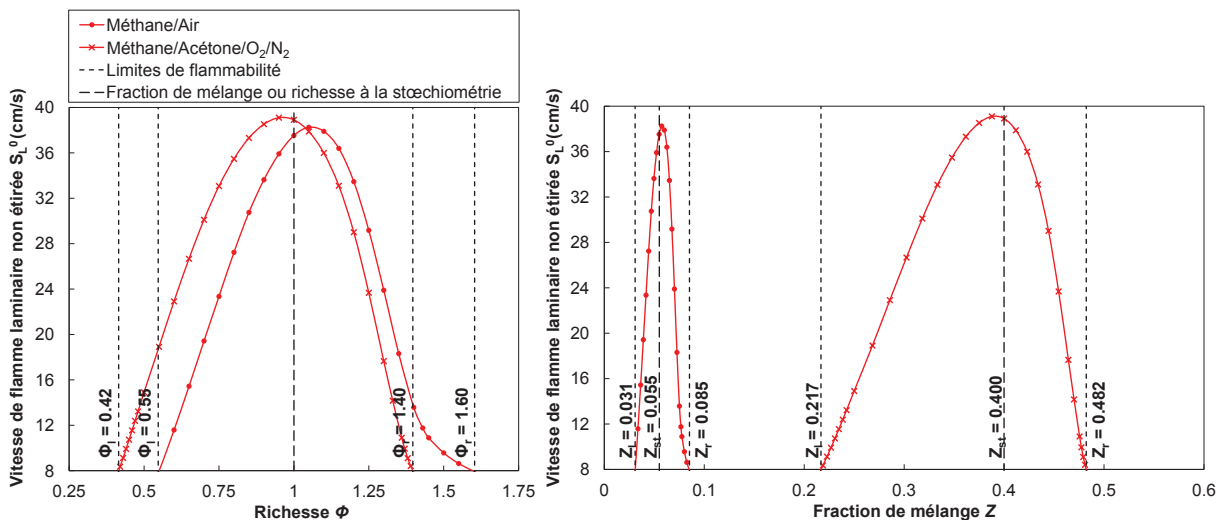
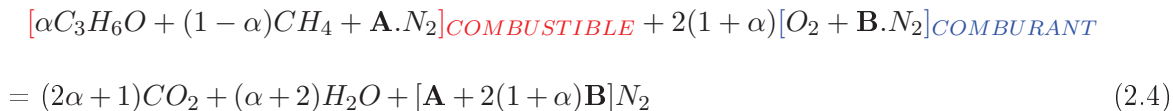


Figure 2.3 – Vitesse de flamme laminaire non étirée  $S_L^0$  en fonction de la richesse  $\phi$  (à gauche) et de la fraction de mélange  $Z$  (à droite), calculée pour une flamme 1D stationnaire prémélangée, par le mécanisme GRI 3.0. Calculs réalisés pour un prémélange  $\text{CH}_4/\text{air}$  et pour un prémélange constitué du combustible et du comburant définis par l'Equation 2.4.

Pour l'étude de l'allumage en écoulement non prémélangé, nous souhaitons effectuer des mesures de champ de fraction de mélange par fluorescence sur acétone (voir partie 2.5). Le signal de fluorescence étant maximal lorsque  $Z = 1$  et minimal lorsque  $Z = 0$  (égal au signal de bruit),

le signal enregistré dans les zones inflammables de l'écoulement ( $Z_l = 0.031 < Z < Z_r = 0.085$ ) sera très faible et très proche du signal de bruit ( $Z = 0$ ), et la dynamique de signal sera également mauvaise. Afin de répondre à ces difficultés, le fluide injecté de chaque côté de la soufflerie a été modifié, ce qui conduit à l'équation de la réaction suivante :



- D'une part, une fraction volumique  $\alpha$  a été substituée au  $CH_4$  et a été remplacée par de l'acétone, qui constitue le traceur pour l'enregistrement du champ de fraction de mélange par fluorescence. Cette quantité est prise en compte dans la composition du combustible.

- D'autre part, les compositions du combustible et du comburant ont été modifiées, afin d'avoir une fraction de mélange à la stœchiométrie :  $Z_{st} = 0.40$ . Cette valeur a été obtenue en répartissant différemment les fractions volumiques de  $N_2$  dans les deux écoulements (initialement, 0% dans le combustible et 79.1% dans le comburant). Dans l'Eq. 2.4, les coefficients  $A$  et  $B$  donnant les quantités de  $N_2$  ont été calculés en résolvant les deux équations suivantes :  $Z_{st} = 0.40$  et  $2(1 + \alpha)3.78 = \mathbf{A} + 2(1 + \alpha)\mathbf{B}$ . La deuxième équation impose que la quantité de  $N_2$  à la stœchiométrie soit équivalente entre un écoulement constitué des nouveaux combustible et comburant et un écoulement ayant un mélange  $CH_4$ /acétone comme combustible et de l'air comme comburant. La résolution de ce système d'équation pour une quantité d'acétone  $\alpha = 0.12$  donne  $\mathbf{A} = 3.960$  et  $\mathbf{B} = 2.012$ . Notons que la valeur de  $\alpha$  a été choisie afin d'assurer un important niveau de fluorescence.

La vitesse de flamme laminaire non étirée  $S_L^0$  a été calculée pour ce nouvel écoulement dans le cas d'une flamme 1D stationnaire prémélangée, grâce au logiciel Cosilab, utilisant le mécanisme GRI 3.0. Les réactions et les propriétés thermodynamiques et de transport relatives à l'acétone et à ses espèces chimiques associées ont été ajoutées au mécanisme GRI 3.0, grâce à l'étude réalisée par Chong et Hochgreb [97] et par Dégardin et al. [98]. L'évolution de  $S_L^0$  en fonction de la richesse et de la fraction de mélange est reportée sur la Figure 2.3. Les résultats montrent que l'intervalle de fraction de mélange pour lequel ce nouvel écoulement est inflammable :

- a été élargi ( $Z_l = 0.217 < Z < Z_r = 0.482$ ), ce qui permettra une meilleure dynamique de signal lors des mesures de PLIF sur acétone,

- est observé pour des valeurs plus élevées de la fraction de mélange  $Z$ , ce qui conduira à un signal de fluorescence plus élevé.

Notons également que l'intervalle de valeurs de  $S_L^0$  obtenues entre les limites de flammabilité est presque identique pour l'écoulement initial ( $CH_4$ /air) et l'écoulement modifié. Par conséquent, en conservant le même intervalle de  $S_L^0$ , ces modifications de composition permettent de répondre aux difficultés exposées ci-dessus concernant les enregistrements de fraction de mélange par fluorescence.

Le tableau 2.2 présente les références des régulateurs de débit massique *Bronkhorst* utilisés pour l'étude en écoulement non prémélangé. L'incertitude des débitmètres a été mesurée de la même manière que pour le montage en écoulement prémélangé décrit ci-dessus : utilisation de capteurs de débit massique *Serv' Instrumentation CMF010* pour l'étalonnage des débitmètres de  $CH_4$ ,  $N_2$ ,  $O_2$  et *Serv' Instrumentation CMF025* pour l'étalonnage du débitmètre d'air.

Les branchements des gaz sont schématisés sur la Figure 2.2 : les écoulements issus de ces débitmètres sont dirigés vers deux boîtes de mélange, constituées de nombreuses chicanes permettant

Gaz	Réf. débitmètre et débit max	$(\frac{\Delta Q_m}{Q_m})_{mesure}$ (%)	$(\frac{\Delta Q_m}{Q_m})_{appareil}$ (%)	$(\frac{\Delta Q_m}{Q_m})_{total}$ (%)
CH <sub>4</sub>	F-202AV-M20 - 2 g/s	0.08	0.35	0.43
N <sub>2</sub>	F-203AV-M20 - 20 g/s	0.36	0.35	0.71
O <sub>2</sub>	F-202AV-M20 - 5 g/s	0.60	0.35	0.95
air	F-206AI-RAA - 100 Nm <sup>3</sup> /h	0.00	0.35	0.35

Tableau 2.2 – Régulateurs de débit massique utilisés pour l'étude en écoulement non prémélangé : références et incertitudes relatives des débits massiques délivrés

d'assurer un mélange homogène. Le comburant est obtenu à la sortie de la boîte de mélange sur laquelle sont branchés les débitmètres de O<sub>2</sub> et d'air. Sur la boîte délivrant le combustible, sont branchés les débitmètres de CH<sub>4</sub> et de N<sub>2</sub>, ainsi qu'un débitmètre régulant l'acétone (Figure 2.4).

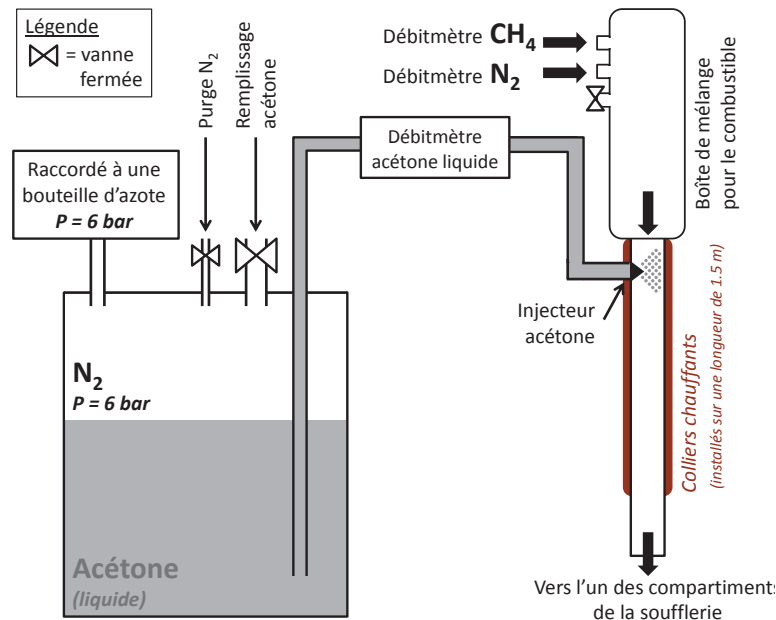


Figure 2.4 – Installation pour l'injection et la vaporisation de l'acétone dans l'écoulement de combustible

Pour l'injection d'acétone, le montage utilisé est schématisé sur la Figure 2.4. L'acétone, stocké dans une boîte pressurisée par du diazote, est régulé par un régulateur de débit massique pour liquides (*Bronkhorst* - Liqui-Flow L30C2I - débit maximal : 4.04 kg/h), puis est introduit dans l'écoulement de combustible par un injecteur (*Danfoss* - 3.8 kg/h). La vaporisation de l'acétone a lieu si sa pression partielle ( $P_{C_3H_6O} = P_{atm} \cdot \alpha / (1 + A) = 0.0245$  bar) dans le mélange est inférieure à sa pression de vapeur saturante (0.2475 bar à 293K). La consommation d'énergie liée à la vaporisation de l'acétone entraîne une chute de température dans l'écoulement conduisant à une diminution de la pression de vapeur saturante de l'acétone (ce qui empêcherait sa vaporisation en-dessous d'une certaine température). Pour éviter ce problème, la température des gaz à l'intérieur du tuyau est maintenue à 20°C, grâce à des colliers chauffants régulés en température et installés sur une longueur de 1.5 m le long du tube à partir de la sortie de la boîte de mélange.

## 2.2 Caractéristiques de la turbulence

Rappelons que, sans grilles, la convergent délivre un écoulement stationnaire et laminaire, présentant un profil de vitesse plat égal à 4 m/s. Différentes grilles, positionnées sur la sortie du convergent (Figure 2.2), permettent de générer une turbulence homogène et isotrope sur une large gamme d'intensité. L'injecteur multi-échelles, constitué de trois grilles successives, induit les fortes intensités de la gamme de turbulence étudiée, tandis que l'utilisation de grilles de turbulence classiques (appelées grilles B et F) permet de générer les faibles intensités.

Nom	Type de grille	$M$ (mm)	$\sigma$ (%)	$D$ (mm)	
<b>MuSIG</b>	1 <sup>e</sup> plaque	à trous	4	49	3
	2 <sup>e</sup> plaque	à trous	9	60	6
	3 <sup>e</sup> plaque	à trous	24.7	67	15
<b>Grille B</b>	à barreaux		5	64	2
<b>Grille F</b>	à trous		13	56	10

Tableau 2.3 – Caractéristiques des grilles de turbulence ( $M$  : taille de maille,  $\sigma$  : rapport de blockage,  $D$  : diamètre de trou ou de barreau)

### Fortes intensités de turbulence : utilisation de l'injecteur multi-échelles

Il est difficile d'obtenir des écoulements de forte intensité turbulente, qui conservent les propriétés d'homogénéité et d'isotropie. Afin de répondre à ce problème, Mazellier et al. [99] ont mis au point un générateur de turbulence, appelé injecteur multi-échelles (Multi-Scale Injection Grid, noté MuSIG), qui permet d'obtenir un écoulement fortement turbulent, et qui conserve malgré tout, les propriétés de la turbulence de grille : homogénéité et isotropie. Cet injecteur multi-échelles est constitué de trois plaques perforées placées successivement et dont la taille de maille  $M$ , le diamètre des trous  $D$  et le rapport de blocage  $\sigma$  augmentent le long de l'écoulement. Les caractéristiques de ces trois plaques sont reportées dans le Tableau 2.3. La distance entre les plaques  $j$  et  $j + 1$  est  $L_j = 3.5 M_j$  et correspond à la distance à laquelle l'énergie cinétique turbulente de la plaque  $j$  atteint un maximum.

L'étude de cet injecteur a permis de constater que la taille de maille contrôle l'échelle intégrale de l'écoulement et le rapport de blocage contrôle l'énergie cinétique turbulente. Ainsi, cet injecteur va entraîner un forçage dans l'espace des nombres d'onde de l'écoulement qui le traverse, c'est-à-dire que l'on aura d'abord l'apparition des petites échelles de la turbulence, puis des moyennes, puis des grandes, au fur et à mesure du passage de l'écoulement à travers ces trois plaques. Afin d'étudier cet injecteur multi-échelles, Mazellier et al. [99] l'ont comparé à un injecteur mono-échelle (constitué uniquement de la dernière plaque perforée de l'injecteur multi-échelles). Ils ont constaté que les échelles turbulentes générées par l'injecteur multi-échelles sont plus petites que celles générées par l'injecteur mono-échelle, mais elles restent très énergétiques. Ces petites échelles très énergétiques vont entraîner une augmentation des flux transversaux d'énergie et de quantité de mouvement dans les zones très proches de la sortie des plaques. Ainsi, cette augmentation des flux transversaux conduit à une redistribution plus rapide de l'énergie dans toutes les directions, ce qui permet d'atteindre les propriétés d'homogénéité et d'isotropie dans une zone plus proche de la sortie des plaques, que dans le cas de l'injecteur mono-échelle. Comme l'énergie cinétique turbulente est encore très élevée dans les zones très proches de la

sortie des plaques, cet injecteur multi-échelles permet ainsi de concilier un écoulement à la fois homogène et isotrope, et de forte énergie cinétique turbulente.

### Faibles intensités de turbulence : utilisation des grilles B et F

Les faibles intensités de turbulence sont générées par deux grilles de turbulence classiques (appelées B et F), dont les caractéristiques sont reportées dans le tableau 2.3.

### Propriétés de la turbulence générée par l'injecteur multi-échelles et les grilles B et F

Les propriétés de la turbulence ont été mesurées par PIV (Vélocimétrie par Image de Particules) et par ADL (Anémométrie Doppler Laser) :

- par N. Mazellier et al. [99] pour l'injecteur multi-échelles (propriétés exprimées en fonction de la hauteur  $x_{\text{étincelle}}$  par rapport à la dernière plaque de l'injecteur).

- par E. Samson [100], pour les grilles B et F (propriétés exprimées en fonction de la hauteur  $x_{\text{étincelle}}$  par rapport à la grille).

Ces mesures ont été prises dans les conditions d'écoulement de la soufflerie utilisée dans notre étude. Le Tableau 2.4 reporte les propriétés turbulentes des conditions dans lesquelles nous nous sommes placés pour mener notre étude. Notons que  $\bar{U}$  est la vitesse axiale (selon  $x$ ) moyenne et  $\bar{r}$  est le rapport global d'isotropie défini par  $\bar{r} = \bar{u}'/\bar{v}'$ , où  $u'$  et  $v'$  sont respectivement l'écart-type de la vitesse axiale (selon  $x$ ) et transversale (selon  $y$ ). L'échelle intégrale est notée  $\bar{L}_i$ . Les échelles spatiale  $\eta_k$  et temporelle  $\tau_k$  de Kolmogorov sont calculées grâce aux équations suivantes :  $\eta_k = (\nu^3/\epsilon)^{1/4}$  et  $\tau_k = (\nu/\epsilon)^{1/2}$ , où  $\nu$  est la viscosité cinématique du mélange (dans les conditions standards de pression et de température) et  $\epsilon$  est la dissipation de l'énergie cinétique turbulente, mesurée par ADL. Ces différentes propriétés sont celle obtenues sur le centre de l'écoulement (en  $y = 0$  et  $z = 0$ ).

	$x_{\text{étincelle}}$ (mm)	$\bar{U}$ (m/s)	$\bar{u}'$ (m/s)	$\bar{r}$	$\bar{L}_i$ (mm)	$\bar{\eta}_k$ ( $\mu\text{m}$ )	$\bar{\tau}_k$ ( $\mu\text{s}$ )
<b>MuSIG</b>	60	6.36	1.88	1.20	4.91	50	128
	65	6.05	1.72	1.19	4.96	51	136
	70	5.78	1.58	1.18	5.06	54	148
	80	5.36	1.34	1.17	5.35	59	181
	90	4.08	1.14	1.16	6.75	65	222
	100	4.89	1.00	1.15	6.21	71	268
	124	4.66	0.77	1.13	7.38	85	379
	144	4.55	0.66	1.13	8.25	94	460
<b>Grille F</b>	80	3.96	0.54	1.04	4.46	102	664
	84	3.98	0.51	1.03	4.61	107	737
	144	4.07	0.31	0.92	6.32	175	1970
<b>Grille B</b>	141	3.99	0.14	1.00	5.86	308	6039

Tableau 2.4 – Propriétés de la turbulence des différentes grilles

Notons que, comme le montre la Figure 2.5, la turbulence de grille étant une turbulence spatialement décroissante, l'étincelle puis le noyau rencontrent au cours du temps des conditions

de turbulence qui varient légèrement, en raison de leur convection par l'écoulement et de leur croissance.

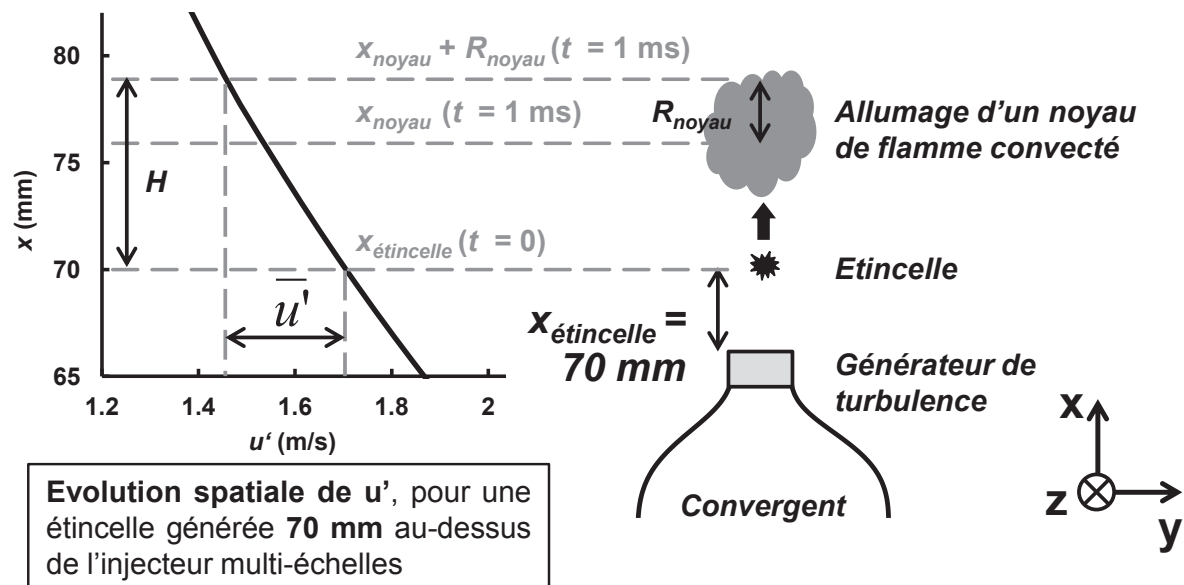


Figure 2.5 – Schéma illustrant le principe du moyennage spatial des propriétés de la turbulence (voir Tableau 2.4)

Pour prendre en compte ce phénomène, les propriétés de la turbulence reportées dans le Tableau 2.4 sont spatialement moyennées entre la position de l'étincelle ( $x_{étincelle}$ ) et la position du haut du noyau au bout d'un certain temps  $t$  de son développement ( $x_{étincelle} + H(t) = x_{noyau}(t) + R_{noyau}(t)$ ). Par exemple, pour le calcul de la moyenne spatiale  $\bar{u}'$  de  $u'$  entre les instants  $t = 0$  (création de l'étincelle) et  $t$ , nous avons l'équation suivante :

$$\bar{u}' = \frac{1}{H(t)} \int_{x_{étincelle}}^{x_{étincelle}+H(t)} u'(x).dx \quad (2.5)$$

avec

$$H(t) = x_{noyau}(t) + R_{noyau}(t) - x_{étincelle} \quad (2.6)$$

Le but de cette étude étant de se concentrer sur les premiers instants de développement du noyau, le moyennage est fait pour une valeur de  $t = 1$  ms. Dans l'expression de  $H(t)$ , les différents termes sont calculés de la manière suivante :

- $x_{étincelle}$  : position de l'étincelle
- $x_{noyau}(t)$  : estimé à partir de la position initiale de l'allumage ( $x_{étincelle}$ ) et de la vitesse de l'écoulement
- $R_{noyau}(t)$  : l'évolution temporelle du rayon du noyau  $R_{noyau}$  a été mesurée par chimiluminescence (dont la méthode est développée dans la suite) pour une énergie d'allumage conduisant à 50% de réussite, pour différentes richesses et conditions de turbulence. En moyennant les valeurs du rayon obtenues pour ces différentes conditions, nous obtenons  $R_{noyau} = 3$  mm à  $t = 1$  ms.

Pour conclure, notons que, en positionnant l'étincelle dans les différentes conditions du Tableau 2.4, l'allumage peut être étudié sur une large gamme de conditions de turbulence.



## 2.3 Dispositifs dédiés à l'allumage

Le montage dédié à l'allumage est schématisé sur la Figure 2.6 et est divisé en trois parties consacrées à :

- la génération des étincelles (en bleu sur la Figure 2.6),
- l'enregistrement du résultat de l'essai d'allumage (en vert),
- la mesure de l'énergie déposée dans l'écoulement (en rouge).

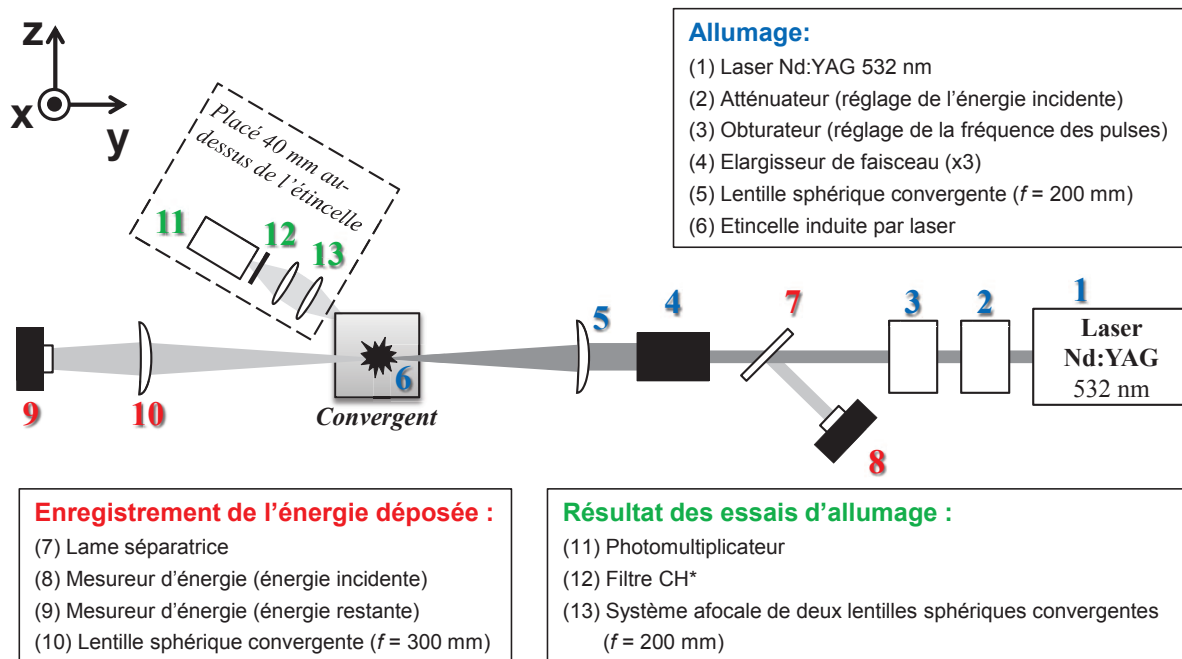


Figure 2.6 – Schéma du dispositif d'allumage (vue de dessus)

### 2.3.1 Allumage par étincelle induite par laser (Figure 2.6, n°1-6)

Les essais d'allumage sont effectués par étincelles induites par laser, générées par un laser Nd :YAG (*Spectra-Physics - Quanta-Ray Pro*) pulsé à 10 Hz. La longueur d'onde du faisceau laser est de 532 nm avec une énergie nominale de 500 mJ/pulse, sa divergence et son diamètre sont respectivement de 0.5 mrad et de 10 mm. Le profil temporel des pulses laser a été enregistré à l'aide d'un photodiode rapide (*Thorlabs - DET10A/M, Si Detector, 200-1100 nm*) reliée à un oscilloscope. Ce profil est reproductible d'un tir laser à l'autre. La Figure 2.7, qui présente la moyenne du profil temporel de 10 pulses laser, montre que la durée du pulse (largeur à mi-hauteur) est de 8.2 ns.

Différents éléments placés sur le trajet du faisceau (Figure 2.6, n°2-5) permettent de modifier les caractéristiques de l'étincelle. Ces éléments sont décrits ci-dessous.

#### Atténuateur (Figure 2.6, n°2)

Afin de faire varier l'énergie incidente au point d'allumage sans modifier les réglages du laser

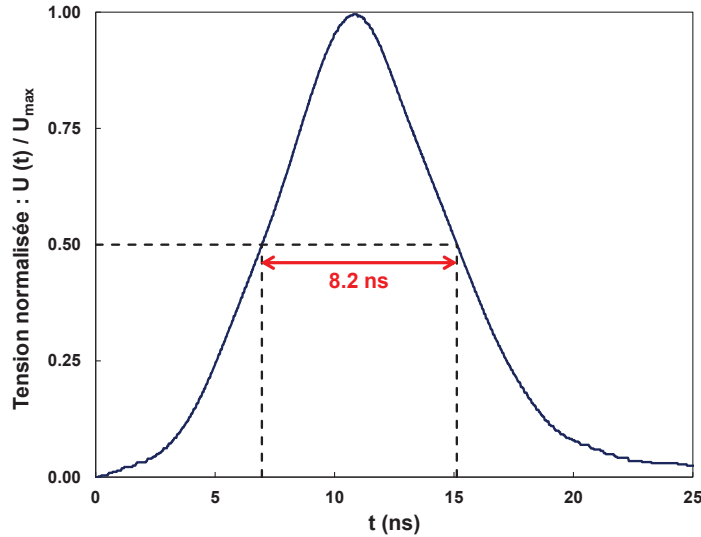


Figure 2.7 – Profil temporel moyen du pulse laser

(pour réduire au maximum les fluctuations d'énergie tir à tir), un atténuateur est placé sur le trajet du faisceau. Il est constitué d'une lame atténuatrice (*Laseroptik - 532 nm - 1Q2*) fixée sur un support permettant de faire varier l'angle d'incidence entre le faisceau et la lame. Une portion du faisceau est ainsi transmise à travers la lame, l'autre est réfléchi vers un piège à lumière. Plus l'angle entre la lame et le faisceau est grand, plus l'énergie déviée est élevée et plus l'énergie incidente est réduite.

### Obturateur (Figure 2.6, n°3)

Afin de réduire la fréquence des essais d'allumage (pulse du laser à 10 Hz), un obturateur (*Lasoptic*) est placé sur le trajet du faisceau (Figure 2.6, n°3). Il permet de réduire à 1, 2 ou 5 Hz la fréquence de tir laser, grâce à un miroir mobile (commandé par un moteur) permettant suivant sa position de dévier le faisceau vers un piège à lumière ou bien de le laisser passer. La flamme n'étant pas stabilisée à la suite de l'allumage, le noyau puis la flamme issus de l'étincelle laser sont convectés par l'écoulement (Figure 2.2). La vitesse d'écoulement étant de 4 m/s, une durée de 500 ms entre deux essais d'allumage est suffisante pour qu'il n'existe aucune interaction entre les essais d'allumage successifs. L'ensemble des mesures sera donc effectué à une fréquence d'essais d'allumage de 2 Hz.

### Elargisseur de faisceau et lentille de focalisation (Figure 2.6, n°4-5)

Le volume de dépôt d'énergie au point d'allumage dépend des caractéristiques du faisceau laser (diamètre  $d$ , divergence  $\theta$ , longueur d'onde  $\lambda$ ) et de la distance focale  $f$  de la lentille sphérique convergente utilisée pour la focalisation du faisceau. Si l'on suppose que le faisceau laser est cylindrique au point focal et présente un profil gaussien, le rayon  $r$  et la longueur  $l$  du volume de dépôt d'énergie sont définis de la manière suivante [17] :

$$r = \frac{2f\lambda}{\pi d} \quad (2.7)$$

$$l = (\sqrt{2} - 1) \frac{\theta}{d} f^2 \quad (2.8)$$

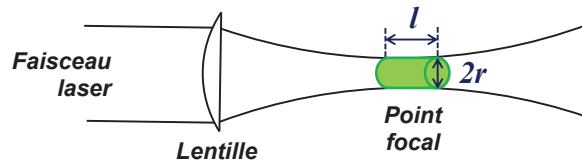


Figure 2.8 – Schéma du volume de dépôt d'énergie au point focal

Plus le volume de dépôt d'énergie est petit, plus la densité d'énergie déposée dans l'étincelle est élevée (pour une énergie incidente donnée), ce qui conduit à une diminution de l'énergie de claquage et de l'énergie minimum d'allumage [17]. Dans notre étude, afin d'assurer un claquage pour de faibles énergies laser incidentes, un faible volume de dépôt d'énergie est donc nécessaire.

- Une première manière de modifier ce volume est d'utiliser différentes distances focales  $f$  de lentilles. Beduneau et al. [17] ont mesuré l'énergie de claquage pour trois lentilles sphériques convergentes de distance  $f = 50, 100$  et  $300$  mm, dans le cas d'un faisceau laser ayant les caractéristiques suivantes :  $d = 8$  mm,  $\theta = 0.5$  mrad,  $\lambda = 532$  nm. Les énergies de claquages mesurées pour les lentilles  $f = 50, 100$  et  $300$  mm sont respectivement 5, 10 et 30 mJ. Ces mesures montrent donc que pour avoir une énergie de claquage raisonnable (de l'ordre de quelques mJ), des lentilles de faible distance focale doivent être utilisées. De plus, des images de l'étincelle par caméra intensifiée ont été réalisées dans les conditions de notre étude pour des lentilles de distance  $f = 75, 100, 150$  et  $200$  mm (*Melles Griot*). Ces mesures ont révélées que pour la lentille  $f = 200$  mm, l'étincelle est fragmentée en deux, pour une partie des tirs laser, en raison du trop grand volume de dépôt d'énergie. Ainsi, afin de conserver une étincelle constituée d'un seul plasma et d'avoir une énergie de claquage raisonnable, nous ne devons pas réaliser d'essais d'allumage avec une lentille de distance focale supérieure à 150 mm. Cependant, dans la suite, nous verrons que la distance lentille-étincelle (égale à la distance focale) ne doit pas non plus être trop petite pour ne pas obstruer les champs enregistrés par les caméras utilisées pour les différents diagnostics réalisés.

- Une seconde manière de modifier le volume de dépôt d'énergie est de changer les paramètres du faisceau laser (Equations 2.7 et 2.8 :  $d, \theta, \lambda$ ). Afin de pouvoir utiliser une lentille de distance focale  $f = 200$  mm (assurant une distance lentille-étincelle suffisamment grande pour ne pas obstruer les champs des caméras), un élargisseur de faisceau (Beam expander *Melles Griot, HEBX-10.0-3x-532*) est placé sur le trajet du faisceau et permet de multiplier par trois son diamètre qui devient ainsi égal à 30 mm. Le volume de dépôt d'énergie étant inversement proportionnel à  $d^3$  (Equations 2.7 et 2.8), cette augmentation de diamètre permet ainsi de pouvoir utiliser une plus grande distance focale de lentille tout en conservant un faible volume de dépôt d'énergie (assurant des étincelles constituées d'un seul plasma et une faible énergie de claquage).

Le tableau 2.5 montre que le volume de dépôt d'énergie  $V_d$ , résultant de l'association de l'élargisseur de faisceau et d'une lentille de 200 mm de distance focale (Figure 2.6, n°4-5), est comparable à celui obtenu pour un diamètre de faisceau de 10 mm et pour les lentilles  $f = 75$  et 100 mm.

$f$ (mm)	$d$ (mm)	$r$ ( $\mu\text{m}$ )	$l$ ( $\mu\text{m}$ )	$V_d$ ( $\mu\text{m}^3$ )
75	10	2.54	116.5	2361
200	30	2.26	276.1	4423
100	10	3.39	207.1	7463
$\lambda = 532 \text{ nm}$ et $\theta = 0.5 \text{ mrad}$				

Tableau 2.5 – Calcul du volume de dépôt d'énergie au point focal pour différentes distances focales de lentille et diamètres de faisceau laser

### 2.3.2 Détection des réussites et échecs d'allumage (Figure 2.6, n°11-13)

Un photomultiplicateur (*Hamamatsu - modèle 6780-20*) est utilisé pour déterminer la réussite ou l'échec de chaque essai d'allumage réalisé. Il est constitué d'une photocathode (dark current  $< 0,15 \text{ nA}$ ) et d'un pinhole de 2 mm d'ouverture. Le signal sortant du photomultiplicateur (PM) est amplifié par un amplificateur (*Hamamatsu - modèle C7319*) ayant un gain de  $10^6$ . L'enregistrement des données est réalisée grâce à une carte d'acquisition (*National Instruments - NI USB-6212*) pilotée par une interface Labview. Afin d'enregistrer la lumière diffusée par les noyaux de flamme (émission des radicaux  $\text{CH}^*$ ), un filtre (*Melles Griot - 03FGC013/BG12*) est placé devant l'ouverture du PM et un système optique afocal constitué de deux lentilles (*Melles Griot -  $f = 200 \text{ mm}$* ) est utilisé pour la collection du signal. L'ensemble formé par le PM, le filtre et les deux lentilles (Figure 2.6, n°11-13) constituent le système de détection des allumages.

Pour le régler, ce système est d'abord positionné à la même hauteur que l'étincelle. L'extrémité d'une pointe métallique très fine est positionnée à l'emplacement des étincelles produites par le laser d'allumage. Un laser d'alignement He-Ne continu est utilisé pour éclairer l'extrémité de la pointe. Le point lumineux rouge ainsi obtenu permet de repérer la position de l'étincelle et constitue l'objet que le système de détection des allumages doit viser. Pour que le système soit aligné sur ce point, la position du PM est ajustée dans les trois directions à l'aide de déplacements micrométriques, jusqu'à obtenir le maximum de signal enregistré.

Une fois ces réglages effectués, le système de détection est déplacé 4 cm au-dessus de l'étincelle et enregistre l'évolution temporelle du signal lumineux pendant 30 ms après le déclenchement du pulse du laser d'allumage, avec une fréquence d'échantillonnage de 10 kHz. Dans le cas d'un allumage réussi, l'étincelle donne naissance à un noyau de flamme convecté par l'écoulement. La vitesse de l'écoulement étant de 4 m/s, un signal lumineux résultant du passage du noyau devant le PM sera observé environ 10 ms après l'étincelle. Dans le cas d'un allumage raté, le signal sera nul pendant toute la durée de l'acquisition.

Il est important de définir précisément à quoi correspondent un allumage raté et un allumage réussi, dans notre configuration expérimentale. Quelle que soit la réussite de l'allumage, l'étincelle induite par laser conduit toujours à un noyau, observé lors des premières centaines de microsecondes suivant le claquage. Puis deux scénarii sont possibles :

- cas des allumages réussis : le noyau croît et devient progressivement une flamme pleinement développée. Dans ce cas, un signal est détecté par le PM à  $t \sim 10 \text{ ms}$ .

- cas des allumages ratés : le noyau se refroidit et une extinction est observée au bout de quelques centaines de microsecondes (cette durée dépend des conditions de richesse et de turbulence). Dans ce cas, un signal nul est enregistré par le PM pendant toute l'acquisition de cet essai.

Des exemples d'enregistrement sont reportés sur la Figure 2.9.

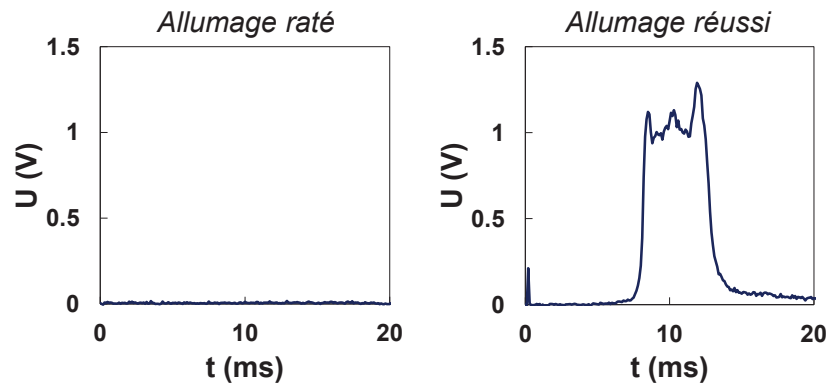


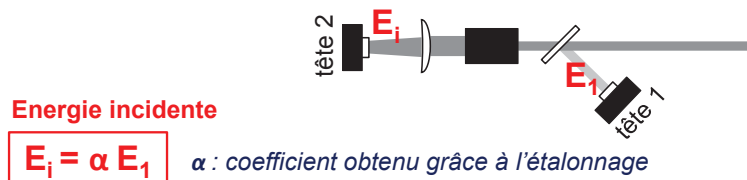
Figure 2.9 – Exemples de signaux enregistrés par le photomultiplicateur dans le cas d'un allumage raté et d'un allumage réussi

### 2.3.3 Mesure de l'énergie déposée dans l'écoulement et détermination de l'énergie minimum d'allumage (MIE : Minimum Ignition Energy)

#### Mesure de l'énergie déposée (Figure 2.6, n°7-10)

Pour la mesure de l'énergie déposée lors du processus de claquage, deux mesureurs d'énergie (têtes pyroélectriques *Ophir - PE25-DIF*) reliés à un afficheur (*Ophir - Laserstar Dual Channel*), et une lame séparatrice (*Melles Griot - 16 BPB153-523-532nm*) sont utilisés (Figure 2.6, n°7-9). La Figure 2.10 présente les différentes énergies mesurées pour la détermination de l'énergie déposée  $E_d$  :  $E_d = E_i - E_r$ , où  $E_i$  est l'énergie incidente (avant l'étincelle) et  $E_r$  est l'énergie restante (après l'étincelle). Ces deux énergies sont mesurées de la manière suivante :

#### (a) Montage pour l'étalonnage de la tête pyroélectrique 1



#### (b) Montage pour la mesure de l'énergie déposée

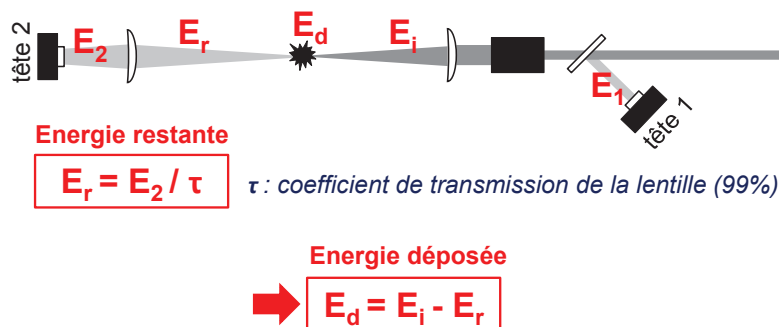


Figure 2.10 – Montages pour l'étalonnage et la mesure de l'énergie déposée

- Mesure de l'énergie incidente  $E_i$  : La lame séparatrice utilisée est semi-réfléchissante et est

placée avec un faible angle d'incidence sur le trajet du faisceau laser, permettant la réflexion d'une portion du faisceau et la transmission du reste du faisceau. La mesure par la tête pyroélectrique 1 de la portion d'énergie réfléchie  $E_1$  permet de calculer l'énergie incidente  $E_i$  au point focal, grâce au coefficient d'étalonnage  $\alpha$  obtenu en réalisant le montage présenté sur la Figure 2.10.a. Pour cet étalonnage, la tête 2, placée derrière la lentille convergente (avant le point focal), enregistre l'énergie incidente  $E_i$ , et simultanément la tête 1 fait l'acquisition de l'énergie  $E_1$ . Pour différentes énergies (différents réglages de l'atténuateur, Figure 2.6, n°2),  $\bar{E}_i$  est mesurée en fonction de  $\bar{E}_1$ , où  $\bar{E}_i$  et  $\bar{E}_1$  sont des valeurs moyennes obtenues à partir de l'enregistrement de 100 tirs laser. La Figure 2.11 présente la courbe obtenue à partir de ces mesures. Le tracé de la droite de tendance donne le coefficient d'étalonnage  $\alpha = 4.64$ , qui permettra ensuite à chaque essai d'allumage (montage de la Figure 2.10.b) de déterminer l'énergie incidente instantanée  $E_i$  à partir de l'énergie  $E_1$  mesurée par la tête 1 :

$$E_i = \alpha E_1 \quad (2.9)$$

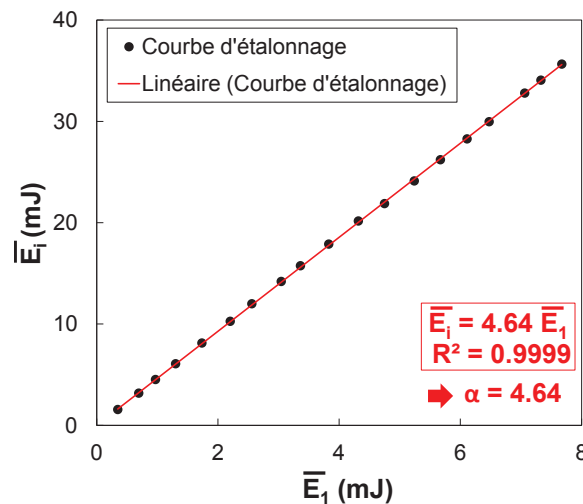


Figure 2.11 – Courbe d'étalonnage de la tête pyroélectrique 1 (montage Figure 2.10.a) : détermination du coefficient  $\alpha$

- Mesure de l'énergie restante  $E_r$  : En raison de l'élargisseur de faisceau utilisé (Figure 2.6, n°4), le diamètre du faisceau augmente très rapidement après le point focal et est supérieur au diamètre de la surface de mesure de la tête pyroélectrique 2, placée après l'étincelle (Figure 2.10.b). Pour répondre à ce problème, une lentille sphérique convergente de distance focale  $f = 300$  mm a été placée entre l'étincelle et la tête 2 (Figure 2.6, n°10). Ainsi, la tête pyroélectrique 2 ne mesure pas directement l'énergie restante  $E_r$  après le point focal car il faut prendre en compte le coefficient de transmission  $\tau$  de la lentille. Ce coefficient est égal à 0.99 d'après le constructeur (*Melles Griot*) et sa valeur a été re-vérifiée expérimentalement à l'aide des deux têtes pyroélectriques. Ainsi, à chaque essai d'allumage, l'énergie restante instantanée  $E_r$  pourra être déterminée à partir de l'énergie mesurée  $E_2$  par la tête 2 :

$$E_r = E_2/\tau \quad (2.10)$$

De cette manière, l'énergie déposée à chaque essai d'allumage pourra être déterminée en soustrayant l'énergie incidente  $E_i$  et l'énergie restante  $E_r$ , obtenues respectivement à partir des

énergies mesurées  $E_1$  et  $E_2$  par les têtes pyroélectriques 1 et 2 :

$$E_d = \alpha E_1 - E_2/\tau \quad (2.11)$$

L'incertitude relative  $\beta$  sur la mesure de  $E_1$  et  $E_2$  (fournie par le constructeur des têtes pyroélectriques *Ophir*) dépend de l'incertitude sur la calibration des têtes réalisée par le constructeur, la linéarité de la mesure et la fréquence d'acquisition :

$$\beta = \pm 2.5\% = \frac{\Delta E_1}{E_1} = \frac{\Delta E_2}{E_2} \quad (2.12)$$

Ainsi, d'après les Equations 2.11 et 2.12 et d'après le GUM (Guide to the expression of uncertainty in measurement) [93], l'incertitude sur l'énergie déposée conduit à l'équation suivante :

$$\Delta E_d = \sqrt{\alpha^2 \Delta E_1^2 + \Delta E_2^2 / \tau^2} = \beta \sqrt{\alpha^2 E_1^2 + E_2^2 / \tau^2} \quad (2.13)$$

Enfin, notons que l'énergie déposée mesurée est différente de l'énergie réelle de l'étincelle. Bradley et al. [19] ont étudié l'efficacité du dépôt d'énergie par étincelle induite par laser. Ils ont montré que 85 % de l'énergie du plasma était dissipée par l'onde de choc résultant du processus de claquage. Ainsi, l'énergie réelle du plasma disponible pour l'allumage est égale à 15 % de l'énergie déposée mesurée.

### Méthode de détermination de l'énergie minimum d'allumage (MIE)

L'énergie minimum d'allumage (Minimum Ignition Energy : MIE) est communément définie comme étant la quantité d'énergie déposée conduisant à une probabilité d'allumage de 50 % [14, 40, 41]. La MIE est généralement obtenue en faisant l'interpolation de mesures d'énergie prises dans des conditions conduisant à une probabilité d'allumage proche de 50 %.

Dans notre étude, pour déterminer la MIE dans une condition de richesse et de turbulence donnée, 800 essais d'allumages sont enregistrés, en modifiant au cours des enregistrements le réglage de l'atténuateur d'énergie, afin d'observer un passage de 0 à 100 % d'allumages réussis. A chaque essai d'allumage, le résultat (réussite/échec) de l'essai est fourni par le photomultiplicateur et l'énergie déposée est calculée à partir des enregistrements des deux mesureurs d'énergie.

Pour la détermination de la MIE, la première étape consiste à redistribuer ces 800 essais en classes d'énergie de faible largeur (entre 0.2 et 1 mJ, suivant l'ordre de grandeur des énergies mesurées). La Figure 2.12.a. présente le nombre d'enregistrements obtenus dans chaque classe d'énergie définie, dans le cas d'essais d'allumages à richesse  $\phi = 0.6$  et pour une turbulence  $\bar{u}' = 0.66$  m/s. Les surfaces claires et foncées représentent respectivement le nombre d'allumages ratés et réussis dans une classe donnée. Pour chaque classe d'énergie, une probabilité d'allumage peut être calculée (rapport entre la surface foncée et la surface totale de la barre), si le nombre d'essais est suffisamment élevé pour fournir des statistiques fiables (plus de 20 enregistrements). La probabilité d'allumage en fonction de l'énergie déposée (moyenne des énergies présentes dans la classe) peut ainsi être tracée (Figure 2.12.b). Les barres d'erreurs sont obtenues à partir de l'incertitude calculée sur l'énergie déposée (Equation 2.13).

La MIE étant l'énergie conduisant à une probabilité d'allumage de 50 %, elle est finalement obtenue en faisant l'interpolation linéaire des points reportés sur la Figure 2.12.b. L'incertitude sur la MIE est obtenue en faisant l'interpolation linéaire des barres d'erreur supérieures et inférieures. Dans les conditions de richesse et de turbulence de la Figure 2.12.b, la MIE et son incertitude sont égales à  $3.75 \pm 0.10$  mJ.

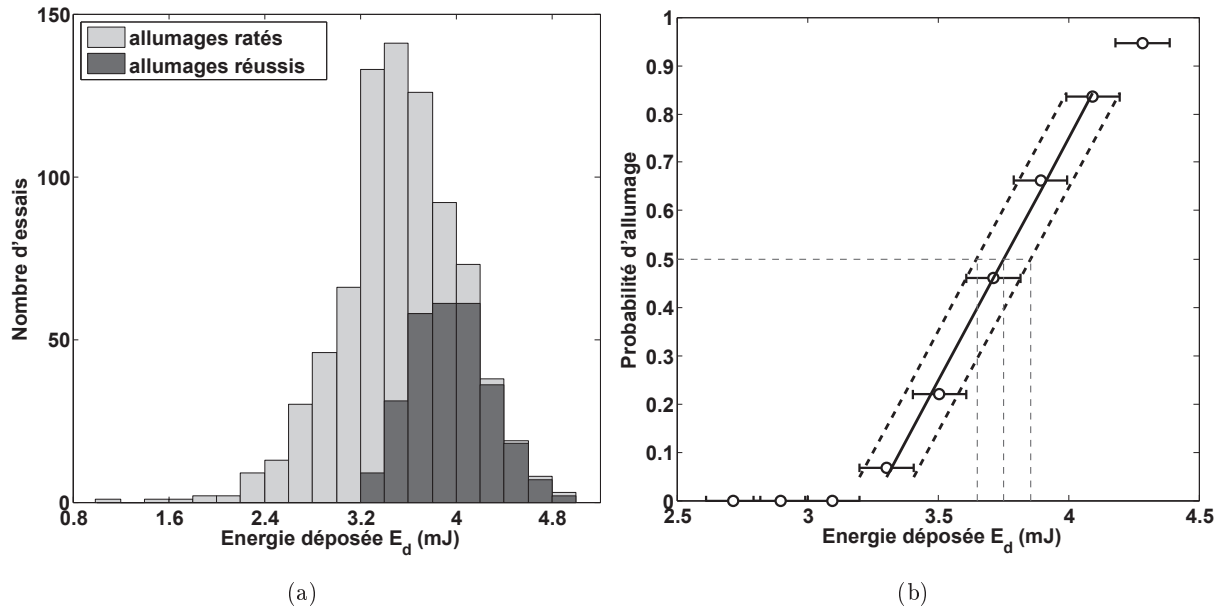


Figure 2.12 – (a) Nombre d’enregistrements en fonction de l’énergie déposée - (b) Probabilité d’allumage en fonction de l’énergie déposée - Classes d’énergie de 0.2 mJ de large - Écoulement  $\text{CH}_4/\text{air}$ , richesse  $\phi = 0.60$ , turbulence  $\bar{u}' = 0.66$  m/s.

## 2.4 Mesure du champ de vitesse par Vélocimétrie par Image de Particules (PIV)

Un système de Vélocimétrie par Image de Particules (PIV) a été mis en place, pour l’étude de l’onde de choc générée par le claquage induit par laser. La PIV permet la détermination d’un champ de vitesse d’un écoulement dans un plan. Ce diagnostic consiste à enregistrer à l’aide d’une caméra CCD deux images successives (séparées par un intervalle de temps  $\Delta t$ ) du signal de diffusion de Mie de particules ensemencées dans l’écoulement et éclairées par une nappe laser. L’analyse du couple d’images enregistré consiste à discrétiser ces images à l’aide d’un maillage. Par un traitement d’inter-corrélation, le déplacement des particules entre les deux images est déterminé pour chaque maille. Connaissant le déplacement de chaque maille et l’intervalle de temps entre les deux images, un vecteur vitesse est calculé pour chacune des fenêtres du maillage. De cette manière, un champ de vecteurs vitesse est obtenu à partir du couple d’images enregistré [101].

Dans la suite, pour décrire le dispositif de PIV mis en place pour notre étude, les points suivants seront développés :

- ensemencement de l’écoulement en particules
- formation de la nappe laser
- enregistrement du signal
- traitement des enregistrements pour le calcul des champs de vitesse

### Ensemencement de l’écoulement en particules

L’écoulement peut être ensemencé de particules solides (PIV en écoulement réactif) ou liquides (PIV en écoulement non réactif) et de différentes compositions chimiques. Dans notre étude, l’écoulement est ensemencé en particules d’huile DEHS (Di-Ethyl-Hexyl-Sebacate). G.



Boutin [102] a montré par des mesures de granulométrie par Malvern que la distribution du diamètre des particules d'huile DEHS était moins large que celle des particules d'huile d'olive : respectivement entre 1 et 1.36  $\mu\text{m}$  et entre 0.1 et 2.51  $\mu\text{m}$ , dans sa configuration expérimentale.

Le nombre de Stokes  $St$ , qui est le rapport entre le temps caractéristique de la particule et celui de la turbulence, caractérise la capacité des particules à suivre précisément les fluctuations de l'écoulement. Pour obtenir des mesures de PIV fiables, ce nombre doit être très inférieur à 1 ( $St < 0.1$ ). Calculons le nombre de Stokes dans notre configuration expérimentale :

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_t} \quad (2.14)$$

avec

$$\tau_p = \frac{\rho_p \cdot d_p^2}{18\mu_g} \quad (2.15)$$

$\tau_p$ ,  $d_p$  et  $\rho_p$  sont respectivement le temps caractéristique, le diamètre et la masse volumique d'une particule d'huile DEHS.  $\mu_g$  est la viscosité dynamique de l'écoulement.  $\tau_t$  est un temps caractéristique de la turbulence. Pour  $d_p = 1 \mu\text{m}$  (ordre de grandeur des particules mesurées dans la thèse de G. Boutin [102]),  $\rho_p = 912 \text{ kg/m}^3$  (DEHS à 1 atm et 20 °C) et  $\mu_g = 1.84\text{E-}05 \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$  (air à 1 atm et 20 °C), nous obtenons  $\tau_p = 2.75 \mu\text{s}$ . Le Tableau 2.6 présente le nombre de Stokes calculé pour les valeurs maximales et minimales des temps caractéristiques de l'échelle de Kolmogorov  $\tau_k$  et de l'échelle intégrale  $\tau_i$  existant dans les différentes conditions de turbulence étudiées dans notre étude (reportées dans le Tableau 2.4).

$\tau_t$ (ms)	$St = \tau_p/\tau_t$
$(\tau_i)_{max} = 41.9$	6.58E-05
$(\tau_i)_{min} = 2.61$	1.05E-03
$(\tau_k)_{max} = 6.04$	4.56E-04
$(\tau_k)_{min} = 0.128$	2.15E-02
$\tau_p = 2.75 \mu\text{s}$	

Tableau 2.6 – Calcul du nombre de Stokes pour les différents temps caractéristiques de la turbulence rencontrés dans la configuration de l'étude

Ces calculs du nombre de Stokes montrent que les particules d'huile DEHS sont capables de suivre les fluctuations de l'écoulement dans les différentes conditions de turbulence étudiées et aux différentes échelles de la turbulence (de l'échelle intégrale à l'échelle de Kolmogorov).

### Formation de la nappe laser

Le montage mis en place pour l'acquisition de la PIV est présenté sur la Figure 2.13 (en vert). Les particules ensemencées sont éclairées par une nappe laser obtenue à partir d'un laser Nd :YAG (*Quantel - Big Sky Laser Ultra*) générant un double Q-switch à une fréquence de 10 Hz. Ces deux Q-switchs sont séparés de l'intervalle de temps  $\Delta t$  souhaité entre les deux images enregistrées. La nappe laser est obtenue grâce au passage du faisceau à travers une lentille sphérique convergente (*Melles Griot - f = 1500 mm*) suivie d'une lentille cylindrique divergente (*Melles Griot - f = -40 mm*). Cette nappe est située dans un plan perpendiculaire au plan de la Figure 2.13 et passant par l'étincelle d'allumage.

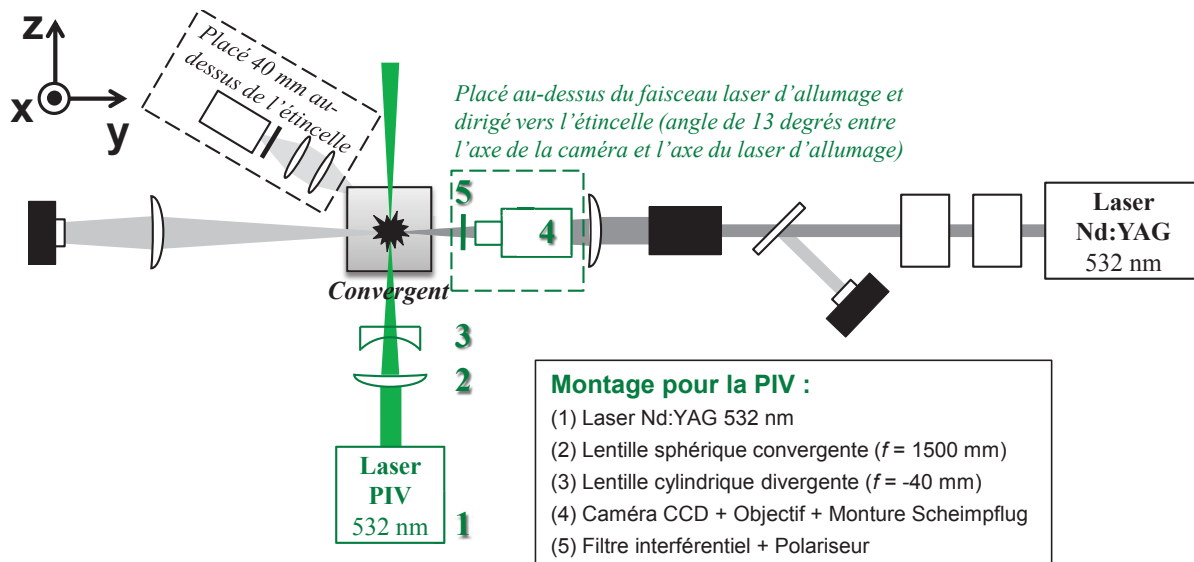


Figure 2.13 – Schéma du montage pour la PIV (en vert) ajouté au dispositif d'allumage (vue de dessus)

### Enregistrement du signal

Deux images successives du signal de diffusion de Mie des particules (éclairées par les deux nappes laser) sont enregistrées par une caméra CCD (*Lavision - Imager ProX 4M - 2048×2048 pixels<sup>2</sup>*) munie d'un objectif (*Nikon - Nikkor 85 mm f/1.4*). La caméra est située au-dessus du faisceau laser d'allumage. Un angle de 13° a été mesuré entre l'axe passant par la caméra PIV et l'axe du faisceau laser d'allumage. Pour avoir malgré cette inclinaison une image nette sur tout le capteur, la caméra et l'objectif sont installés sur une monture Scheimpflug. Notons que l'existence d'un angle entre l'axe de la caméra et l'axe perpendiculaire au plan de la nappe du laser PIV peut introduire un biais sur le déplacement vertical des particules. Compte tenu de cette observation, nous avons adapté notre installation pour réduire le plus possible la valeur de cet angle (13°).

Un filtre interférentiel (*Melles Griot - F10-532.0*) est placé devant la caméra afin de ne collecter que le signal à 532 nm. Ce filtre est un filtre passe-bande centré sur 532 nm et de largeur 10 nm. Afin de ne pas endommager le capteur de la caméra PIV par la forte luminosité des étincelles d'allumage, le laser PIV est positionné de manière à ce que sa polarisation soit perpendiculaire à celle du laser d'allumage. Un polariseur (*Newport - 10LP-VIS-B*) est placé devant la caméra PIV et est orienté afin de laisser passer le signal issu du laser de PIV et de couper le signal venant du laser d'allumage.

Le capteur de la camera est constitué de 2048×2048 pixels<sup>2</sup> et enregistre un champ de 40×40 mm<sup>2</sup>, ce qui correspond à un grandissement de 50 pixels/mm. La caméra et le premier pulse laser pour la PIV sont déclenchés à différents instants après le déclenchement du laser d'allumage (entre  $t = 10 \mu\text{s}$  et  $100 \mu\text{s}$ ). L'intervalle de temps entre les deux images enregistrées et les deux pulses du laser PIV est  $\Delta t = 15 \mu\text{s}$ . Les acquisitions de mesures de PIV sont réalisées grâce au logiciel *Davis*.

### Résolution de la caméra CCD utilisée pour la PIV

Pour déterminer la résolution de la caméra CCD, nous suivons la procédure suivante :

- Enregistrement de l'image d'un créneau de gradient infini par la caméra. Ce créneau est obtenu à partir d'une lame de couteur éclairée. Sur l'image enregistrée, le signal haut et le signal bas du créneau doivent être respectivement égal au signal maximal et au bruit de fond enregistrés lors des mesures de PIV.

- Calcul du gradient du créneau (par une dérivée centrée d'ordre 2). La Figure 2.14.a présente le créneau dans un cas idéal, ainsi que le créneau et son gradient obtenus expérimentalement. Dans le cas réel, le créneau enregistré par la caméra ne reproduit pas un gradient infini, à la différence du cas idéal.

- Détermination de la fonction de transfert de la caméra : calcul de la transformée de Fourier du gradient du créneau. Ce calcul permet d'obtenir l'énergie spectrale du gradient enregistré par la caméra. Cette énergie peut être assimilée à un taux de contraste entre deux traits successifs. Dans le cas idéal, la transformée de Fourier d'un gradient infini conduit à une réponse impulsionnelle infinie. Ceci signifie que la caméra serait capable d'enregistrer toutes les échelles de taille (toutes les fréquences). L'échelle de résolution de la caméra serait donc infiniment petite. Dans le cas réel, la transformée de Fourier du gradient calculé à partir de l'image du créneau (Figure 2.14.b) montre une fonction décroissante en fonction de la fréquence. Ceci signifie que plus les fréquences enregistrées sont grandes (plus les échelles de taille sont petites), moins la caméra est capable de les enregistrer.

- Calcul de la fréquence de coupure. Elle est atteinte lorsque l'on considère ne plus pouvoir distinguer un trait noir d'un trait blanc, c'est-à-dire lorsque l'énergie spectrale (assimilée à un taux de contraste entre deux traits successifs) devient inférieure ou égale à 10%. La fréquence de coupure obtenue est  $f_c = 14.76 \text{ mm}^{-1}$  (Figure 2.14.b).

- Calcul de la résolution de la caméra. Elle est telle qu'on ne peut plus distinguer deux traits noirs successifs séparés d'un trait blanc. Elle est donc égale à deux fois l'inverse de la fréquence de coupure. La résolution de la caméra CCD dans notre configuration expérimentale est donc de  $136 \text{ }\mu\text{m}$ .

### Traitement des enregistrements

Le traitement des enregistrements de PIV par le logiciel *Davis* suit les étapes suivantes :

- Redressement des images. Afin de corriger l'effet de l'inclinaison de la caméra PIV, les images enregistrées sont redressées grâce à une calibration préalablement faite à partir de l'image de mire (Figure 2.15).

- Calcul du champ de vitesse instantané. Pour le calcul du champ de vitesse à partir d'un couple d'images redressées, nous utilisons le traitement d'inter-corrélation effectué par le logiciel *Davis*. Les images sont divisées en mailles de calcul dont les dimensions sont choisies de manière à avoir un minimum de 10 particules dans une maille, afin d'assurer une précision maximale de

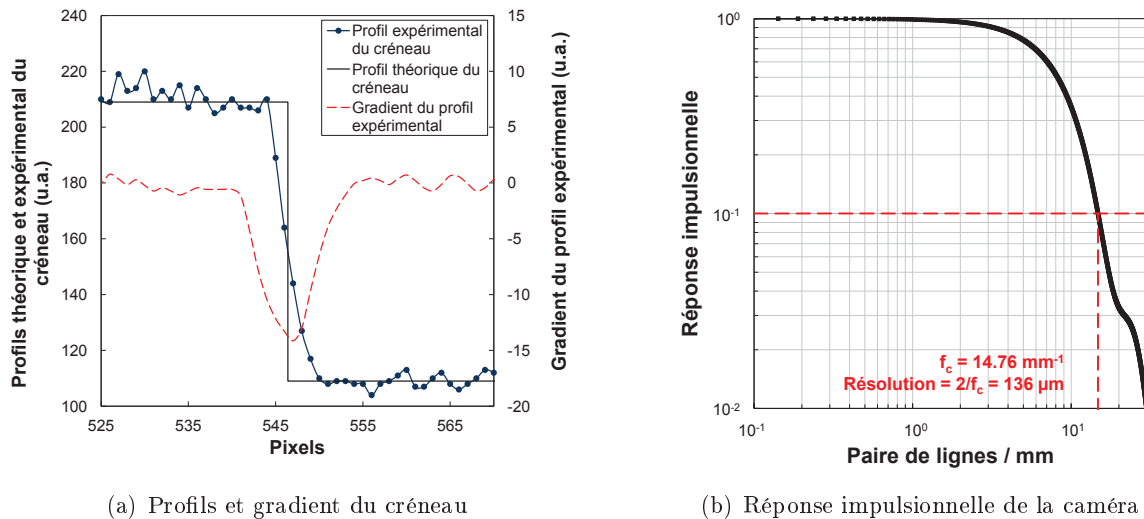


Figure 2.14 – Calcul de la résolution de la caméra CCD utilisée pour les mesures de PIV

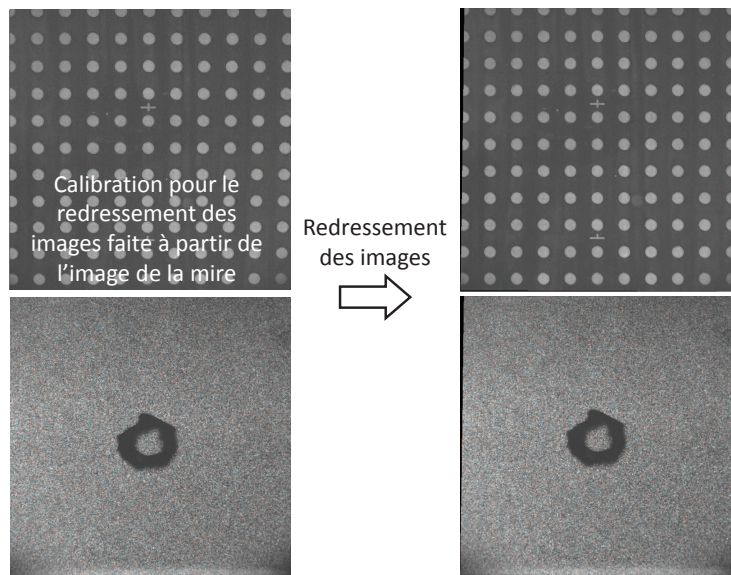


Figure 2.15 – Redressement des images de PIV

la mesure. Ce calcul d'inter-corrélation est effectué plusieurs fois de manière successive et pour une taille de maille décroissante : deux fois pour des mailles de  $64 \times 64 \text{ pixels}^2$  puis deux fois pour des mailles de  $32 \times 32 \text{ pixels}^2$ . Avec un taux de recouvrement des mailles de 50 %, le traitement d'un couple d'image conduit à un champ de vitesse instantané présentant un vecteur tous les 16 pixels.

## 2.5 Mesure du champ de fraction de mélange par Fluorescence sur acétone Induite par Plan Laser (PLIF)

La mesure de fluorescence est utilisée comme diagnostic en combustion pour la mesure de température ou de concentrations. Dans notre étude, un dispositif de fluorescence sur acétone induite par plan laser a été mis en place pour la mesure du champ de fraction de mélange

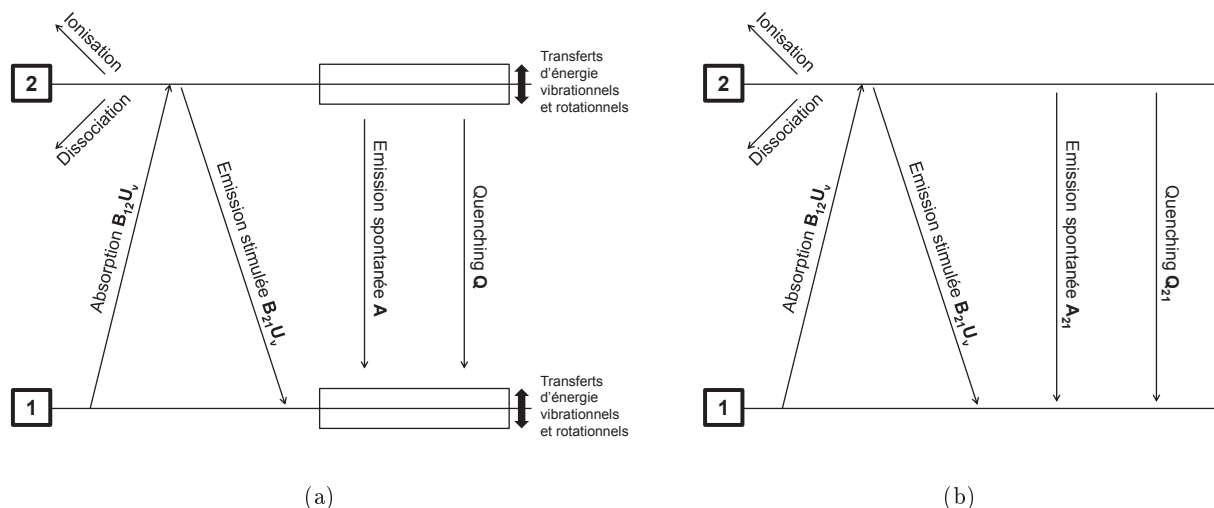


Figure 2.16 – (a) Mécanismes pouvant être mis en jeu lors d’une mesure par PLIF - (b) Modèle à deux niveaux

rencontré par le noyau à chaque essai d’allumage.

### 2.5.1 Principe

La fluorescence est l’émission spontanée d’un photon par un atome ou une molécule lors de sa désexcitation d’un état excité vers un état d’énergie inférieure. Dans le cas de la fluorescence induite par plan laser, la fluorescence a lieu à la suite de l’absorption des photons d’un laser dont la longueur d’onde a été accordée sur l’une des transitions de l’espèce chimique utilisée comme traceur. La Figure 2.16.a résume les différents mécanismes pouvant être mis en jeu lors d’une mesure par PLIF. Après l’absorption du rayonnement laser, la molécule excitée se désexcite par émission spontanée en émettant un photon. La désexcitation peut se faire de l’état excité vers l’état énergétique initialement pompé, ce qui conduira à l’émission d’un photon de même longueur d’onde que celle du laser. Cependant, la longueur d’onde du photon émis peut également être différente de celle du laser. Les liaisons atomiques de la molécule sont des oscillateurs qui entraînent une vibration des atomes la constituant. La molécule peut également tourner plus ou moins rapidement sur elle-même. Ces variations conduisent à un changement de l’état vibrationnel et de l’état rotationnel, sur l’état électronique dans lequel se trouve la molécule. Ainsi, l’émission spontanée peut se produire vers différents états vibrationnels et rotationnels de l’état électronique fondamental, soit à partir de l’état sur lequel la molécule a été excitée, soit à partir de différents états rotationnels et vibrationnels de l’état électronique excité. Il en résulte une émission spontanée à différentes longueurs d’onde. Si celles-ci sont suffisamment nombreuses, le spectre d’émission peut alors être considéré comme un spectre continu.

Comme le montre la Figure 2.16.a, d’autres mécanismes peuvent également se produire lors d’une mesure de PLIF. La molécule peut également retourner à son état d’origine par émission stimulée ou par collision (quenching) avec une autre molécule (dans ce dernier cas, pas de photon émis). Si l’énergie du niveau 2 est proche du potentiel d’ionisation ou si la molécule absorbe des photons supplémentaires, la molécule peut s’ioniser. Si le niveau 2 est instable, elle peut se dissocier.

### 2.5.2 Le schéma à deux niveaux

Pour décrire la fluorescence induite par laser, un modèle à deux niveaux est utilisé (Figure 2.16.b). Dans ce modèle, seuls le niveau fondamental d'énergie  $E_1$  (niveau 1) et le niveau excité d'énergie  $E_2$  (niveau 2) sont considérés, sans prendre en compte les transferts d'énergie vibrationnels et rotationnels pouvant avoir lieu au sein d'un niveau électronique donné.

Considérons un laser de longueur d'onde  $\lambda_{21}$  telle que  $h\nu_{21} = hc/\lambda_{21} = E_2 - E_1$ . Si on néglige les phénomènes de dissociation et d'ionisation, la variation temporelle des population  $N_1$  et  $N_2$  des niveaux 1 et 2 est défini par les équations suivantes :

$$\frac{dN_1}{dt} = -N_1 B_{12} U_\nu + N_2 (B_{21} U_\nu + A_{21} + Q_{21}) \quad (2.16)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = N_1 B_{12} U_\nu - N_2 (B_{21} U_\nu + A_{21} + Q_{21}) \quad (2.17)$$

où  $U_\nu$  est la densité spectrale énergétique du laser.  $B_{12}$ ,  $B_{21}$  et  $A_{21}$  sont les coefficients d'Einstein caractérisant respectivement les phénomènes d'absorption, d'émission stimulée et d'émission spontanée.  $Q_{21}$  est le coefficient associé au quenching.

Le nombre total de molécules étant constant et en considérant que toutes les molécules à l'état initial sont sur leur niveau fondamental ( $N_1(0) = N_1^0$  et  $N_2(0) = 0$ ), nous avons :

$$N_1(t) + N_2(t) = N_1^0 \quad (2.18)$$

ce qui conduit à :

$$\frac{dN_1}{dt} + \frac{dN_2}{dt} = 0 \quad (2.19)$$

En utilisant l'équation 2.17 et les conditions à l'état initial, l'équation 2.18 est intégrée, ce qui conduit à :

$$N_2(t) = B_{12} U_\nu N_1^0 \tau_p (1 - e^{-t/\tau_p}) \quad (2.20)$$

avec :

$$\tau_p = \frac{1}{(B_{12} + B_{21}) U_\nu + A_{21} + Q_{21}} \quad (2.21)$$

Le signal de fluorescence rayonné d'un volume  $V$  et collecté dans un angle solide  $\Omega$  est :

$$S_f = \int \int \int h\nu_{21} N_2(t) A_{21} \frac{\Omega}{4\pi} dV \quad (2.22)$$

Si l'énergie est constante sur le volume  $V$  :

$$S_f = h\nu_{21} N_2(t) A_{21} \frac{\Omega}{4\pi} V \quad (2.23)$$

Quand  $t \gg \tau_p$ , le niveau excité (niveau 2) atteint une valeur stationnaire  $N_2 = B_{12} U_\nu N_1^0 \tau_p$  (d'après l'Equation 2.20). Dans ce cas, l'expression du signal de fluorescence devient :

$$S_f = h\nu_{21} \frac{\Omega}{4\pi} V N_1^0 \frac{B_{12}}{B_{12} + B_{21}} \frac{A_{21}}{1 + \frac{U_{\nu_{sat}}}{U_\nu}} \quad (2.24)$$

avec :

$$U_{\nu_{sat}} = \frac{A_{21} + Q_{21}}{B_{12} + B_{21}} \quad (2.25)$$

L'équation 2.24 montre que le signal de fluorescence est proportionnel à la population de l'état fondamental  $N_1^0$  avant l'excitation laser. Les mesures de PLIF reposent sur cette proportionnalité. Suivant la valeur de  $U_\nu$ , on peut distinguer deux régimes : régime linéaire si  $U_\nu \ll U_{\nu_{sat}}$ , régime de saturation si  $U_\nu \gg U_{\nu_{sat}}$ . Dans le cas du régime de saturation, l'expression de  $S_f$  devient indépendante de l'énergie du laser. Nos conditions de mesure de PLIF correspondent au régime linéaire ( $U_\nu \ll U_{\nu_{sat}}$ ) où l'expression du signal de fluorescence devient :

$$S_f = h\nu_{21} \frac{\Omega}{4\pi} V N_1^0 B_{12} U_\nu \frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}} \quad (2.26)$$

Ce régime est dit linéaire car  $S_f$  est proportionnel à l'énergie laser incidente. Cette proportionnalité sera vérifiée dans la suite (Figure 2.18.a). Le terme  $A_{21}/(A_{21} + Q_{21})$  est le rendement de fluorescence. Généralement, à pression atmosphérique,  $A_{21} \ll Q_{21}$ , ce qui conduit à un rendement de fluorescence très faible.

### 2.5.3 Choix et propriétés du traceur

Différents traceurs pour la mesure de la concentration du combustible ont été étudiés [103, 104, 105]. Les molécules de la famille des carbonyles (aldéhydes, cétones, diones) sont souvent utilisées car elles subissent peu l'influence de l'oxygène qui joue un rôle important dans les processus de désexcitation par collision (quenching) [105]. Dans la famille des cétones, nous avons choisi l'acétone (propanone  $\text{CH}_3\text{-CO-CH}_3$ ) comme traceur car il présente de nombreux avantages [104] :

- une pression de vapeur saturante élevée à température ambiante (0.2475 bar à 293K), ce qui permet d'introduire une importante quantité d'acétone sous forme gazeuse dans l'écoulement.
- une bande d'absorption (entre 240 et 320 nm) accessible aux lasers UV couramment utilisés.
- une fluorescence dans le visible (entre 350 et 550 nm) permettant l'utilisation d'objectifs visibles à grande ouverture.
- une durée de fluorescence courte (2.4 ns [106]) permettant de figer l'écoulement pendant la mesure.
- une faible section efficace de collision avec le milieu environnant, conduisant à un faible quenching.
- une faible toxicité.

Notons que les bandes d'absorption et d'émission de l'acétone sont larges en raison des transferts d'énergie vibrationnels et rotationnels existant au sein d'un niveau électronique donné dans le cas des molécules polyatomiques (paragraphe 2.5.1).

Notons également que la désexcitation de l'acétone par quenching peut être négligée. Thurber et al. [107] ont montré qu'aux différents mécanismes pouvant être mis en jeu lors d'une mesure par PLIF (Figure 2.16), s'ajoute le phénomène de collision interne, dans le cas de l'acétone. Les collisions internes sont des collisions entre électrons d'une même molécule. Par collisions, les électrons se désexcitent progressivement de niveaux vibrationnels en niveaux vibrationnels jusqu'à ce que la molécule atteigne son état fondamental. A partir de ces niveaux vibrationnels atteints, la molécule peut également se désexciter par émission spontanée ou par phosphorescence. Trois phénomènes différents peuvent donc se produire à partir de ce processus de collisions

internes entre électrons. Le rendement de fluorescence prenant en compte ce mécanisme s'écrit alors [108] :

$$R = \frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21} + K_{Ac}} \quad (2.27)$$

où  $K_{Ac}$  est le coefficient caractérisant les trois phénomènes résultant des mécanismes de collisions internes dans la molécule d'acétone. Il a été montré que  $K_{Ac} \gg A_{21} + Q_{21}$ . Ainsi, le rendement de fluorescence de l'acétone devient égal à  $A_{21}/K_{Ac}$ . L'équation 2.26 exprimant le signal de fluorescence dans le cas d'un régime linéaire devient :

$$S_f = h\nu_{21} \frac{\Omega}{4\pi} V N_1^0 B_{12} U_\nu \frac{A_{21}}{K_{Ac}} \quad (2.28)$$

Le signal de fluorescence de l'acétone est donc indépendant du quenching et directement proportionnel à la fraction molaire d'acétone introduite dans l'écoulement. Cette proportionnalité sera vérifiée dans la suite (Figure 2.18.b). La fluorescence sur acétone est donc une méthode intéressante pour faire des mesures quantitatives de concentration.

#### 2.5.4 Dispositif expérimental mis en place pour les mesures de PLIF sur acétone

Le montage mis en place pour l'acquisition du champ de fraction de mélange par PLIF sur acétone est présenté sur la Figure 2.17 (en bleu). Notons que le dispositif permettant la vaporisation d'acétone dans l'écoulement a été décrit précédemment dans la partie 2.1.2.2.

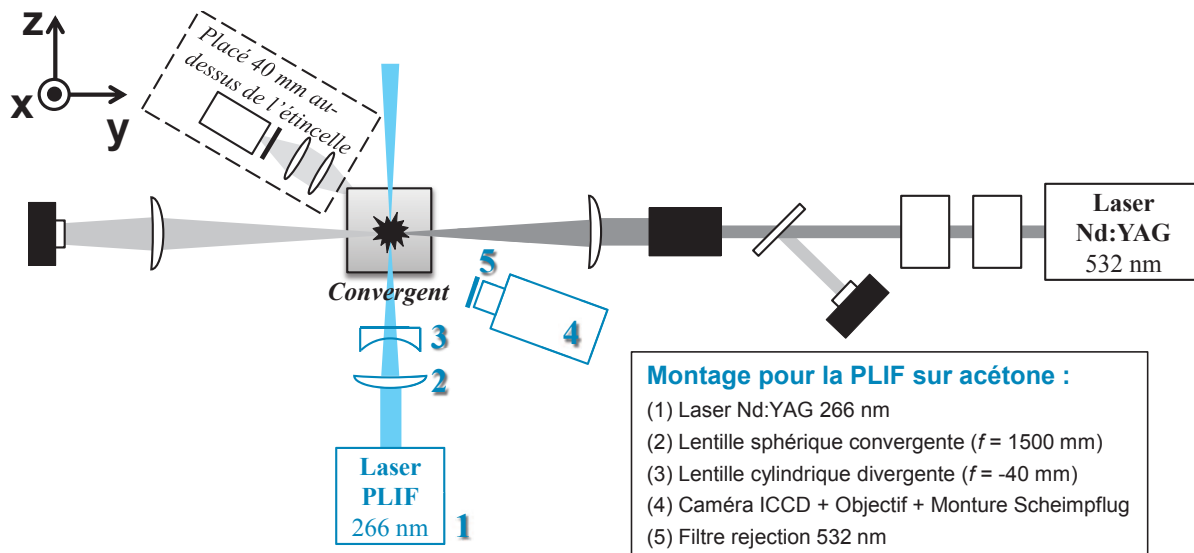


Figure 2.17 – Schéma du montage pour les mesures de champ de fraction de mélange par PLIF sur acétone (en bleu) ajouté au dispositif d'allumage (vue de dessus)

#### Nappe laser

Thurber et al. [107] ont montré que le spectre d'absorption de l'acétone se situe entre 240 et 320 nm et que sa section efficace d'absorption est maximale à 275 nm pour une température de



298 K. Il est possible de ce rapprocher de cette longueur d'onde en utilisant un laser Nd :YAG dont la fréquence a été quadruplée (longueur d'onde de 266 nm).

Un laser Nd :YAG (*Spectra Physics - Quanta Ray - PIV 200 - Nd :YAG*) générant un faisceau à une longueur d'onde de 266 nm et à une fréquence de 10 Hz est donc utilisé. La nappe laser est obtenue grâce au passage du faisceau à travers une lentille sphérique convergente (*Melles Griot -  $f = 1500$  mm*) suivie d'une lentille cylindrique divergente (*Melles Griot -  $f = -40$  mm*). Cette nappe est située dans un plan perpendiculaire au plan de la Figure 2.17 et passant par l'étincelle d'allumage.

Le signal de fluorescence de l'acétone dans le cas d'un régime linéaire (Equation 2.28) est proportionnel à la fraction molaire d'acétone introduite dans l'écoulement et à l'énergie du laser de PLIF. Nous avons vérifié cette proportionnalité expérimentalement en mesurant le signal moyen émis par la nappe laser (200 images par condition) pour un écoulement air/acétone. Ces mesures ont été réalisées pour différentes fractions molaires d'acétone et pour différentes énergies incidentes du laser. Les résultats reportés sur la Figure 2.18 confirment bien ces deux proportionnalités.

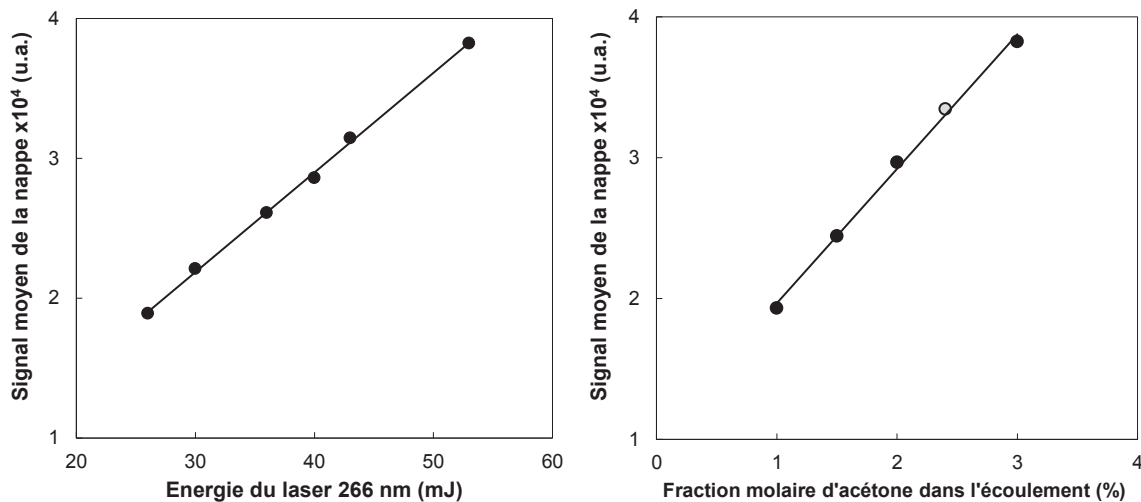


Figure 2.18 – Signal moyen de fluorescence de la nappe. A gauche : en fonction de l'énergie incidente du laser de PLIF, pour une fraction molaire d'acétone constante de 3 % dans l'écoulement air/acétone. A droite : en fonction de la fraction molaire d'acétone dans l'écoulement air/acétone, pour une énergie incidente constante de 53 mJ. Le point gris correspond aux conditions de mesure de PLIF sur acétone de notre étude.

### Enregistrement du signal de fluorescence par la caméra intensifiée

Le signal de fluorescence émis par les molécules d'acétone présentes dans l'écoulement de combustible est enregistré grâce à une caméra ICCD (*Roper Scientific - PIMAX—GENII - 512×512 pixels<sup>2</sup> - 16 bits*) équipée d'un objectif (*Nikon - Nikkor 50 mm f/1.2*) et d'un filtre de rejection à 532 nm qui permet de protéger le capteur vis-à-vis de la forte luminosité des étincelles induites par laser. La caméra intensifiée n'est pas placée perpendiculairement à la nappe, mais est légèrement inclinée pour laisser passer le laser d'allumage. Un angle de 18° a été mesuré entre l'axe de la caméra et l'axe du laser d'allumage, ce qui correspond à un angle de 72° entre la caméra et la nappe laser à 266 nm. Pour que l'image soit nette sur tout le capteur, l'objectif et la caméra intensifiée sont installés sur une monture Scheimpflug. Le champ enregistré a une dimension de

$40 \times 40 \text{ mm}^2$  pour une taille de capteur de  $512 \times 512$  pixels<sup>2</sup>, ce qui correspond à un grandissement de 13 pixels/mm.

L'acquisition des mesures est réalisée grâce au logiciel *WinView*. Pour avoir le meilleur rapport signal sur bruit, le gain de la caméra est fixé à 200 et son temps d'ouverture à 300 ns. Le signal de fluorescence est enregistré à chaque essai d'allumage pour connaître le champ local et instantané de fraction de mélange rencontré par le noyau. Le laser de PLIF et la caméra intensifiée sont déclenchés  $10 \mu\text{s}$  avant le pulse du laser d'allumage, afin de ne pas avoir de zones de signal nul (dues à de l'acétone brûlé) sur les images de fluorescence enregistrées.

Le champ de fraction de mélange étant enregistré avant le déclenchement du laser d'allumage, nous devons vérifier que l'onde de choc générée par l'étincelle ne modifie pas le champ de fraction de mélange. Pour cela, nous avons enregistré des images instantanées du champ en écoulement non prémélangé laminaire à différents instants après l'étincelle (entre 50 et 300  $\mu\text{s}$ ), puis nous les avons comparées au champ enregistré à  $-10 \mu\text{s}$  (il est possible de comparer les champs entre eux car en écoulement laminaire, les champs instantanées sont identiques au champ moyen). Sans prendre en compte les zones de signal nul dues à l'acétone brûlée, les résultats ont montré que les champs enregistrés avant et après l'étincelle sont identiques, ce qui signifie que l'onde de choc ne modifie pas le champ de fraction de mélange. Le champ peut donc être enregistré  $10 \mu\text{s}$  avant l'étincelle.

Afin d'étudier l'impact du champ local de fraction de mélange à chaque essai d'allumage, plusieurs séries de 500 essais ont été réalisées. Pour cela, les enregistrements suivants sont effectués :

- image de mire.
- champ de fluorescence pour chaque essai d'allumage (500 essais), en écoulement non prémélangé (décrit dans la partie 2.1.2.2).
- 300 images de nappe : sans le laser d'allumage et sans l'écoulement de comburant, l'écoulement de combustible est introduit dans les deux compartiments de la veine (Figure 2.2). Les images de nappe sont obtenues en enregistrant la fluorescence de l'écoulement contenant uniquement du combustible.
- 200 images de bruit : sans le laser d'allumage et sans l'écoulement de combustible, l'écoulement de comburant est introduit dans les deux compartiments de la veine et éclairé par la nappe laser pour l'enregistrement des images de bruit.

### **Résolution de la caméra intensifiée**

Pour déterminer la résolution de la caméra intensifiée, nous suivons la même procédure que celle utilisée pour la caméra CCD mise en place pour la PIV (voir partie 2.4). Dans le cas présent, le signal haut et le signal bas du créneau doivent être respectivement égal au signal de fluorescence maximal (signal du combustible pur) et au bruit de fond enregistrés lors des mesures de PLIF. La Figure 2.19.a présente le créneau dans un cas idéal, ainsi que le créneau et son gradient obtenus expérimentalement. La transformée de Fourier du gradient du créneau est reportée sur la Figure 2.19.b. La fréquence de coupure (atteinte lorsque l'énergie spectrale devient inférieure ou égale à 10%) est  $f_c = 280 \text{ mm}^{-1}$ , ce qui correspond à une résolution de  $714 \mu\text{m}$  (deux fois l'inverse de la fréquence de coupure).

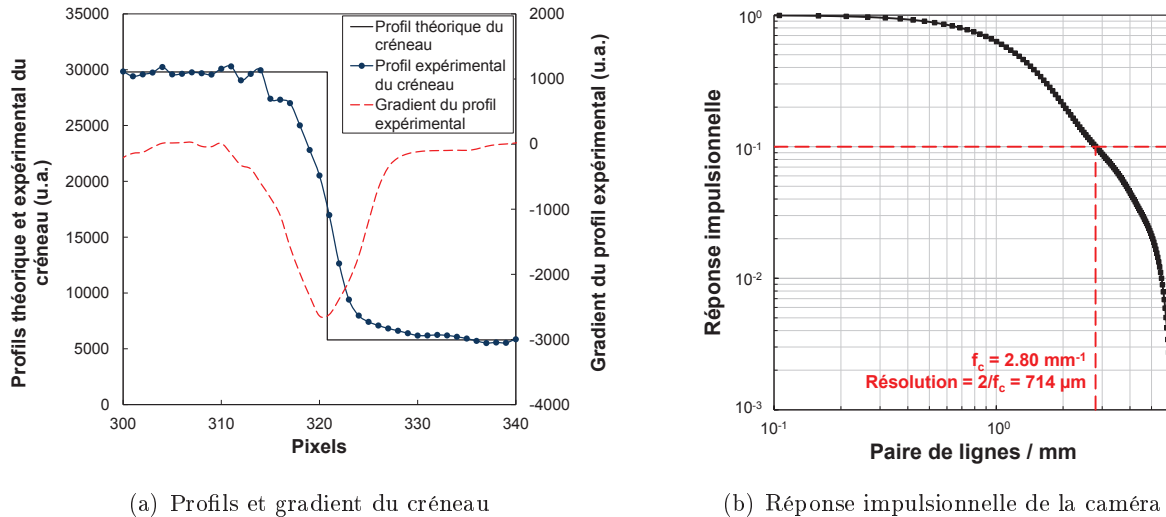


Figure 2.19 – Calcul de la résolution de la caméra intensifiée utilisée pour les mesures de PLIF

### 2.5.5 Traitement des enregistrements de fluorescence

Les étapes de traitement suivantes sont successivement appliquées aux images instantanées de fluorescence de l'écoulement.

#### Redressement des images

L'ensemble des images enregistrées (mire, fluorescence, nappe, bruit) est importé sous *Davis* pour être redressé, afin de corriger l'inclinaison de la caméra. La calibration pour le redressement des images est réalisée à partir de l'image de mire.

L'ensemble des traitements décrits dans la suite est effectué grâce à *Matlab*.

#### Normalisation des images : calcul de la fraction molaire de combustible

Le signal de fluorescence étant proportionnel à la fraction molaire d'acétone dans l'écoulement (Equation 2.28) et l'image de nappe correspondant au signal de fluorescence de l'acétone lorsque l'écoulement ne contient que du combustible pur, la normalisation de chaque image instantanée de fluorescence par l'image de nappe permet d'obtenir le champ de fraction molaire de combustible  $X_F$  :

$$X_F = \frac{\textit{fluo} - \langle \textit{bruit} \rangle}{\langle \textit{nappe} \rangle - \langle \textit{bruit} \rangle} \quad (2.29)$$

où *fluo* est une image instantanée de fluorescence de l'écoulement,  $\langle \textit{nappe} \rangle$  est l'image moyenne de fluorescence de la nappe et  $\langle \textit{bruit} \rangle$  est l'image moyenne du bruit.

Notons que cette normalisation permet également de corriger les inhomogénéités spatiales de l'énergie de la nappe laser. La Figure 2.21.a-c présente respectivement une image moyenne de fluorescence de la nappe (a), une image instantanée de fluorescence de l'écoulement (b) et le champ instantané de fraction molaire de combustible calculé en normalisant l'image précédente (c).

### Filtrage des images normalisées : filtre de Wiener

Un filtre de Wiener a été mis au point par Krawczynski et al. [109, 110]. C'est un filtre fréquentiel adaptatif permettant de réduire le bruit des enregistrements. Ce filtre repose sur la comparaison des spectres des images de fluorescence normalisées de l'écoulement et de la nappe (Figure 2.20). La gamme de fréquences pour laquelle les deux spectres sont identiques correspond au bruit. A partir du rapport de ces deux spectres, un filtre exprimé en fonction de la fréquence est calculé. Ce filtre permet de conserver les hautes fréquences et de supprimer les petites fréquences correspondant au bruit (fréquences pour lesquelles le rapport des deux spectres est égal à 1). Les images instantanées de champ de fraction molaire de combustible sont filtrées et le calcul de leur spectre après l'application du filtre (Figure 2.20) montre que les petites échelles correspondant au bruit ont bien été supprimées. Un exemple d'image instantanée filtrée est présenté sur la Figure 2.21.d.

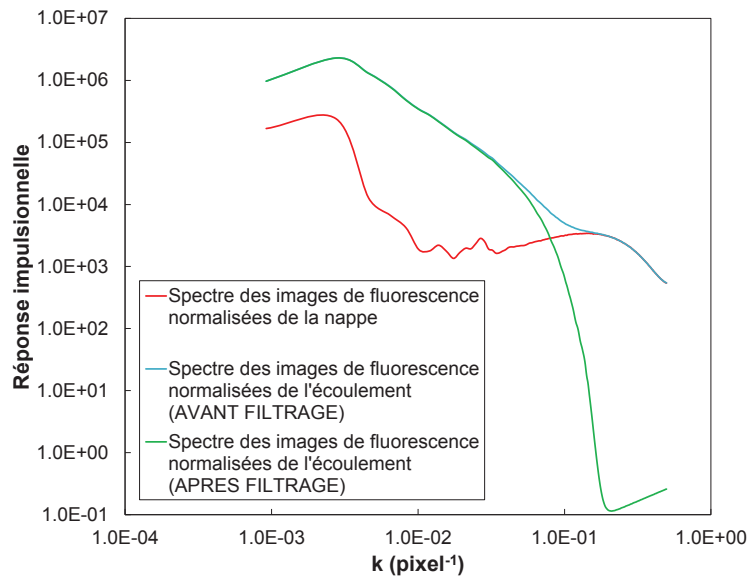


Figure 2.20 – Spectres des image de fluorescence normalisées de la nappe et de l'écoulement

### Correction des fluctuations tir à tir de l'énergie laser

La normalisation des images de fluorescence permet de corriger les inhomogénéités spatiales d'énergie de la nappe laser. Cependant, l'impact des fluctuations d'énergie tir à tir sur le signal de fluorescence n'est pas pris en compte, la normalisation étant faite à partir de l'image moyenne de la fluorescence de la nappe. Pour corriger les fluctuations tir à tir d'énergie laser, la bande verticale de combustible pur existant sur les images de fluorescence de l'écoulement est utilisée. Pour chaque image instantanée, l'opération suivante est répétée à chaque ligne de pixels : le signal des pixels de la ligne corrigée est divisé par la valeur moyenne du signal des dix premiers pixels de cette ligne. La Figure 2.21.e présente une image corrigée de cette manière.

### Calcul du champ de fraction de mélange

La fraction de mélange  $Z$  est définie de la manière suivante :

$$Z = \frac{sY_F - Y_O + Y_O^0}{sY_F^0 + Y_O^0} \quad (2.30)$$

où  $s = \nu_O M_O / \nu_F M_F$ . Les indices  $F$  et  $O$  correspondent respectivement au combustible et au comburant.  $\nu$  est le coefficient stœchiométrique dans l'équation de la réaction,  $M$  est la masse molaire,  $Y$  est la fraction massique dans l'écoulement.  $Y_F^0$  est la fraction massique de combustible dans le jet introduisant le combustible dans l'écoulement combustible/comburant.  $Y_O^0$  est la fraction massique de comburant dans le jet introduisant le comburant. Dans notre configuration  $Y_F^0 = 1$  et  $Y_O^0 = 1$  (voir description de l'écoulement dans la partie 2.1.2.2). D'après ces données et sachant que  $Y_F = m_F / (m_F + m_O)$  et  $Y_O = m_O / (m_F + m_O)$  où  $m$  exprime une masse, l'équation 2.30 devient :

$$Z = \frac{m_F}{m_F + m_O} = \frac{1}{1 + \left( \frac{n_O + n_F}{n_F} - 1 \right) \frac{M_O}{M_F}} \quad (2.31)$$

$n$  est le nombre de moles de combustible ou de comburant dans l'écoulement. La fraction molaire de combustible  $X_F = n_F / (n_F + n_O)$  apparaît dans l'équation 2.31. Ainsi, les champs instantanés de fraction molaire de combustible filtrés et corrigés, qui ont été obtenus à l'issus des traitements décrits ci-dessus, permettent de calculer les champs instantanés de fraction de mélange  $Z$ . Le calcul suivant est appliqué à chaque pixel  $(j, i)$  de valeur  $X_F(j, i)$  de ces champs :

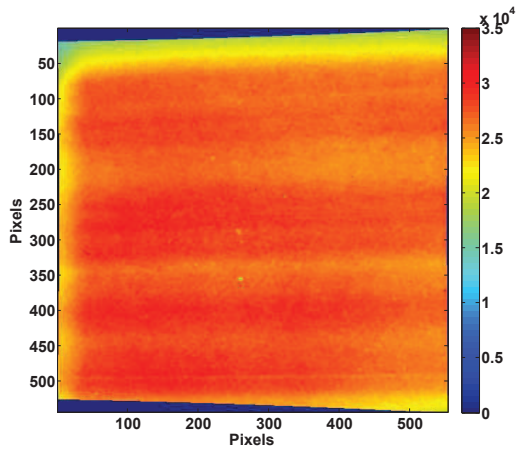
$$Z(j, i) = \frac{1}{1 + \left( \frac{1}{X_F(j, i)} - 1 \right) \frac{M_O}{M_F}} \quad (2.32)$$

Les expressions des masses molaires  $M_O$  et  $M_F$  sont calculées à partir de la composition du combustible et du comburant (Equation 2.4) :

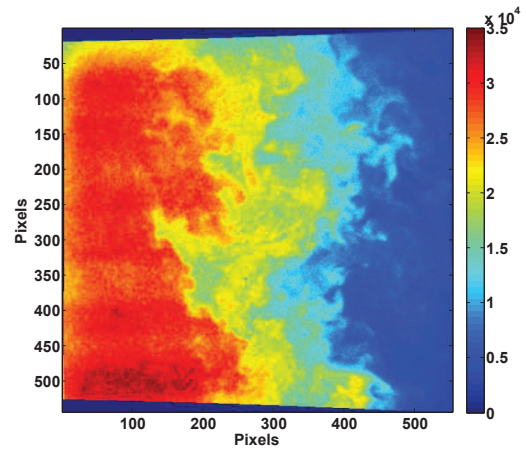
$$M_F = \frac{1 - \alpha}{1 + A} M_{CH_4} + \frac{\alpha}{1 + A} M_{C_3H_6O} + \frac{A}{1 + A} M_{N_2} \quad (2.33)$$

$$M_O = \frac{1}{1 + B} M_{O_2} + \frac{B}{1 + B} M_{N_2} \quad (2.34)$$

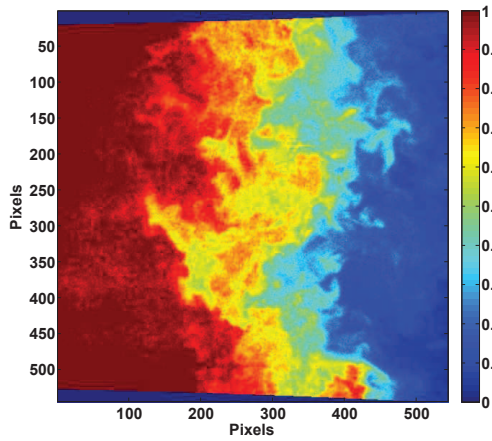
La Figure 2.21.f présente une image instantanée du champ de fraction de mélange obtenu à l'issus des différents traitements décrits dans cette partie.



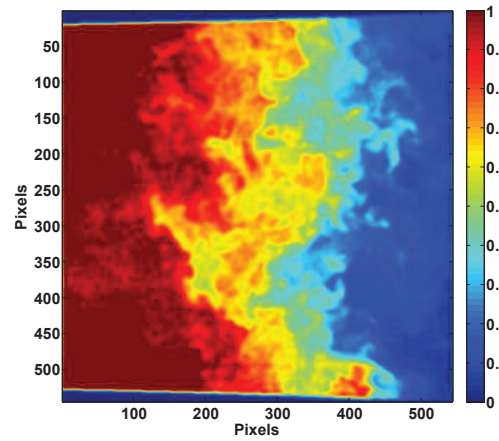
(a) Signal moyen de fluorescence de la nappe (u.a.)



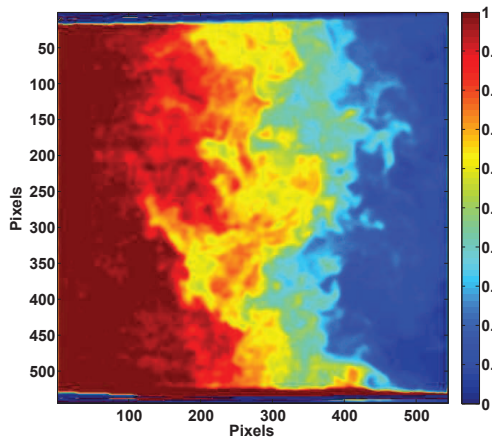
(b) Signal instantané de fluorescence de l'écoulement (u.a.)



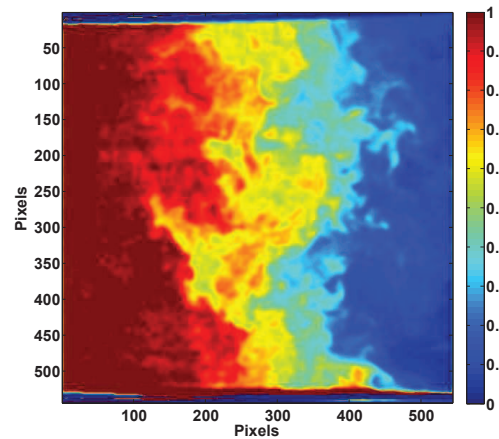
(c) Champ instantané de fraction molaire de combustible



(d) Champ instantané de fraction molaire de combustible après filtrage



(e) Champ instantané de fraction molaire de combustible après filtrage et après correction des fluctuations tir à tir de l'énergie laser



(f) Champ instantané de fraction de mélange

Figure 2.21 – Images illustrant les traitements appliqués aux enregistrements de fluorescence

## 2.5.6 Dispositif et conditions expérimentales pour l'étude de l'allumage en écoulement non prémélangé

L'étude de l'influence du champ local instantané de fraction de mélange sur l'allumage en écoulement non prémélangé a été réalisée pour l'intensité de turbulence la plus élevée de notre dispositif expérimental, c'est-à-dire pour des essais d'allumage en  $x_{étincelle} = 60$  mm au-dessus de l'injecteur multi-échelles (voir caractéristiques de la turbulence dans le Tableau 2.4). Rappelons que la soufflerie est divisée en deux compartiments permettant l'injection séparée du combustible et du comburant (Figure 2.2). Ainsi une couche de mélange turbulente entre le combustible et le comburant se développe à la sortie du convergent.

Des mesures du champ de fraction de mélange ont été réalisées pour deux positions différentes de la soufflerie (Figure 2.22).

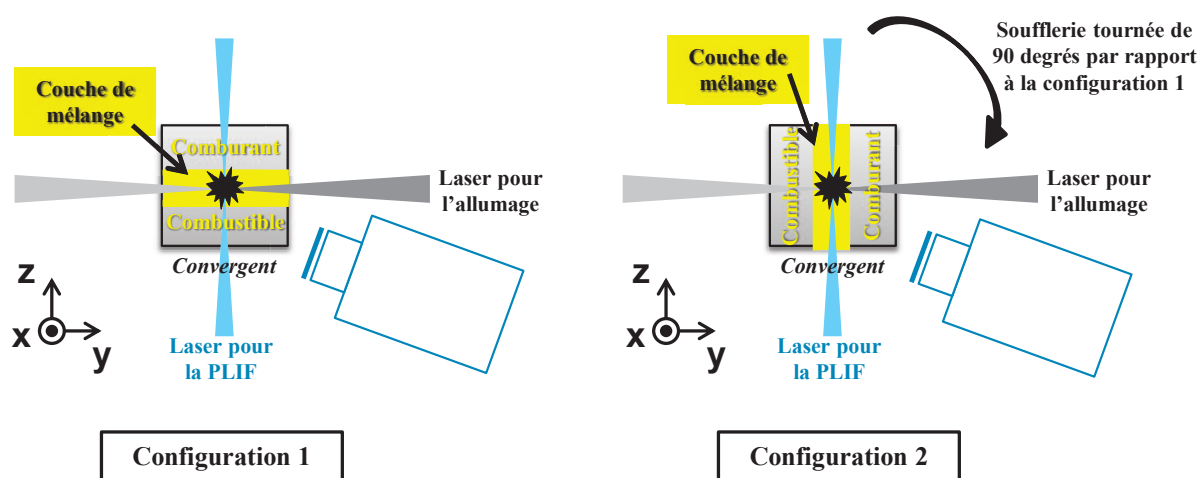


Figure 2.22 – Mesures de PLIF sur acétone réalisées pour deux positions différentes de la soufflerie

### Configuration 1 : Caractérisation de la couche de mélange

Dans la configuration 1 (Figure 2.22), la soufflerie est positionnée de manière à ce que la nappe laser utilisée pour les mesures de fluorescence passe à travers la couche de mélange (nappe laser perpendiculaire aux surfaces iso- $Z$ ). Les mesures présentées sur la Figure 2.21 ont été obtenues dans cette configuration.

Les enregistrements réalisés dans cette configuration ont permis de caractériser la couche de mélange turbulente. Le champ moyen  $\langle Z \rangle$  et le champ de fluctuations  $Z'$  de la fraction de mélange, calculés à partir de 500 enregistrements, sont présentés sur la Figure 2.23. Nous pouvons observer la couche de mélange sur la Figure 2.23.a. Son épaisseur  $\delta_Z$  est définie de la manière suivante [15] :

$$\delta_Z = \frac{Z_F^0}{\max \left| \frac{\partial \langle Z \rangle}{\partial z} \right|} \quad (2.35)$$

où  $Z_F^0$  est la fraction de mélange de combustible dans le jet introduisant le combustible dans l'écoulement combustible/comburant :  $Z_F^0 = 1$  dans notre étude.  $\delta_Z$  a été calculée dans les conditions de turbulence de l'étude, c'est-à-dire à partir du profil du champ moyen de fraction

de mélange en  $x = 60$  mm au-dessus de l'injecteur multi-échelles :  $\delta_Z = 21$  mm.

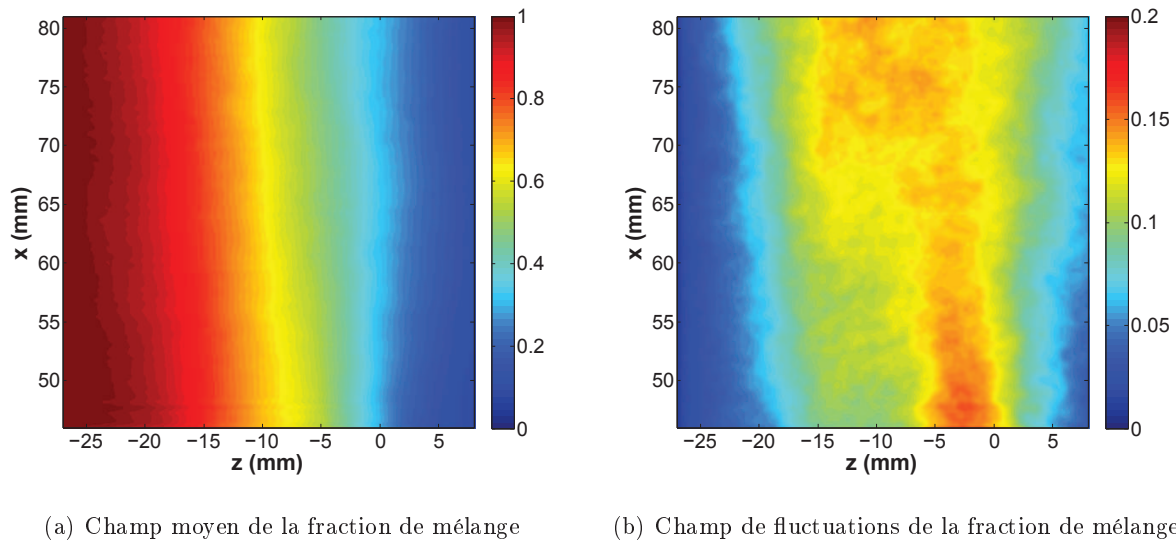


Figure 2.23 – Champs moyen et de fluctuations de la fraction de mélange dans les conditions de turbulence générées par l'injecteur multi-échelles

**Configuration 2 : Enregistrements du champ de  $Z$  couplés à des mesures d'imagerie rapide pour l'étude de l'allumage en écoulement non prémélangé**

Pour l'étude de l'influence du champ local instantané de fraction de mélange sur l'allumage en écoulement non prémélangé, le champ de  $Z$  a été enregistré dans la configuration 2 (Figure 2.22). Dans ce cas, la soufflerie est tournée de manière à ce que la nappe laser utilisée pour les mesures de fluorescence passe dans un plan uniforme de  $\langle Z \rangle$  (nappe parallèle aux surfaces iso- $Z$  de la couche de mélange). La nappe laser et l'étincelle d'allumage sont placées dans le plan  $\langle Z \rangle = Z_{st}$  de la couche de mélange. Le positionnement de la nappe laser dans ce plan permet d'augmenter la probabilité que le noyau reste dans le plan de mesure de la fluorescence, car le noyau se déplace généralement vers les zones stœchiométriques de l'écoulement. Cette configuration étant adaptée à un suivi temporel du noyau, des enregistrements d'imagerie rapide (dispositif décrit dans la partie 2.6.1) ont été ajoutés aux mesures de PLIF, pour pouvoir reconstruire le trajet du noyau de flamme dans le champ de fraction de mélange, à chaque essai d'allumage.

## 2.6 Visualisation de l'étincelle et du noyau de flamme par caméra intensifiée

Plusieurs dispositifs de visualisation du noyau et de l'étincelle par caméra intensifiée ont été mis en place :

- des mesures d'imagerie rapide du noyau (par caméra rapide munie d'un intensificateur) ont été ajoutées aux mesures de PLIF sur acétone, pour l'étude de l'allumage en écoulement non prémélangé.

- des images de l'étincelle induite par laser ont été enregistrées par une caméra intensifiée (entre  $t = 10$  et  $100$  ns).



- des images du noyau à différents instants après la création de l'étincelle ont également été enregistrées par la caméra intensifiée (entre  $t = 20 \mu\text{s}$  et  $3 \text{ ms}$ ), pour l'étude de l'allumage en écoulement prémélangé.

Ces trois dispositifs sont présentés ici.

### 2.6.1 Imagerie rapide du noyau couplée à la mesure de champ de fraction de mélange

Pour pouvoir reconstruire le trajet du noyau de flamme dans le champ de fraction de mélange à chaque essai d'allumage en écoulement non prémélangé, une caméra rapide (*Phantom - V9 - 8 bits*) munie d'un intensificateur (*Hamamatsu - High Speed Gated Image Intensifier Unit - C10880*) et d'un objectif (*Nikon - Nikkor 50 mm f/1.2*) a été ajoutée au dispositif de PLIF sur acétone (Figure 2.24).

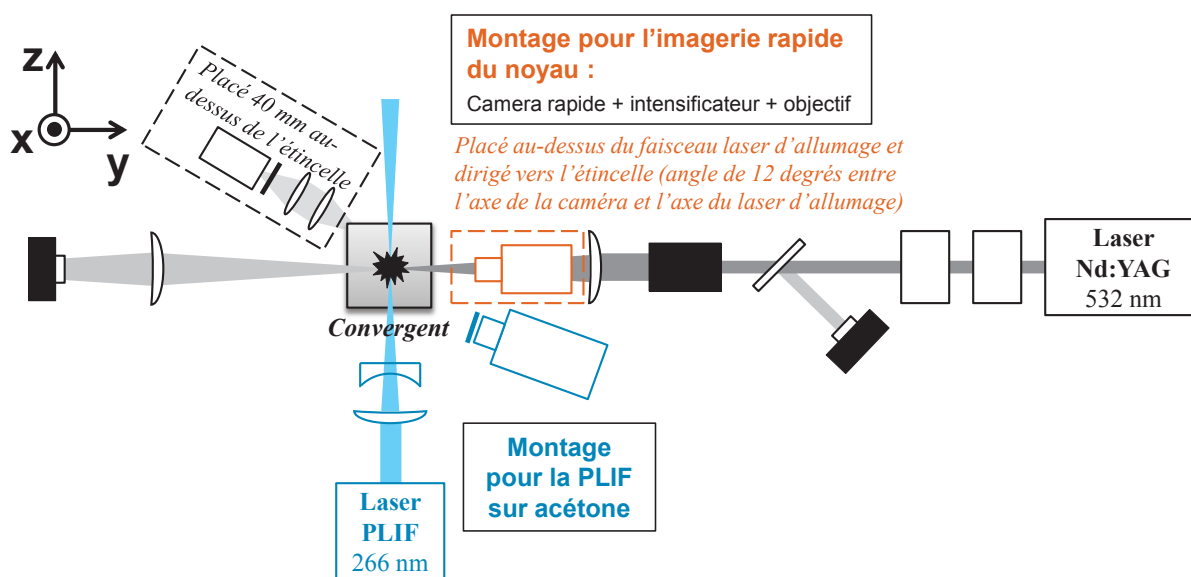


Figure 2.24 – Schéma du montage d'imagerie rapide du noyau (en orange) couplé au montage de PLIF sur acétone (en bleu), ajouté au dispositif d'allumage (vue de dessus)

A chaque essai d'allumage (déclenché à  $t = 0$ ), 20 images du noyau sont enregistrées par la caméra rapide, à une fréquence d'acquisition de 20 kHz (soit une acquisition toutes les  $50 \mu\text{s}$ ). Cette série d'enregistrements débute à  $t = 50 \mu\text{s}$  et se termine à  $t = 1000 \mu\text{s}$ . Pour cette fréquence d'acquisition (20 kHz), la taille de capteur est de  $192 \times 192$  pixels<sup>2</sup>. Le champ enregistré a une dimension de  $18 \times 18 \text{ mm}^2$ , ce qui correspond à un grandissement de 10.7 pixels/mm. Afin d'avoir le meilleur rapport signal sur bruit, le temps d'ouverture de la caméra rapide et de l'intensificateur est de  $46 \mu\text{s}$  pour l'enregistrement de chaque image. Le gain de l'intensificateur est fixé à son maximum, soit à 999. Avec ces réglages, le signal est d'environ 200 au niveau du noyau et est égal à 0 sur le reste de l'image.

L'acquisition des enregistrements est effectuée par le logiciel *Phantom 689*. Les images enregistrées sont ensuite importées sous *Davis* pour être redressées, afin de corriger l'inclinaison de la caméra. La calibration pour le redressement des images est réalisée à partir de l'image de mire. *Matlab* est ensuite utilisé pour le traitement des images redressées : soustraction du bruit, filtrage par un filtre gaussien, binarisation (par la méthode d'Otsu [111]) pour obtenir le contour du noyau.

### 2.6.2 Enregistrements de l'étincelle induite par laser (Figure 2.25 - caméra en position 1)

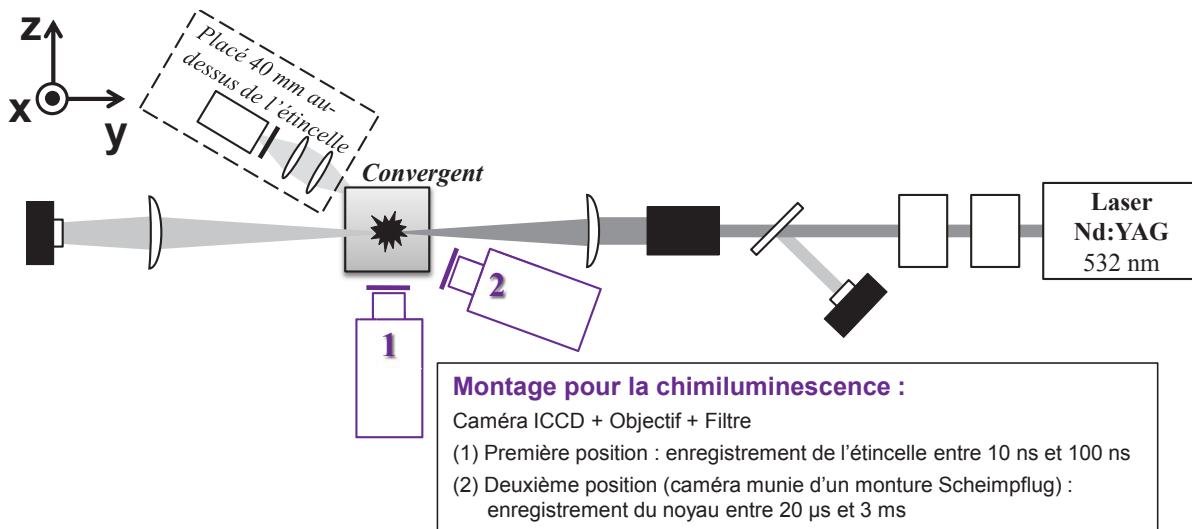


Figure 2.25 – Schéma du montage pour la visualisation de l'étincelle et du noyau de flamme (en violet) ajouté au dispositif d'allumage (vue de dessus)

Pour étudier l'étincelle, des images du plasma induit par laser ont été enregistrées à différents instants après le déclenchement du pulse du laser d'allumage (entre  $t = 1$  et 100 ns suivant les études). Une caméra intensifiée (*Roper Scientific - PIMAX—GENII - 512×512 pixels<sup>2</sup> - 16 bits*) est placée perpendiculairement au faisceau du laser d'allumage et donc à l'étincelle (Figure 2.25 - caméra en position 1). La caméra est munie d'un objectif (*Canon - MP-E 65 mm f/2.8 - 1-5x*) permettant d'obtenir un champ de  $2 \times 2$  mm<sup>2</sup>. Le grandissement obtenu est de 215 pixels/mm.

Afin de ne pas endommager le capteur de la caméra intensifiée par la forte luminosité des étincelles d'allumage, des filtres sont placés devant l'objectif : des filtres gris et un filtre *Melles Griot - 03FGC013/BG12*. Suivant l'étude réalisée, le gain et le temps d'ouverture de la caméra sont différents et seront donc indiqués avec la présentation des résultats.

L'acquisition des enregistrements est effectuée par le logiciel *WinView*. *Matlab* est ensuite utilisé pour le traitement des images : soustraction du bruit, filtrage par un filtre gaussien et suivant les études, binarisation (par la méthode d'Otsu [111]).

### 2.6.3 Enregistrements du noyau de flamme (Figure 2.25 - caméra en position 2)

En écoulement prémélangé, le noyau de gaz chauds puis le noyau de flamme ont été enregistrés à différents instants après le déclenchement du pulse du laser d'allumage (entre  $t = 20 \mu$ s et 3 ms). Pour ces mesures, la caméra intensifiée (*Roper Scientific - PIMAX—GENII - 512×512 pixels<sup>2</sup> - 16 bits*) est équipée d'un objectif (*Nikon - Nikkor 50 mm f/1.2*) et d'un filtre de rejection à 532 nm qui permet de protéger le capteur vis-à-vis de la forte luminosité des étincelles induites par laser. La caméra intensifiée est placée de manière à enregistrer le noyau dans le plan perpendiculaire à l'axe du laser d'allumage et passant par l'étincelle (Figure 2.25 - caméra en position 2). Afin que l'image soit nette sur tout le capteur, l'objectif et la caméra intensifiée sont installés sur une monture Scheimpflug. Un angle de 18° a été mesuré entre l'axe de la caméra et l'axe du laser

d'allumage. Le champ enregistré a une dimension de  $25 \times 25 \text{ mm}^2$  pour une taille de capteur de  $512 \times 512 \text{ pixels}^2$ , ce qui correspond à un grandissement de 20.5 pixels/mm. Pour avoir le meilleur rapport signal sur bruit, le gain de la caméra est fixé à 200 et son temps d'ouverture à  $30 \mu\text{s}$  pour les différents enregistrements.

L'acquisition des enregistrements est effectuée par le logiciel *WinView*. Les images enregistrées sont ensuite importées sous *Davis* pour être redressées, afin de corriger l'inclinaison de la caméra. La calibration pour le redressement des images est réalisée à partir de l'image de mire enregistrée par la caméra intensifiée. *Matlab* est ensuite utilisé pour le traitement des images redressées : soustraction du bruit et filtrage par un filtre gaussien.

## Chapitre 3

---

# Caractérisation de l'étincelle induite par laser

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Formation du plasma</b>	<b>123</b>
3.1.1	Mesure de l'énergie de claquage	123
3.1.2	Imagerie de l'étincelle	125
3.1.2.1	Etude de la croissance de l'étincelle	126
3.1.2.2	Influence de la distance focale sur la géométrie de l'étincelle	130
<b>3.2</b>	<b>Etude de l'onde de choc</b>	<b>132</b>
3.2.1	Visualisation par PIV	132
3.2.2	Visualisation par PLIF sur acétone	137
3.2.3	Conclusion	139

---

Ce chapitre est une étude préliminaire à l'analyse de l'allumage. Il a pour but de caractériser le dispositif d'allumage par étincelle induite par laser utilisé pour notre étude (voir sa description dans la partie 2.3). Dans une première partie, le plasma obtenu à l'issue du claquage induit par laser est étudié. Puis, une seconde partie est dédiée à la visualisation et à l'étude de l'onde de choc générée lors du claquage.

## 3.1 Formation du plasma

Le montage utilisé pour réaliser les études présentées dans cette partie est celui reporté sur la Figure 2.6, sans l'élargisseur de faisceau et pour différentes lentilles sphériques convergentes de focale  $f = 75, 100$  et  $150$  mm, à la place de la lentille  $f = 200$  mm.

### 3.1.1 Mesure de l'énergie de claquage

L'énergie de claquage induit par laser, notée ici  $E_b$  (breakdown), est généralement définie comme l'énergie laser incidente pour laquelle la moitié des pulses laser conduit à un claquage [17, 20]. Cette définition est due au caractère stochastique du claquage induit par laser dans un certain intervalle d'énergie incidente.

L'énergie de claquage a été mesurée pour les trois lentilles de distance focale  $f = 75, 100$  et  $150$  mm, dans un écoulement d'air de vitesse égale à  $4$  m/s. Pour différents réglages de l'atténuateur d'énergie, la moyenne de l'énergie incidente  $E_i$  (avant le point focal), de l'énergie restante  $E_r$  (après le point focal) et de l'énergie déposée  $E_d$  ( $E_d = E_i - E_r$ ) est calculée à partir de l'enregistrement de l'énergie de 100 pulses laser par les deux têtes pyroélectriques (montage (b) de la Figure 2.10).

La Figure 3.1 présente la probabilité de claquage en fonction de l'énergie incidente moyenne, mesurée pour les trois lentilles. Une interpolation linéaire des points entre 0 et 100 % de probabilité permet d'obtenir l'énergie de claquage, cette énergie étant l'énergie incidente pour laquelle la probabilité de claquage est de 50 % :  $E_b = E_i(50\%)$ . Concernant le calcul de l'incertitude de l'énergie de claquage, rappelons que l'énergie incidente  $E_i$  est calculée à partir de l'énergie  $E_1$

mesurée par la tête pyroélectrique 1 et du coefficient d'étalonnage  $\alpha$  :  $E_i = \alpha E_1$  (Equation 2.9). Sachant que l'incertitude relative de l'énergie mesurée  $E_1$  est  $\Delta E_1/E_1 = \pm 2.5\%$  (Equation 2.12), l'incertitude de l'énergie incidente et donc de l'énergie de claquage est calculée de la manière suivante :  $\Delta E_b = \Delta E_i(50\%) = E_i(50\%)\Delta E_1/E_1$ . En suivant cette méthode, nous obtenons les énergies de claquage et les incertitudes suivantes :  $E_b = (3.18 \pm 0.08)$  mJ pour  $f = 75$  mm,  $E_b = (3.79 \pm 0.09)$  mJ pour  $f = 100$  mm,  $E_b = (6.44 \pm 0.16)$  mJ pour  $f = 150$  mm.

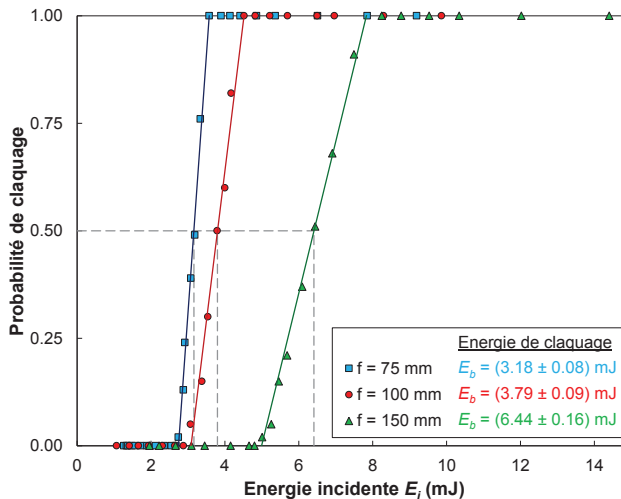


Figure 3.1 – Probabilité de claquage en fonction de l'énergie incidente moyenne (chaque point est obtenu à partir de l'enregistrement de 100 pulses laser) pour trois lentilles de distance focale différente.

A partir des enregistrements réalisés pour déterminer l'énergie de claquage, l'énergie après le point focal  $E_r$  et l'énergie déposée  $E_d$  ont également été calculées. Les résultats en fonction de l'énergie incidente sont reportés sur la Figure 3.2. Les traits en petits pointillés représentés sur la Figure 3.2.a délimitent l'intervalle d'énergie incidente pour lequel la probabilité de claquage passe de 0 à 100 % :  $E_i(0\%) < E_i < E_i(100\%)$ , où  $E_i(0\%)$  est l'énergie incidente en-dessous de laquelle aucun claquage n'est observé et  $E_i(100\%)$ , l'énergie incidente à partir de laquelle la probabilité de claquage devient égale à 1. Les traits en grands pointillés donnent l'énergie de claquage ( $E_i(50\%)$ ). Lorsque  $E_i < E_i(0\%)$ , le claquage n'ayant pas lieu, nous avons  $E_r = E_i$  et  $E_d = 0$ . Lorsque  $E_i > E_i(100\%)$ , l'énergie restante  $E_r$  correspond à la portion de l'énergie du pulse transmise avant le début du claquage, le reste de l'énergie incidente étant déposée dans le plasma. Une évolution linéaire de  $E_d$  en fonction de  $E_i$  est observée lorsque  $E_i > E_i(100\%)$ . Cette linéarité est liée au phénomène de cascade électronique intervenant au cours du claquage (voir partie 1.1.1.1). D'une part, ce phénomène permet l'absorption d'énergie et pilote donc la valeur de  $E_d$ . D'autre part, ce phénomène est directement lié au nombre de photons incidents, qui est proportionnel à l'énergie laser incidente  $E_i$ . Ceci explique l'évolution linéaire entre  $E_d$  et  $E_i$ . La Figure 3.2.b met également en évidence le fait que l'allumage par étincelle induite par laser permet de contrôler facilement l'énergie déposée (en modifiant l'énergie incidente).

Les Figures 3.1 et 3.2 montrent l'influence de la distance focale sur le phénomène de claquage. Nous constatons que l'énergie de claquage est plus élevée lorsque la distance focale augmente. Ce résultat a déjà été observé dans différentes études [17, 12, 112]. D'après les équations 2.7 et 2.8, le volume de dépôt d'énergie au point focal est proportionnel à  $f^4$ . Ainsi, pour la même énergie incidente, l'utilisation d'une lentille de plus grande distance focale conduit à une plus faible densité d'énergie par unité de volume au point focal. Pour atteindre le claquage, il faut

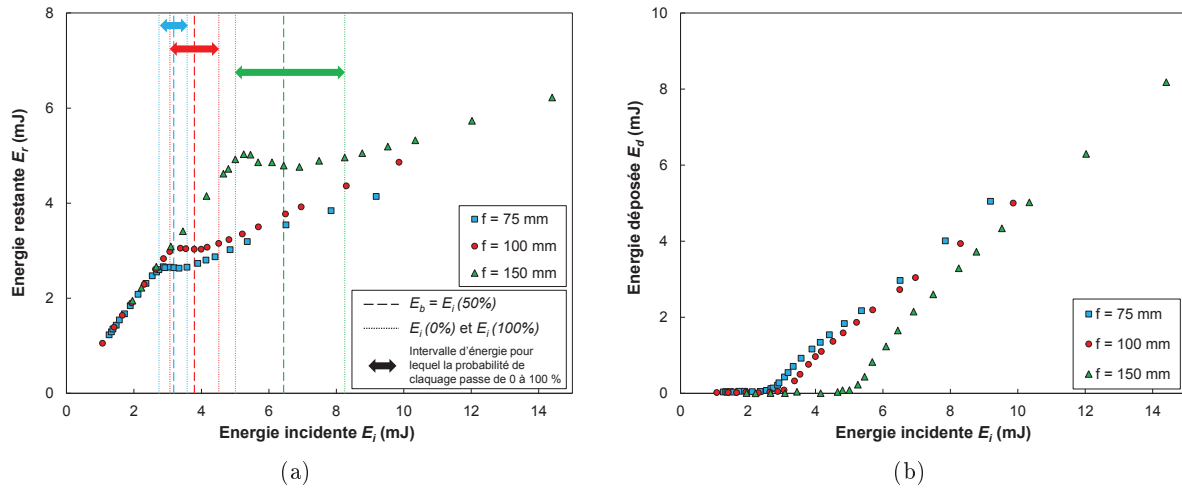


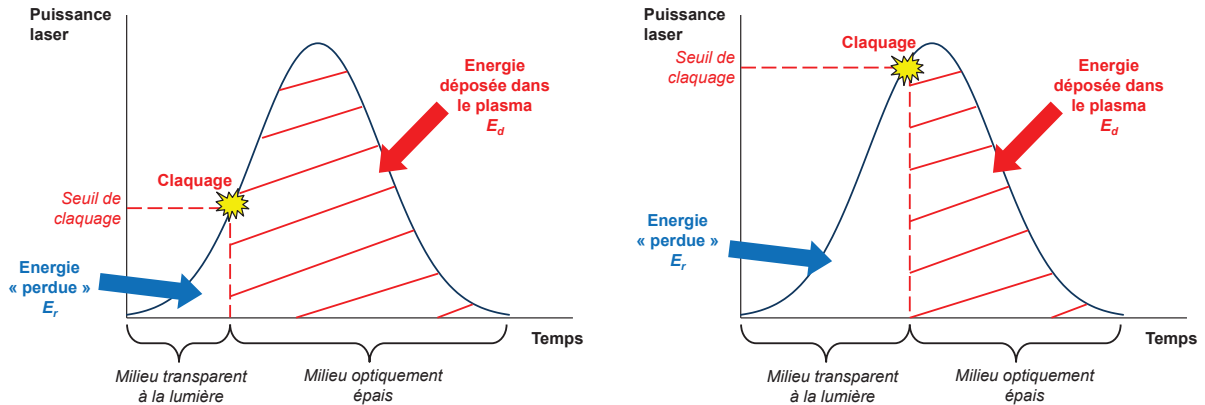
Figure 3.2 – (a) Energie restante en fonction de l'énergie incidente - (b) Energie déposée en fonction de l'énergie incidente -  $E_r$ ,  $E_d$  et  $E_i$  sont des énergies moyennes calculées à partir de 100 enregistrements d'énergie.

donc augmenter l'énergie incidente, afin d'obtenir une densité locale de photons plus élevée et permettre au processus de claquage de s'initier. Pour la même raison, l'intervalle d'énergie incidente pour lequel la probabilité de claquage passe de 0 à 100 % est plus large lorsque la distance focale augmente.

De plus, la Figure 3.2. montre que le dépôt d'énergie est moins efficace lorsque la distance focale est grande. En effet, pour une énergie incidente  $E_i$  donnée, l'énergie déposée  $E_d$  est moins élevée pour les grandes distances focales (Figure 3.2.b) et l'énergie  $E_r$ , correspondant à l'énergie non utilisée pour le claquage, est plus élevée (Figure 3.2.a). Ceci s'explique par le fait que, la densité d'énergie au point focale étant plus faible pour les grandes valeurs de  $f$ , le claquage est atteint plus tard au cours du pulse. Ainsi, une moins grande portion du pulse est utilisée pour la formation du plasma. La Figure 3.3 illustre ce phénomène en représentant, pour une même énergie incidente, la portion d'énergie du pulse déposée dans le plasma pour deux claquages ayant été initiés à des instants différents au cours du pulse.

### 3.1.2 Imagerie de l'étincelle

Afin d'étudier les caractéristiques de l'étincelle induite par laser, des enregistrements du plasma à différents instants  $t$  après le déclenchement du laser ont été réalisés par une caméra ICCD (caméra en position 1 sur le montage de la Figure 2.25 - montage sans élargisseur de faisceau). Ces enregistrements ont été effectués pour les trois lentilles de distance focale  $f = 75$  mm, 100 mm et 150 mm, pour différentes énergies déposées  $E_d$  comprises entre 9 mJ et 45 mJ, dans un écoulement d'air de 4 m/s. Quel que soit l'instant d'enregistrement, le gain de la caméra a été fixé à 5, pour protéger le capteur de la forte émission de l'étincelle et le temps d'ouverture est de 4 ns. L'ensemble des images présentées dans cette partie ont été obtenues à partir de la moyenne de 100 images instantanées auxquelles le bruit de fond a été soustrait. Le point de coordonnées (0,0) correspond à l'emplacement du point focal de la lentille. Sur toutes les images, le trajet du laser est dirigé de la droite vers la gauche. Ainsi, le bord droit de l'étincelle est le bord d'attaque et le bord gauche est le bord de fuite.



(a) Seuil de claquage faible (cas des petites distances focales) (b) Seuil de claquage élevé (cas des grandes distances focales)

Figure 3.3 – Représentation de la portion d'énergie absorbée au point focal à la suite du claquage, pour une même énergie incidente, mais pour deux seuils de claquage différents

### 3.1.2.1 Etude de la croissance de l'étincelle

Les Figures 3.4 et 3.5 présentent l'image moyenne du plasma à différents instants  $t$ , respectivement pour la condition  $f = 75$  mm et  $E_d = 25$  mJ et pour la condition  $f = 150$  mm et  $E_d = 45$  mJ. Afin d'analyser ces enregistrements, reprenons le profil temporel de la puissance du pulse laser mesuré par photodiode rapide et donné dans la partie de description du dispositif expérimental, sur la Figure 2.7. Même si la largeur à mi-hauteur du pulse est de 8.2 ns, sa durée totale est de 20 ns et son maximum de puissance est atteint à  $t = 11$  ns.

D'après les Figures 3.4 et 3.5, le développement du plasma au cours du pulse se fait principalement dans la direction horizontale (dans l'axe du laser) et plutôt vers l'arrière au niveau du bord d'attaque du plasma (dans le sens opposé à celui du laser). Cette observation a déjà été faite par plusieurs auteurs ayant étudié le phénomène de claquage induit par laser dans l'air [26, 23, 12]. Au cours du pulse, dès que le seuil de claquage est atteint, le milieu devient optiquement épais et absorbe les photons incidents jusqu'à la fin du pulse. L'absorption des photons a tout d'abord lieu au niveau du point de claquage. Puis une fois cette zone totalement ionisée, l'absorption se fait un peu plus en amont. Cette zone est à son tour ionisée et ainsi de suite, le plasma se développe dans le sens opposé à celui du laser, en absorbant les photons incidents. Ainsi, la plupart de l'énergie déposée dans le plasma est absorbée en amont du point focal, ce qui explique que le bord d'attaque de l'étincelle soit plus large et de plus forte intensité que le bord de fuite. Cependant, les Figures 3.4 et 3.5 montrent que le plasma se développe aussi vers l'avant, au niveau du bord de fuite, même si cette croissance est moins importante. Concernant la forme asymétrique du plasma, C. Ternel [12] explique qu'elle est due en partie à l'onde de choc générée lors du claquage. L'onde de choc contribue à la croissance du plasma et a tendance à l'étirer dans les premiers instants suivant le claquage.

Afin de tracer l'évolution temporelle de l'intensité et des dimensions de l'étincelle, chaque image instantanée de plasma est binarisée. Le seuil de binarisation est déterminé par la méthode d'Otsu [111]. Un exemple d'image instantanée binarisée est reporté sur la Figure 3.6. L'image binarisée permet de déterminer la longueur et la largeur de l'étincelle, ainsi que sa surface sur l'image. La forme des étincelles pouvant être complexe, c'est la valeur maximale de la longueur et de la largeur qui est retenue. Connaissant les pixels inclus dans le plasma grâce à l'image

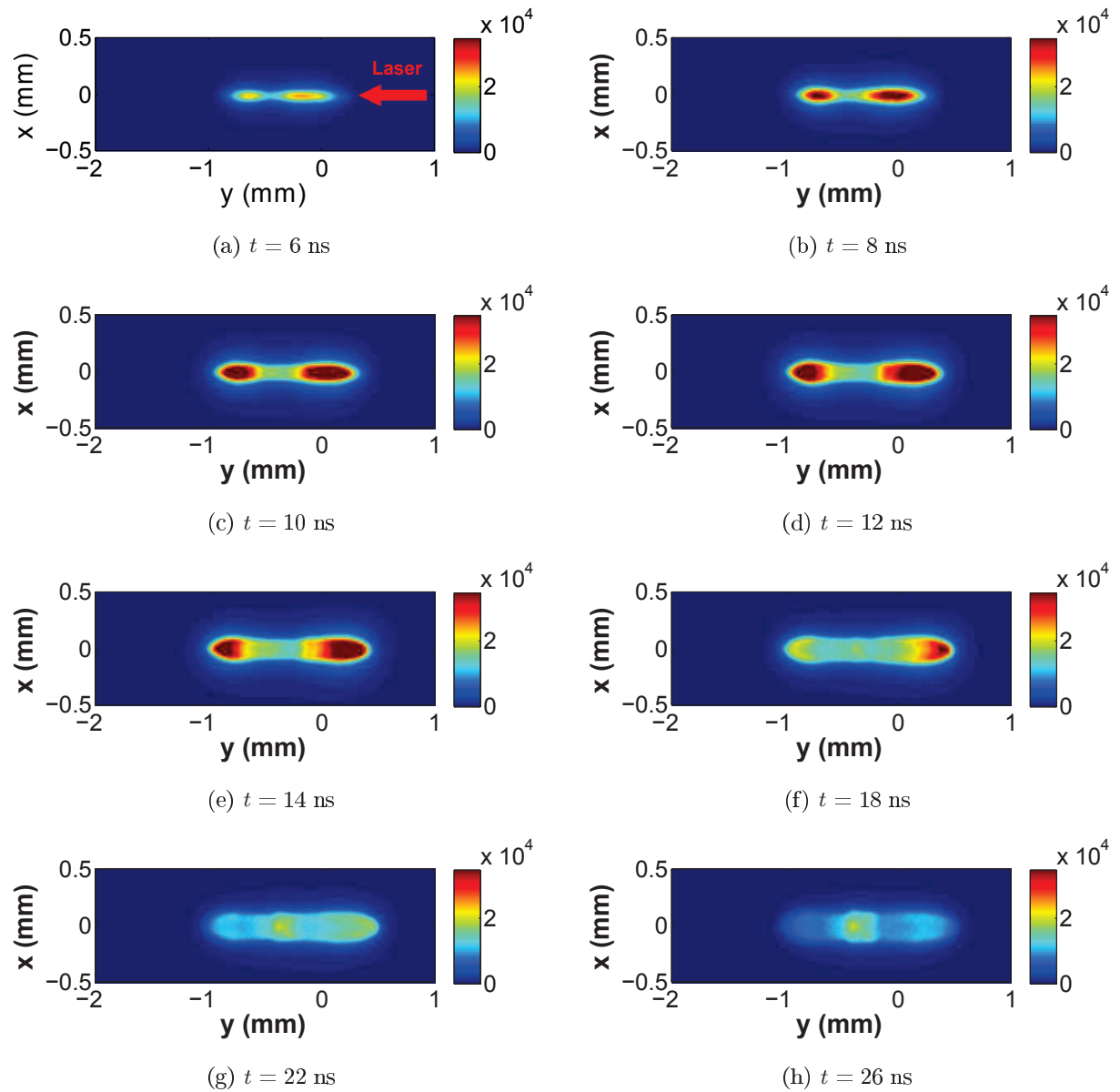


Figure 3.4 – Enregistrement par caméra ICCD de l'étincelle à différents instants  $t$  après le déclenchement du laser ( $f = 75$  mm,  $E_d = 25$  mJ, écoulement d'air). L'échelle de couleur correspond à l'intensité enregistrée par la caméra. Le trajet du laser est dirigé de la droite vers la gauche.



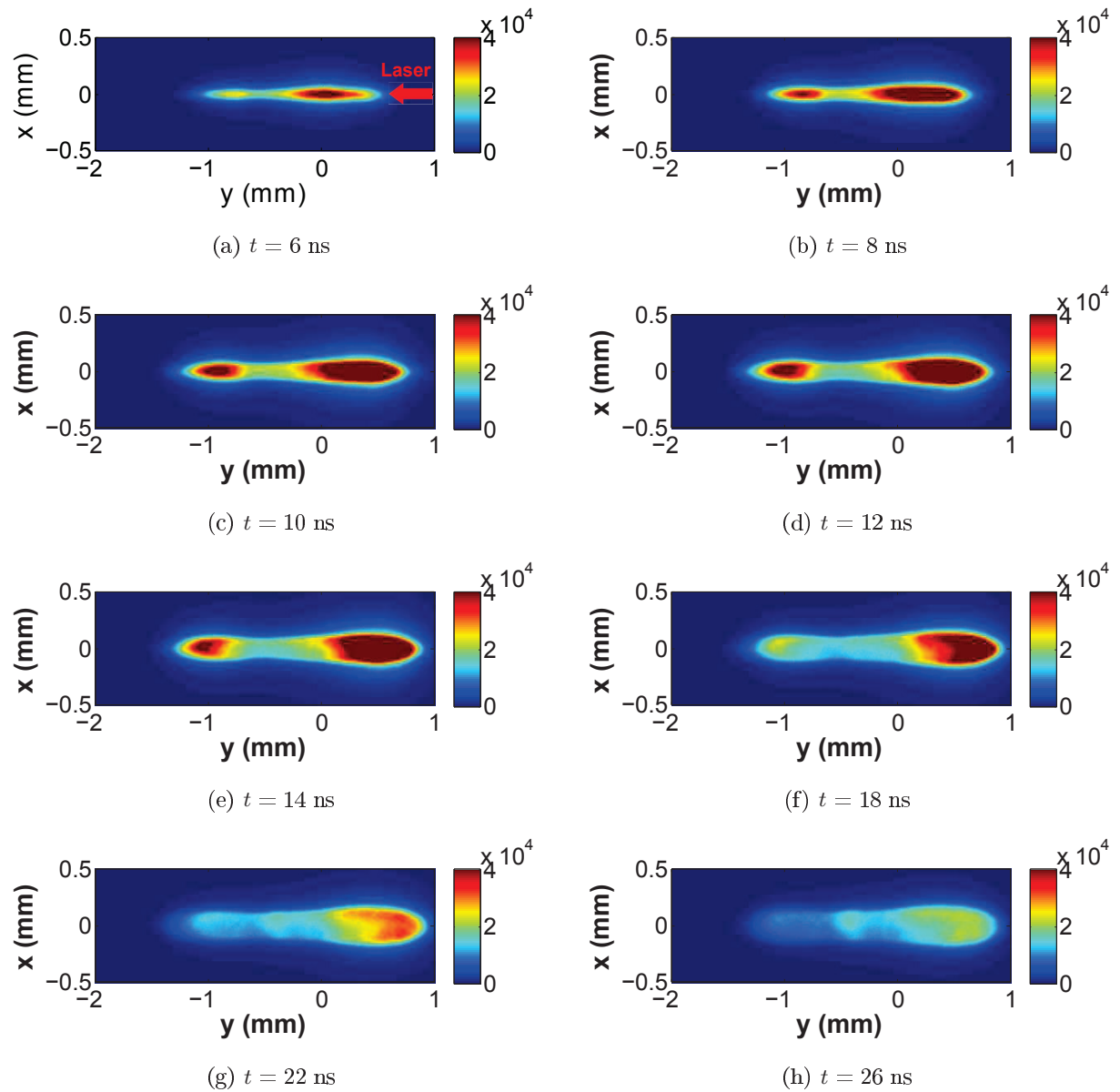


Figure 3.5 – Enregistrement par caméra ICCD de l'étincelle à différents instants  $t$  après le déclenchement du laser ( $f = 150$  mm,  $E_d = 45$  mJ, écoulement d'air). L'échelle de couleur correspond à l'intensité enregistrée par la caméra. Le trajet du laser est dirigé de la droite vers la gauche.

binaire, l'intensité d'émission moyenne de l'étincelle est calculée à partir de l'image instantanée.

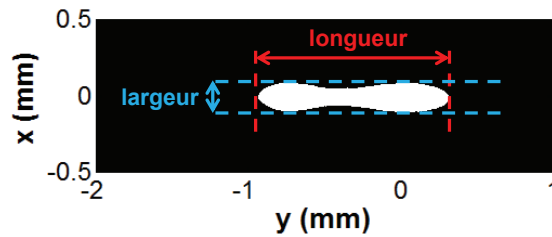


Figure 3.6 – Image binaire d'un enregistrement instantané de l'étincelle ( $t = 10$  ns,  $f = 75$  mm,  $E_d = 25$  mJ, écoulement d'air)

Dans le cas  $f = 75$  mm et  $E_d = 25$  mJ, la Figure 3.7 présente l'évolution temporelle de la moyenne de l'intensité et des dimensions du plasma, calculée à partir de 100 images pour chaque instant. Nous observons qu'un maximum d'intensité est atteint à 11 ns après le déclenchement du pulse. Ceci est cohérent avec le profil temporel de la puissance du pulse laser (Figure 2.7), car  $t = 11$  ns est l'instant auquel le pulse délivre une puissance maximale. Ensuite, la diminution de l'intensité du plasma observée sur la Figure 3.7.a correspond à la décroissance puis à la fin du pulse laser. Cette évolution de l'intensité et les images de l'étincelle (Figures 3.4 et 3.5) montrent que le plasma n'est plus visible au bout de quelques dizaines de nanosecondes, car son intensité décroît à la fin du pulse laser. Ce résultat est cohérent avec les études ayant enregistré le plasma avec un gain et un temps d'ouverture de la caméra constants, quel que soit l'instant de la mesure [12]. Afin de pouvoir continuer l'observation du plasma, le temps d'ouverture et le gain de la caméra doivent être adaptés à l'instant de l'enregistrement. De cette manière, Kawahara et al. [23] ont pu enregistrer le plasma jusqu'à 10  $\mu$ s après le déclenchement du pulse laser (Figure 1.5). Dans une autre étude présentée dans la suite (partie 4.2), nous avons enregistré des images du plasma à des instants plus long en modifiant les gain et le temps d'ouverture de la caméra. Les images moyennes obtenues à 10, 25, 50 et 100 ns sont reportées sur la Figure 3.8.

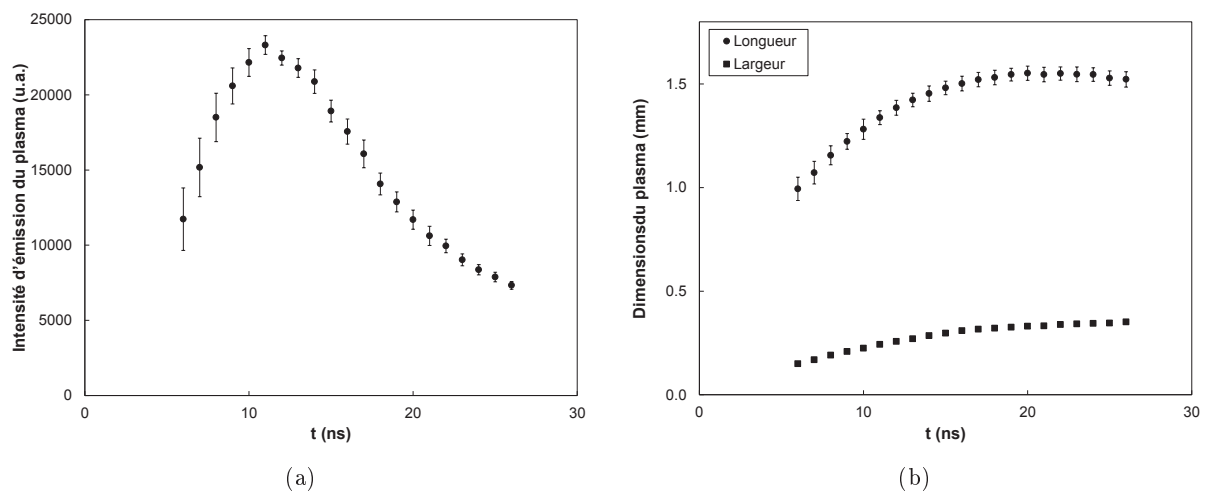


Figure 3.7 – Evolution temporelle de la moyenne de l'intensité d'émission et des dimensions du plasma ( $f = 75$  mm,  $E_d = 25$  mJ, écoulement d'air).

Concernant l'évolution temporelle des dimensions du plasma, la Figure 3.7.b montre que, conformément à ce qui est attendu, la dimension du plasma augmente au cours du temps. La faible diminution de la longueur observée vers  $t = 25$  ns, est due au phénomène expliqué dans le

paragraphe précédent (forte diminution de l'intensité du plasma à la fin du pulse laser).

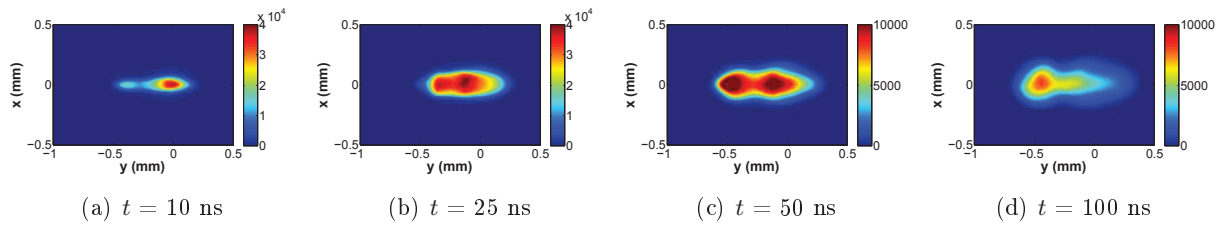


Figure 3.8 – Enregistrement par caméra ICCD de l'étincelle à différents instants  $t$  après le déclenchement du laser ( $f = 200$  mm,  $E_d = 3.6$  mJ, écoulement  $\text{CH}_4/\text{air}$ ) (pour  $t = 10, 25, 50, 100$  ns, le temps d'ouverture est de 1, 1, 2, 5 ns et le gain de 1, 1, 5, 50, respectivement).

L'échelle de couleur correspond à l'intensité enregistrée par la caméra. Le trajet du laser est dirigé de la droite vers la gauche.

### 3.1.2.2 Influence de la distance focale sur la géométrie de l'étincelle

Les résultats présentés ici sont ceux obtenus à partir des images enregistrées à  $t = 11$  ns, l'instant où l'intensité du plasma est maximale. La Figure 3.9 présente l'image moyenne du plasma à cet instant pour différentes valeurs de  $f$  et de  $E_d$ . La moyenne de la longueur, de la largeur et de la surface de l'étincelle dans les différentes conditions de l'étude est reportée sur la Figure 3.10 (calculs faits à partir des images binaires : voir la méthode dans le paragraphe précédent, Figure 3.6).

Les Figures 3.9 et 3.10.a montrent que le plasma est plus allongé pour les grandes distances focales. Ce phénomène est lié au fait que le volume de dépôt d'énergie devient plus élevé lorsque la distance focale augmente (proportionnel à  $f^4$ , d'après les équations 2.7 et 2.8). Le calcul du rayon et de la longueur du volume de dépôt pour  $f = 75$  mm et  $f = 150$  mm montre qu'il existe un rapport 2 entre les rayons ( $r = 2.54 \mu\text{m}$  et  $5.08 \mu\text{m}$ , respectivement) et un rapport 4 entre les longueurs ( $l = 116.5 \mu\text{m}$  et  $466.0 \mu\text{m}$ ). Pour cette raison, la modification de la distance focale a un impact beaucoup plus important sur la valeur de la longueur du plasma que sur la largeur (Figure 3.10.a).

Concernant la morphologie du plasma, nous constatons d'après la Figure 3.9 que pour  $f = 150$  mm, le centre du plasma est plus mince et le bord de fuite est plus petit et de moins forte intensité, que dans le cas de la lentille  $f = 75$  mm. Harilal et al. [113] ont montré que, pour les courtes distances focales, le volume du plasma augmente de la même manière en amont et en aval du faisceau laser incident. Si la distance focale est augmentée, le plasma s'allonge et se développe en priorité en amont, c'est-à-dire au niveau du bord d'attaque du plasma. C'est pourquoi, la surface de l'étincelle (Figure 3.10.b) est identique quelle que soit  $f$  (pour une énergie déposée donnée). En effet, lorsque  $f$  augmente, la plus grande longueur du plasma (Figure 3.10.a) est compensée par une morphologie plus mince et un bord de fuite plus petit, conduisant ainsi à une surface identique quelle que soit  $f$ .

L'intensité moyenne de l'étincelle a également été calculée à partir des images enregistrées. Les résultats en fonction de l'énergie déposée sont reportés sur la Figure 3.11, pour les trois distances focales étudiées. L'intensité mesurée est plus faible, lorsque la distance focale et donc le volume de dépôt d'énergie augmentent. En effet, dans ce cas, la densité d'électrons absorbés par unité de volume est moins grande, ce qui conduit à une intensité d'émission moins élevée.

Enfin, l'effet de la distance focale sur les fluctuations de taille et d'intensité a été étudié. La fluctuation relative reportée sur la Figure 3.12 a été calculée en effectuant le rapport de

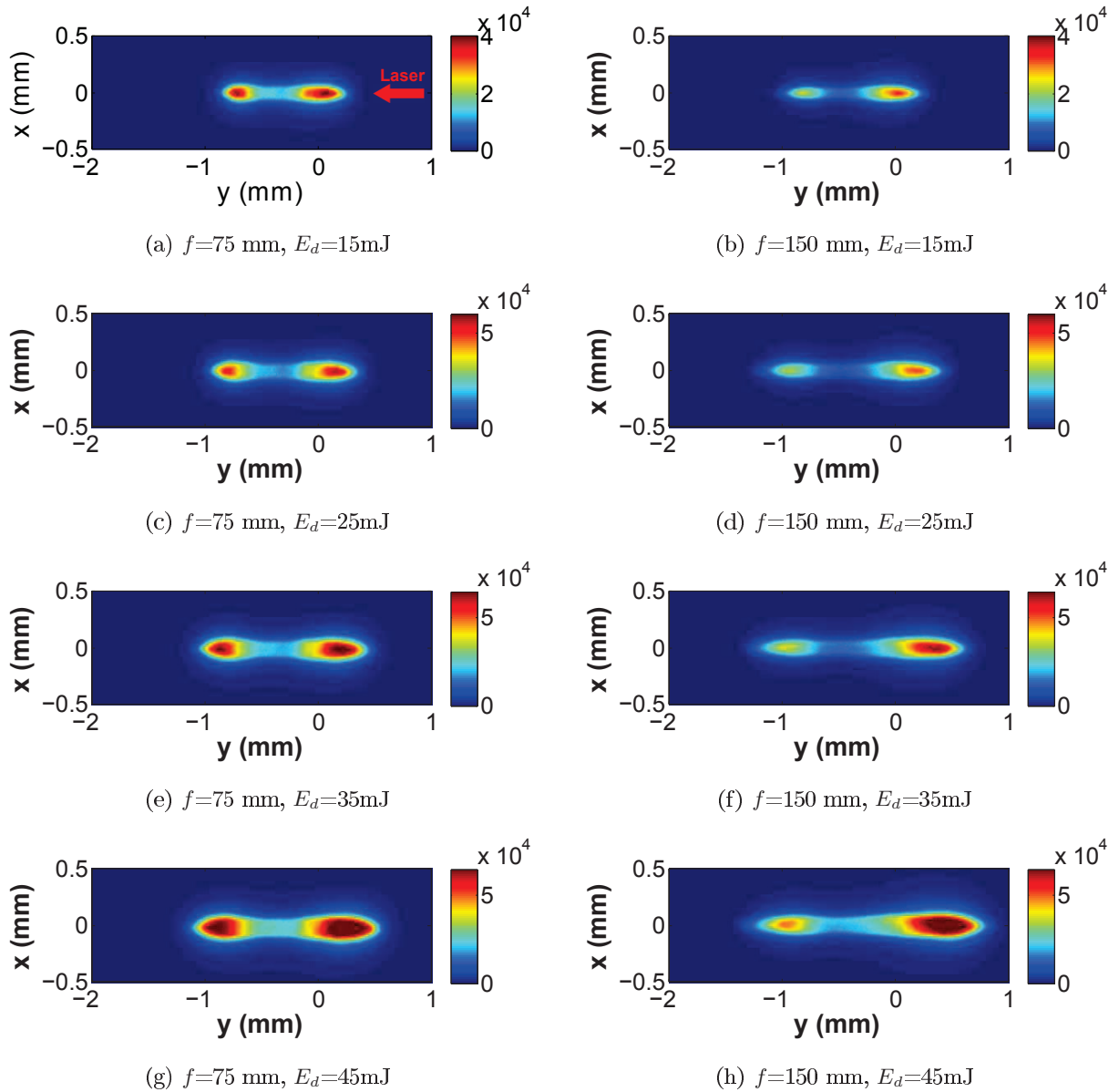


Figure 3.9 – Enregistrement par caméra ICCD de l'étincelle, à  $t = 11$  ns après le déclenchement du laser, pour différentes distances focales  $f$  et énergies déposées  $E_d$ . L'échelle de couleur correspond à l'intensité enregistrée par la caméra. Le trajet du laser est dirigé de la droite vers la gauche.

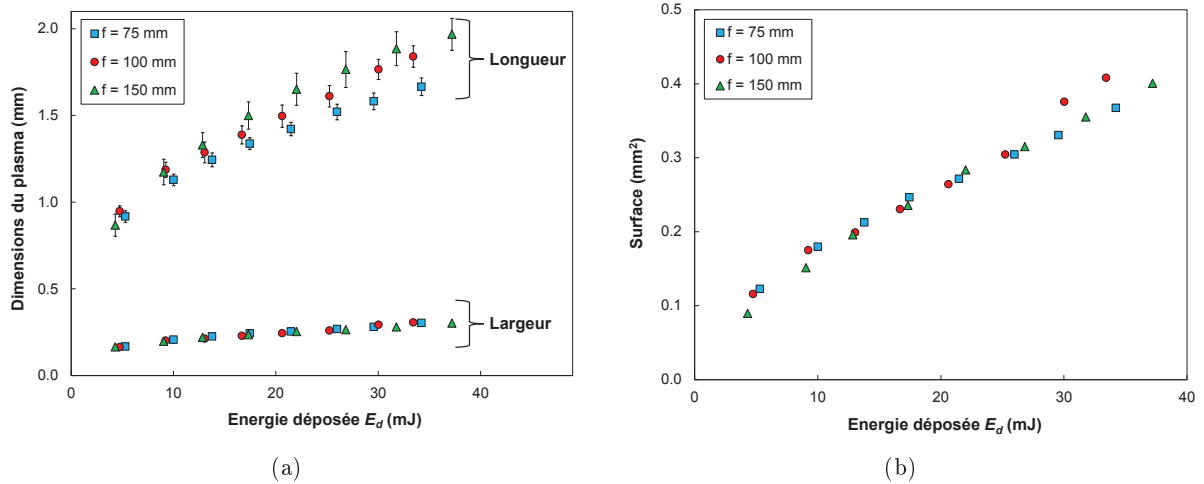


Figure 3.10 – Dimensions moyennes du plasma (longueur, largeur, surface) en fonction de l'énergie déposée, pour les trois lentilles de distance focale  $f = 75, 100, 150$  mm (à  $t = 11$  ns).

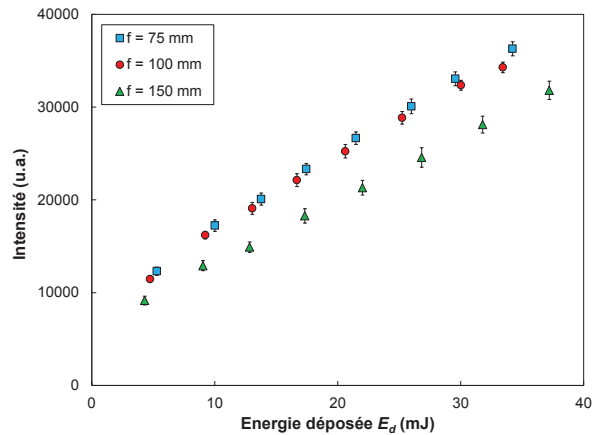


Figure 3.11 – Intensité moyenne du plasma en fonction de l'énergie déposée, pour les trois lentilles de distance focale  $f = 75, 100, 150$  mm (à  $t = 11$  ns).

l'écart-type et de la moyenne, obtenus à partir des 100 enregistrements réalisés dans une condition donnée. Nous constatons que le pourcentage de fluctuations de la longueur et de l'intensité d'émission du plasma est plus élevé lorsque la distance focale augmente.

Notons que l'effet de l'énergie déposée sur la taille et l'intensité de l'étincelle n'a pas été développé dans ce paragraphe, car les résultats observés (étincelle plus grande et plus intense lorsque  $E_d$  augmente) sont cohérents, connaissant les mécanismes de claquage.

## 3.2 Etude de l'onde de choc

### 3.2.1 Visualisation par PIV

Le dispositif de Vélocimétrie par Image de Particules (PIV) est présenté sur la Figure 2.13 dans le Chapitre 2 (partie 2.4). L'enregistrement du champ de vitesse à différents instants après le pulse laser (entre 10 et 100  $\mu$ s) permet d'observer la propagation de l'onde de choc générée lors du claquage (voir partie 1.1.3).

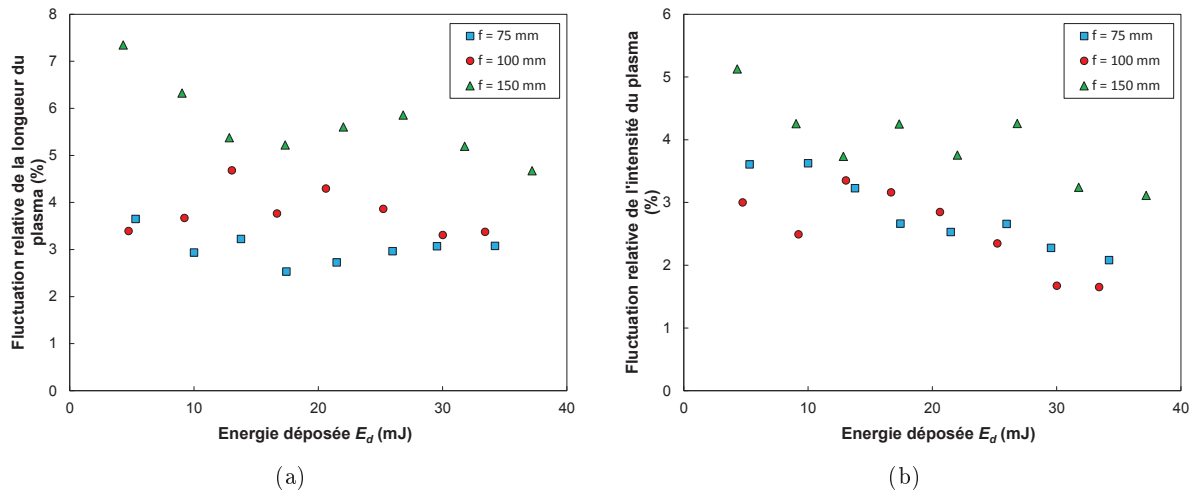


Figure 3.12 – Fluctuation relative (écart-type/moyenne calculé à partir de 100 enregistrements) de la longueur et de l'intensité du plasma en fonction de l'énergie déposée, pour les trois lentilles de distance focale  $f = 75, 100, 150$  mm (à  $t = 11$  ns).

La Figure 3.13 présente le champ de vitesse moyenne obtenu à différents instants après le pulse laser. Plus précisément, le temps  $t$  indiqué correspond à l'intervalle de temps entre le déclenchement du pulse du laser d'allumage et le premier pulse du laser de PIV, auquel nous avons additionné la moitié de la durée existant entre les deux pulses du laser de PIV ( $15/2 = 7.5 \mu\text{s}$ ). Les mesures ont été réalisées dans un écoulement laminaire de vitesse moyenne  $U_{edt}$  égale à 4 m/s et pour une énergie déposée  $E_d$  de 5 mJ. La vitesse moyenne de l'écoulement a été soustraite aux mesures présentées ici. L'axe du laser d'allumage est perpendiculaire au plan de la Figure et passe par le point de coordonnées  $(x = 0, z = 0)$ . Le profil de vitesse axiale ( $U - U_{edt}$ ) obtenu à partir de ces champs de vitesse a été tracé sur la Figure 3.14.

Les vitesses obtenues sur les Figures 3.13 et 3.14 ne donnent pas directement la valeur de la vitesse de propagation de l'onde de choc, mais indiquent la vitesse à laquelle les gouttes d'huile (ensemencées dans l'écoulement pour la PIV) ont été déplacées lors du passage de l'onde de choc. A  $t = 10.5 \mu\text{s}$  (Figure 3.13.a), les vecteurs vitesse sont dirigés vers l'extérieur du point de coordonnées  $(0,0)$ , traduisant la croissance de l'onde de choc autour du noyau. A cet instant, l'onde de choc s'est déjà détachée du noyau, car ce phénomène est généralement observé à des temps de l'ordre de quelques centaines de nanosecondes [19, 18]. Les enregistrements aux instants suivants (Figure 3.13.b-f) témoignent également de la propagation de l'onde de choc. Les profils de vitesse correspondants (Figure 3.14.b-f) montrent que le front de l'onde de choc, identifié grâce à un pic de vitesses positives lié au déplacement des gouttes d'huile vers l'extérieur, est suivi par une zone de vitesses négatives. Ces vitesses traduisent le mouvement des gouttes qui regagnent leur position initiale à la suite du passage de l'onde de choc. Bradley et Lung [57] ont étudié par simulation numérique la propagation de l'onde de choc et l'allumage du noyau par étincelle de type arc électrique. Le tracé des profils de vitesse à différents instants après le début de l'étincelle est présenté sur le Figure 3.15. Ces profils montrent un pic de vitesse similaire à ceux observé sur la Figure 3.14 et traduisant la présence de l'onde de choc. La zone de vitesses négatives suivant l'onde de choc visible sur nos mesures est moins marquée sur les profils reportés par Bradley et Lung [57].

Les résultats présentés sur les Figures 3.13 et 3.14 montrent également que les conditions de vitesse de l'écoulement observées dans un cas sans étincelle sont rétablies dès  $\sim 70 \mu\text{s}$ . Ainsi,

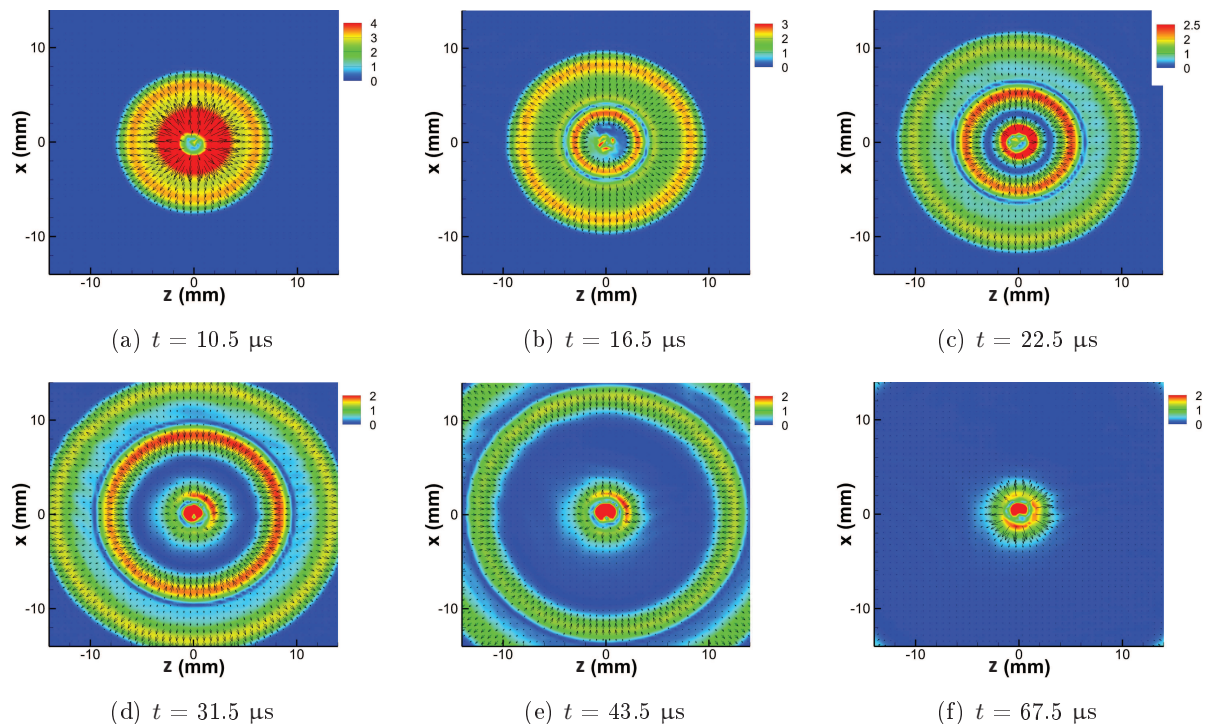


Figure 3.13 – Champ de vitesse moyenne enregistré à différents instants après le pulse laser (moyenne calculée à partir de 400 enregistrements). Les vecteurs vitesse sont tracés à partir de la vitesse axiale  $U - U_{eclt}$  et de la vitesse transversale  $W$ . L'échelle de couleur correspond au module du vecteur vitesse. Ecoulement laminaire,  $E_d = 5$  mJ

bien que l'onde de choc modifie la dynamique de l'écoulement lors de sa propagation, les conditions locales de vitesse sont rétablies dès la fin de son passage, avant la phase d'allumage du noyau. Cependant, notons que très localement, l'onde de choc est tout de même à l'origine d'une modification des champs de vitesse autour du noyau, pouvant conduire à un changement de sa morphologie à travers la formation d'un troisième lobe [19, 16] (voir partie 1.1.3.2). Ce phénomène très localisé n'est pas mesurable ici.

La position de l'onde de choc a été mesurée en fonction de temps, en écoulement laminaire pour une énergie déposée  $E_d$  de 5 mJ et en écoulement turbulent ( $x_{etincelle} = 80$  mm au-dessus de la grille F :  $\bar{u}' = 0.54$  m/s - voir Tableau 2.4) pour  $E_d = 5, 15$  et 25 mJ. Pour les différents instants et conditions d'enregistrement, la position du front de l'onde de choc est obtenue en recherchant sur le profil de vitesse la coordonnée du maximum, tel qu'indiqué sur la Figure 3.14 par une croix rouge. La position de l'onde de choc en fonction du temps est reportée sur la Figure 3.16.a. La vitesse de l'onde de choc a été calculée par une dérivée centrée d'ordre 2 et est reportée sur la Figure 3.16.b. La valeur de la vitesse acoustique définie par  $v_a = (\gamma P_1 / \rho_1)^{1/2}$  est indiquée par une ligne discontinue. Elle est égale à 344 m/s, pour l'air à 298 K et à  $P_1 = 10^5$  Pa ( $\gamma = 1.4$  et  $\rho_1 = 1.184$  kg/m<sup>3</sup>).

D'après la Figure 3.16, le fait que l'écoulement soit laminaire ou turbulent n'a pas d'effet sur la propagation de l'onde de choc. En effet, les temps caractéristiques de la turbulence ( $\bar{\tau}_i = 8.3$  ms,  $\bar{\tau}_k = 664$   $\mu$ s) sont très supérieurs aux temps caractérisant la propagation de l'onde de choc autour du noyau (de quelques  $\mu$ s à quelques dizaines de  $\mu$ s).

La Figure 3.16 montre également que l'énergie déposée  $E_d$  n'a pas d'effet sur la croissance de l'onde de choc. Quelle que soit l'énergie déposée, la Figure 3.16.b montre que la vitesse de

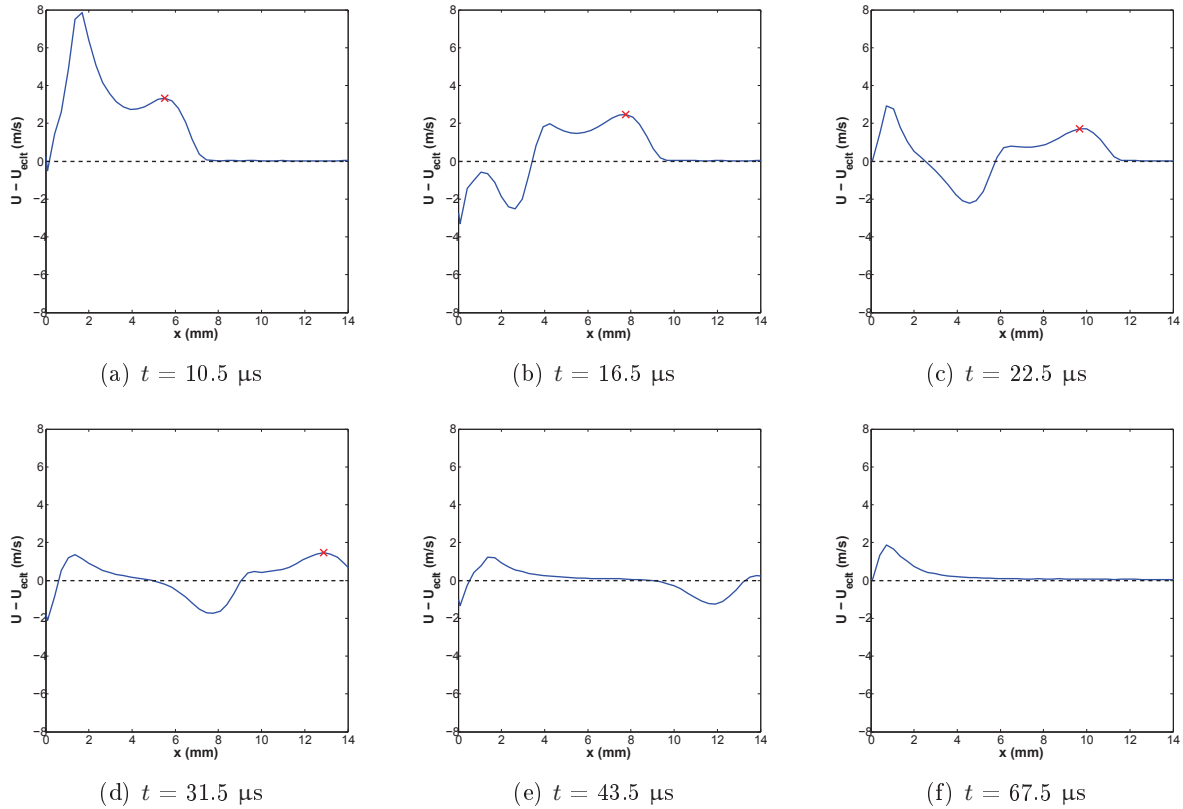


Figure 3.14 – Profil de vitesse axiale moyenne ( $U - U_{echt}$ ) obtenu à partir des champs de vitesse présentés sur la Figure 3.14. La position de l'onde de choc est représentée par une croix rouge.

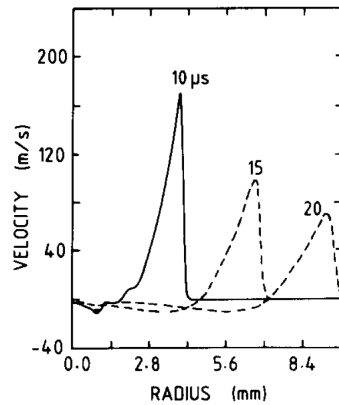


Figure 3.15 – Profils de vitesse des gaz autour du point d'allumage (radius = 0) tracés à différents instants après le début de l'étincelle. Simulations numériques réalisées par Bradley et Lung [57] dans le cas d'un allumage par étincelle de type arc électrique.

l'onde de choc devient constante à partir de  $t \sim 20-30 \mu\text{s}$  et est de l'ordre de la vitesse acoustique dans l'air :  $v_s \approx v_a$ . Ce résultat est cohérent avec l'étude de Bradley et Lung [57] qui ont calculé l'évolution temporelle des profils de masse volumique, de pression, de vitesse et de température autour du noyau pour différentes énergies déposées. Ils ont montré que l'augmentation de l'énergie déposée n'a pas d'influence sur la propagation de l'onde de choc, mais qu'elle permet une expansion thermique du noyau plus rapide. Cependant, avant  $t \sim 20-30 \mu\text{s}$ , la Figure 3.16.b montre que la vitesse de l'onde de choc semble décroître et sa valeur paraît tout de même être légèrement influencée par  $E_d$ . Plus  $E_d$  est grande, plus  $v_s$  semble être élevée. Beduneau et al. [17]



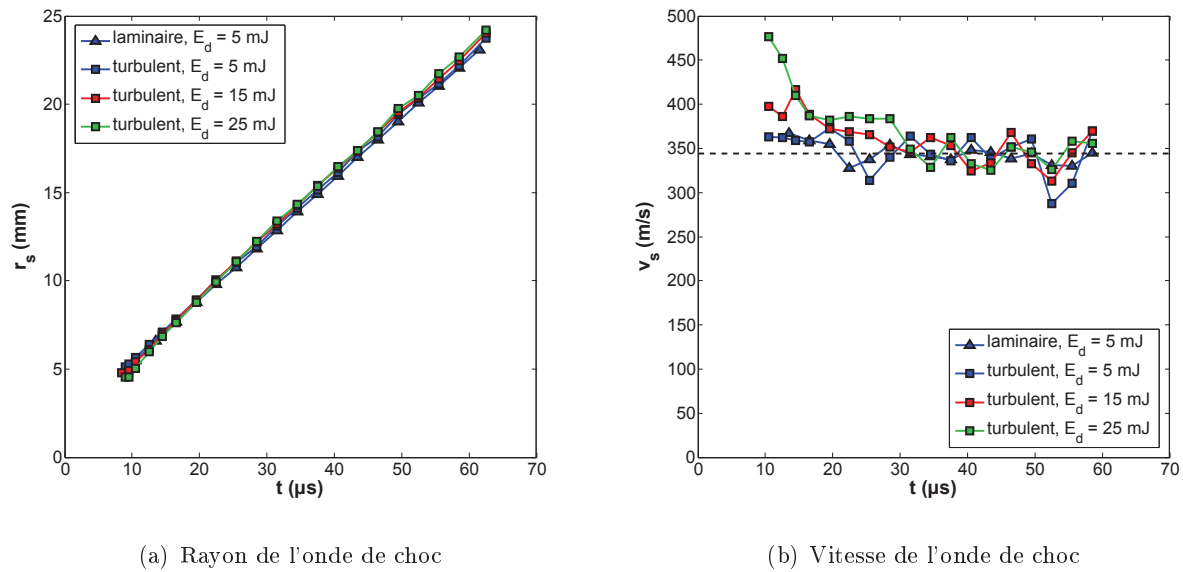


Figure 3.16 – Evolution temporelle du rayon et de la vitesse de l'onde de choc mesurés en écoulement laminaire et en écoulement turbulent ( $x_{\text{étincelle}} = 80$  mm au-dessus de la grille F :  $\bar{u}' = 0.54$  m/s) pour différentes énergies déposées  $E_d$ . La vitesse acoustique est représentée par une ligne discontinue sur la Figure (b).

ont mesuré l'évolution temporelle de la vitesse de l'onde de choc par imagerie Schlieren, pour deux énergies déposées différentes, dans le cas de l'allumage par étincelle induite par laser (Figure 3.17). Ils ont montré que la vitesse de l'onde de choc devient égale à la vitesse acoustique au bout de quelques dizaines de microsecondes et que plus  $E_d$  est élevée, plus la vitesse acoustique est atteinte tard. De plus, d'après la Figure 3.17, avant que la vitesse acoustique ne soit atteinte, plus l'énergie déposée est élevée, plus la vitesse de l'onde de choc est grande. Les résultats présentés sur la Figure 3.16.b sont donc cohérents avec les mesures reportées par Beduneau et al. [17].

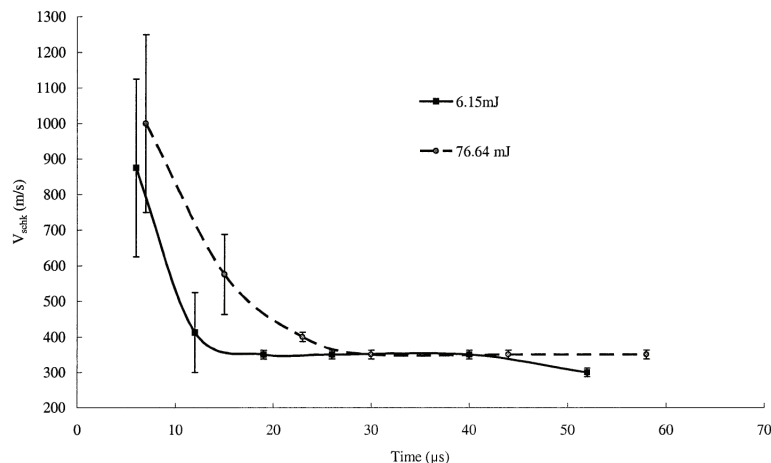


Figure 3.17 – Evolution temporelle de la vitesse de l'onde de choc par imagerie Schlieren, pour deux énergies déposées différentes, mesurée par Beduneau et al. [17] dans le cas d'un allumage par étincelle induite par laser.

La théorie de Taylor [28] (Equation 1.1) est généralement utilisée pour décrire le rayon et la vitesse de l'onde de choc. L'évolution temporelle du rayon décrite par cette théorie est reportée

sur la Figure 3.18. Les calculs ont été effectués pour une énergie d'onde de choc  $E_s = 0.85E_d$ , car il a été démontré qu'environ 85% de l'énergie de l'étincelle est dissipée par l'onde de choc [19, 30]. Bien que les valeurs obtenues à partir de la théorie de Taylor soient du même ordre de grandeur que les rayons mesurés expérimentalement, la théorie prévoit une forte dépendance vis-à-vis de l'énergie déposée (Figure 3.18), ce qui n'est pas le cas dans notre étude. En effet, les résultats de la Figure 3.16 ont montré que l'énergie déposée a seulement une légère influence sur  $v_s$  jusqu'à  $t \sim 20\text{-}30 \mu\text{s}$ . La cohérence entre la théorie de l'onde de choc de Taylor et les mesures expérimentales du rayon de l'onde de choc a pourtant été montrée par plusieurs études [19, 18]. Cependant, ces études ont été réalisées à de courts instants après le dépôt d'énergie (jusqu'à  $2 \mu\text{s}$  pour Beduneau et al. [18] et jusqu'à  $20 \mu\text{s}$  pour Bradley et al. [19]). Or, nous avons montré que  $E_d$  n'a plus d'influence sur l'onde de choc dès  $t \sim 20\text{-}30 \mu\text{s}$ . De plus, la théorie de l'onde de choc de Taylor n'est valide que lorsque le rapport  $P_2/P_1$  entre la pression après et avant l'onde de choc est supérieure à 10. Or, les vitesses présentées sur la Figure 3.16.b montrent que  $v_s \approx v_a$ . Cette vitesse correspond à la vitesse minimum possible pour une onde de choc et dans ce cas, le rapport  $P_2/P_1$  est de l'ordre de 1. Ainsi, l'équation de Taylor décrivant l'évolution temporelle du rayon de l'onde de choc n'est pas vérifiée ici, car cette théorie est validée à de courts instants après le claquage ( $\sim \mu\text{s}$ ), lorsque le rapport  $P_2/P_1$  est encore élevé.

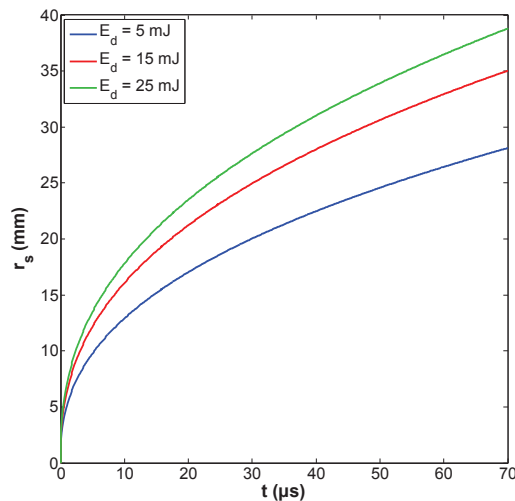


Figure 3.18 – Evolution temporelle du rayon de l'onde de choc d'après la théorie de Taylor, calculée pour différentes énergies déposées  $E_d$ .

### 3.2.2 Visualisation par PLIF sur acétone

Le dispositif utilisé est présenté sur la Figure 2.17 dans le Chapitre 2 (partie 2.5.4). Des images de fluorescence à différents instants après le début du pulse du laser d'allumage ont été enregistrées dans le cas d'un écoulement laminaire prémélangé air/acétone (1.25 % d'acétone dans le volume total) de vitesse moyenne égale à 4 m/s et pour une énergie déposée  $E_d$  de 5 mJ. La Figure 3.19 présente le champ moyen de fraction volumique d'acétone à différents instants  $t$ . Le champ de fraction volumique est obtenu en normalisant l'image de fluorescence (équation 2.29), puis en le multipliant par 1.25, la fraction volumique d'acétone (exprimée en %). L'axe du laser d'allumage est perpendiculaire au plan de la Figure 3.19 et passe par le point de coordonnées  $(x = 0, z = 0)$ .

La Figure 3.19 met en évidence la propagation de l'onde de choc. Etant à l'origine d'une

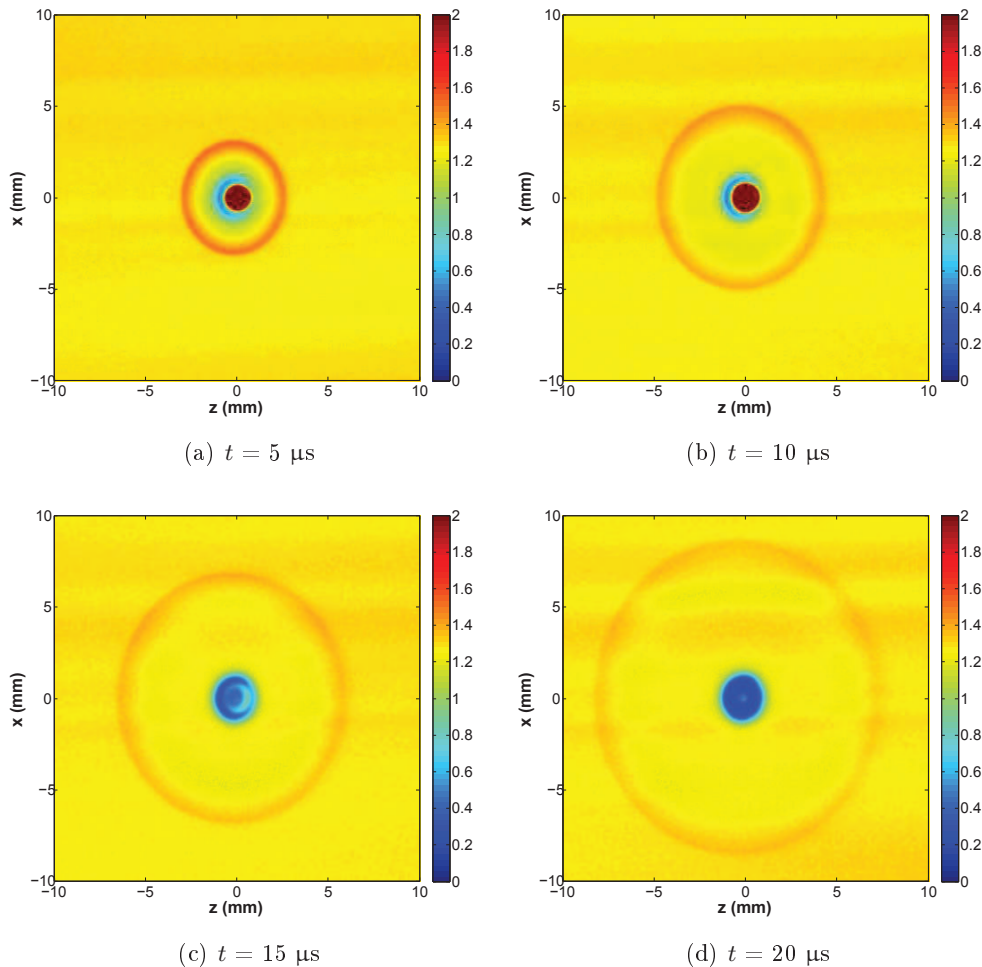


Figure 3.19 – Champ moyen de fraction volumique d’acétone (exprimées en % sur l’échelle de couleur) à différents instants après le pulse du laser d’allumage. Mesures réalisées en écoulement laminaire prémélangé air/acétone (1.25 % d’acétone dans le volume total) et pour une énergie déposée  $E_d = 5 \text{ mJ}$ .

augmentation de pression, l’onde de choc conduit à une élévation locale de la fraction volumique d’acétone, qui devient donc supérieure à 1.25 % au niveau du front de l’onde de choc. L’évolution temporelle du rayon de l’onde de choc obtenue à partir de ces enregistrements est reportée sur la Figure 3.20. Cette évolution est similaire à celle obtenue dans les mêmes conditions à partir des mesures de PIV (écoulement laminaire,  $E_d = 5 \text{ mJ}$ ).

Dans la suite, pour l’étude de l’allumage en écoulement turbulent non prémélangé, nous effectuerons des enregistrements du champ de fraction de mélange par PLIF sur acétone à chaque essai d’allumage. Afin de ne pas avoir de zones de signal nul correspondant à de l’acétone brûlée par le noyau (comme ce qui est observé sur la Figure 3.19), les acquisitions de fluorescence seront effectuées  $10 \mu\text{s}$  avant le déclenchement du laser d’allumage. Cependant, il faut s’assurer que la propagation de l’onde de choc, entre l’instant de l’acquisition du signal de fluorescence (à  $t = -10 \mu\text{s}$ ) et les différents instants où le noyau est enregistré par imagerie rapide (entre  $t = 50 \mu\text{s}$  et  $1000 \mu\text{s}$ ), ne modifie pas le champ de fraction de mélange enregistré. Pour vérifier cela, nous avons enregistré le champ de fraction de mélange en écoulement non prémélangé (observation d’une couche de mélange entre le combustible et le comburant) à  $t = -10 \mu\text{s}$  et également à différents instants après le déclenchement du laser d’allumage, de  $t = 10$  à  $300 \mu\text{s}$ . Afin de pouvoir comparer

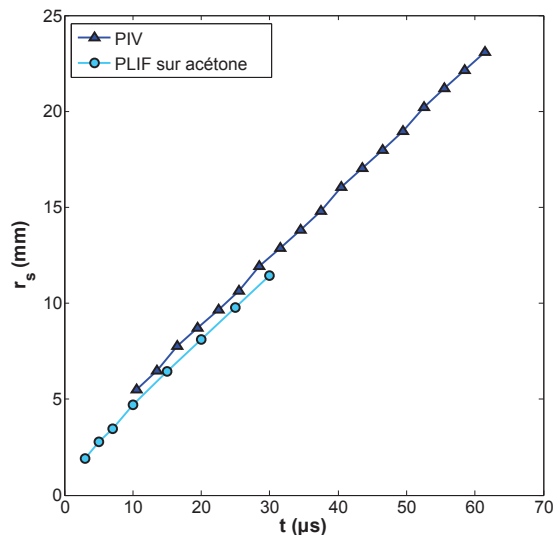


Figure 3.20 – Evolution temporelle du rayon de l'onde de choc obtenue à partir des mesures de PLIF sur acétone et de PIV (écoulement laminaire,  $E_d = 5$  mJ).

les champ entre eux, ces mesures ont été réalisées en écoulement laminaire, car dans ce cas, une image instantanée est équivalente à l'image moyenne. Les enregistrements ont montré que quel que soit l'instant de l'enregistrement, la couche de mélange est identique, ce qui signifie que la propagation de l'onde de choc ne modifie pas le champ de fraction de mélange. Les mesures de PLIF sur acétone pourront donc être réalisées à  $t = -10$  µs. Les seules différences observées sont la propagation de l'onde de choc sur les enregistrements réalisés au cours des premières dizaines de microsecondes et la présence du noyau de gaz chauds (zone de signal nul) lorsque que  $t > 0$ .

### 3.2.3 Conclusion

L'analyse de l'onde de choc par mesures de PIV et de PLIF sur acétone à différents instants après le pulse du laser d'allumage nous a permis de faire les observations suivantes :

- Le rayon de l'onde de choc présente une évolution linéaire en fonction du temps, correspondant à une croissance à vitesse constante égale à la vitesse acoustique (vitesse atteinte à  $t \sim 20-30$  µs).

- La dynamique de l'écoulement et l'énergie déposée au cours du claquage n'influencent pas le développement de l'onde de choc. Une légère influence de l'énergie déposée sur la vitesse de l'onde de choc est tout de même observée lors des 20 à 30 premières µs.

- Les enregistrements ont montré que le champ de fraction de mélange et le champ de vitesse ne sont pas modifiés à la suite de la propagation de l'onde de choc. Ce résultat nous confirme que, pour l'étude de l'allumage en écoulement non prémélangé, l'enregistrement du champ de fraction de mélange réalisé à chaque essai d'allumage peut être effectué avant le déclenchement du laser générant l'étincelle.



## Chapitre 4

---

# Etude de l'allumage en écoulement laminaire prémélangé

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Fiabilité de la méthode de détermination de la MIE . . . . .</b>	<b>141</b>
<b>4.2</b>	<b>Etude du caractère aléatoire de la réussite d'allumage . . . . .</b>	<b>144</b>
<b>4.3</b>	<b>Evolution temporelle des caractéristiques du noyau . . . . .</b>	<b>149</b>
<b>4.4</b>	<b>Conclusion et perspectives . . . . .</b>	<b>154</b>

---

Avant d'étudier l'allumage en écoulement turbulent, un chapitre est consacré à l'analyse de l'allumage en écoulement laminaire prémélangé. Les points suivants seront abordés :

- Dans un premier temps, le but de ce chapitre est de vérifier la fiabilité de la méthode de détermination de la MIE, qui sera ensuite utilisée pour l'étude en écoulement turbulent prémélangé.

- Puis, nous étudierons le caractère aléatoire de la réussite de l'allumage observé en écoulement laminaire dans un certain intervalle d'énergie déposée. Pour cela, l'influence des caractéristiques de l'étincelle (déterminées entre  $t = 10$  ns et 100 ns) sur la réussite de l'allumage sera analysée.

- Enfin, les différentes phases du développement du noyau, de la phase de noyau de gaz chauds jusqu'à la phase de noyau de flamme auto-entretenu, seront étudiées à partir de la mesure de l'évolution temporelle de son intensité d'émission.

Les données présentées dans ce chapitre seront ensuite utiles à l'étude de l'allumage en écoulement turbulent.

## 4.1 Fiabilité de la méthode de détermination de la MIE : mesure de la MIE en fonction de la richesse du mélange

L'allumage est souvent caractérisé d'un point de vue global ou énergétique en mesurant l'énergie minimum d'allumage (MIE : Minimum Ignition Energy) en fonction de différents paramètres (voir la partie 1.3.4.4). La probabilité d'allumage passant progressivement de 0 à 1 lorsque l'énergie déposée augmente, la MIE est définie comme étant la quantité d'énergie déposée conduisant à une probabilité d'allumage de 50 % [14, 40, 41]. En effet, dans un intervalle d'énergie donné, la réussite de l'allumage présente un caractère stochastique, en raison des différents phénomènes pouvant être à l'origine des extinctions. Les causes d'un raté d'allumage sont diverses, suivant les caractéristiques de l'écoulement (laminaire/turbulent, prémélangé/non prémélangé, configuration de l'écoulement, présence de parois...), suivant le système d'allumage (par laser, par arc électrique...), etc. Ces différents mécanismes pouvant influencer le processus d'allumage sont donc regroupés, grâce à l'utilisation d'un critère global tel que la MIE (et la probabilité d'allumage). Ce type de critères est très utile pour caractériser l'allumage et étudier l'influence de différents paramètres en comparant les valeurs de MIE mesurées. Par exemple, dans notre étude, la mesure de la MIE nous permettra de quantifier l'impact du niveau de turbulence sur l'initiation

du noyau de flamme (voir Chapitre 5). Cependant, la MIE étant un critère englobant de nombreux phénomènes influençant l'allumage, sa valeur est très dépendante du dispositif utilisé et sa comparaison avec les mesures réalisées dans d'autres configurations est souvent difficile.

La méthode de détermination de la MIE a été décrite dans la partie 2.3.3. Afin de vérifier la fiabilité de cette méthode dans le cas de notre dispositif expérimental, la MIE est mesurée en fonction de la richesse du mélange, dans un écoulement laminaire prémélangé CH<sub>4</sub>/air (écoulement décrit dans la partie 2.1.2.1). Le dispositif utilisé pour l'allumage et pour la mesure de la MIE est celui présenté sur la Figure 2.6. Nous utilisons la notation MIE<sub>0</sub> pour désigner la MIE dans le cas d'un écoulement laminaire. Les résultats obtenus sont présentés dans le Tableau 4.1 et sur la Figure 4.1 où une comparaison est faite avec les valeurs de la MIE reportées dans la littérature. Les données de Lewis et Von Elbe [44] et de Huang et al. [66] ont été obtenues dans le cas d'un allumage par arc électrique d'un mélange CH<sub>4</sub>/air dans une chambre de combustion à pression atmosphérique. Les valeurs reportées par Beduneau et al. [17] ont été mesurées pour un allumage par étincelle induite par laser (laser Nd :YAG à 532 nm) avec des lentilles de distance focale  $f = 50$  mm et 100 mm, dans un écoulement CH<sub>4</sub>/air de 3.33 m/s délivré par un bec Bunsen. Les mesures de Phuoc et al. [20] ont également été obtenue dans le cas d'un allumage par étincelle induite par laser (laser Nd :YAG à 1064 nm) avec une lentille  $f = 75$  mm, dans une chambre de combustion contenant un mélange CH<sub>4</sub>/air à pression atmosphérique.

$\phi$	0.55	0.58	0.60	0.63	0.65	0.70	0.75	0.80	0.85
$\Delta\phi$	3.0E-3	3.2E-3	3.3E-3	3.5E-3	3.6E-3	3.9E-3	4.1E-3	4.4E-3	4.7E-3
<b>MIE<sub>0</sub> (mJ)</b>	6.25	3.68	3.27	2.58	1.90	1.43	1.10	0.85	0.67
<b><math>\Delta</math>MIE<sub>0</sub> (mJ)</b>	0.42	0.37	0.31	0.32	0.29	0.31	0.18	0.17	0.13

Tableau 4.1 – Mesure de la MIE en écoulement laminaire (notée MIE<sub>0</sub>) en fonction de la richesse  $\phi$  (prémélange CH<sub>4</sub>/air).  $\Delta\phi$  et  $\Delta$ MIE<sub>0</sub> sont les incertitudes de  $\phi$  et MIE<sub>0</sub>.

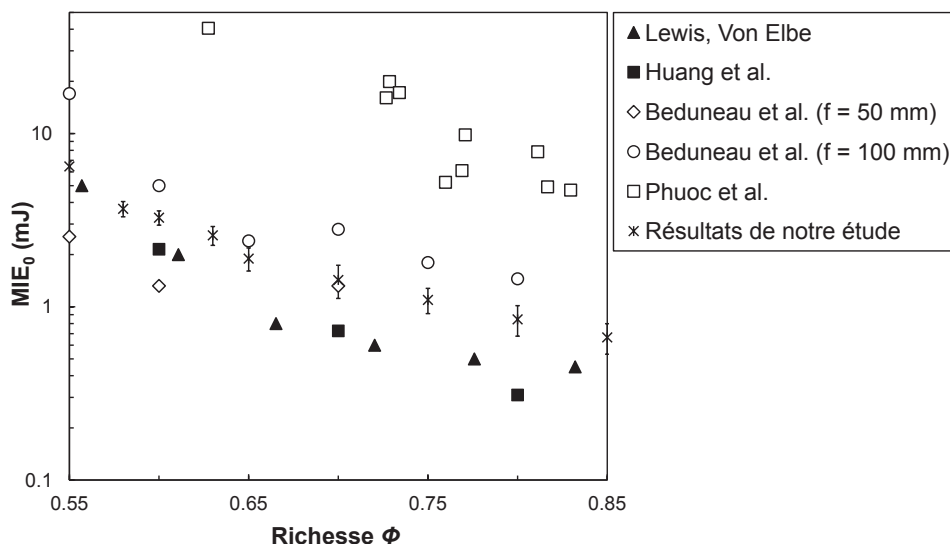


Figure 4.1 – Mesure de la MIE en écoulement laminaire (notée MIE<sub>0</sub>) en fonction de la richesse  $\phi$  (prémélange CH<sub>4</sub>/air). Comparaison avec les résultats de Lewis et Von Elbe [44], Huang et al. [66], Beduneau et al. [17] et Phuoc et al. [20].

Les mesures (Tableau 4.1 et Figure 4.1) mettent en évidence deux résultats plusieurs fois

reportés dans la littérature et qui ont été décrits précédemment dans le Chapitre 1 :

- la MIE diminue lorsque la richesse du mélange pauvre augmente (voir la partie 1.3.4.4).

- la MIE est plus élevée pour l'allumage par étincelle induite par laser que pour l'allumage par arc électrique (voir la partie 1.2.2). Ce résultat a été constaté expérimentalement par plusieurs auteurs [20, 35, 42] et est expliqué par la différence de durée du dépôt d'énergie suivant le système d'allumage. D'autres causes peuvent également être identifiées. Le moyen de mesure de l'énergie déposée n'est pas le même, et les mécanismes mis en jeu lors du dépôt d'énergie diffèrent également.

Afin de valider la fiabilité de notre méthode de détermination de la MIE, nos résultats doivent être comparés aux valeurs obtenues dans le cas d'un allumage par étincelle induite par laser. La comparaison de nos résultats avec les deux séries de mesure de Beduneau et al. [17] montre que les valeurs reportées sont bien du même ordre de grandeur, mais une légère différence est tout de même observée. Des écarts plus importants existent entre nos mesures et celles de Phuoc et al. [20]. Ceci provient de l'utilisation de lasers de longueur d'onde différente.

Pour expliquer ces écarts, nous devons calculer le volume de dépôt d'énergie  $V_d$ , qui est le volume du faisceau laser au point focal défini par les équations 2.7 et 2.8, ce volume ayant une influence sur la valeur de la MIE. En effet, pour une énergie incidente donnée, une réduction du volume de dépôt d'énergie permet une augmentation de la quantité d'énergie déposée par unité de volume, ce qui conduit à une diminution de la MIE [17] (voir la partie 1.3.4.4). Les détails du calcul de  $V_d$  sont reportés dans le Tableau 4.2. Les valeurs obtenues montrent que pour une richesse donnée, l'augmentation de la MIE telle que :

$$(MIE_0)_{Beduneau, f=50mm} < (MIE_0)_{EtudeActuelle} < (MIE_0)_{Beduneau, f=100mm} < (MIE_0)_{Phuoc} \quad (4.1)$$

est cohérente avec l'augmentation du volume de dépôt d'énergie telle que :

$$(V_d)_{Beduneau, f=50mm} < (V_d)_{EtudeActuelle} < (V_d)_{Beduneau, f=100mm} < (V_d)_{Phuoc} \quad (4.2)$$

Ainsi, les valeurs de MIE obtenue à partir de notre dispositif expérimental sont cohérentes avec les données fournies dans la littérature, ce qui confirme la fiabilité de la méthode utilisée pour la détermination de la MIE.

	$f$ (mm)	$d$ (mm)	$\lambda$ (nm)	$\theta$ (mrad)	$r$ ( $\mu\text{m}$ )	$l$ ( $\mu\text{m}$ )	$V_d$ ( $\mu\text{m}^3$ )
Beduneau et al. [17]	50	8	532	0.5	2.12	64.7	9.13E+2
Etude actuelle	200	30	532	0.5	2.26	276.1	4.42E+3
Beduneau et al. [17]	100	8	532	0.5	4.23	258.8	1.45E+4
Phuoc et al. [20]	75	6	1064	0.5	8.46	194.0	4.36E+4

Tableau 4.2 – Calcul du volume de dépôt d'énergie au point focal dans le cas de nos mesures, de celles de Beduneau et al. [17] et de Phuoc et al. [20].



## 4.2 Etude du caractère aléatoire de la réussite d'allumage dans un intervalle d'énergie donné : influence des caractéristiques de l'étincelle sur l'allumage

La détermination de l'énergie minimum d'allumage (MIE) nous amène à tracer l'évolution de la probabilité d'allumage en fonction de l'énergie déposée moyenne (méthode de détermination de la MIE décrite dans la partie 2.3.3). La Figure 4.2 représente cette évolution dans le cas d'un mélange laminaire  $\text{CH}_4/\text{air}$  de richesse 0.58 ( $\text{MIE}_0 = 3.68 \pm 0.37 \text{ mJ}$ ). L'énergie des 800 essais d'allumage réalisés pour obtenir cette évolution de la probabilité a été reportée en distinguant les allumages ratés (probabilité = 0) des allumages réussis (probabilité = 1). Nous constatons qu'il existe un intervalle d'énergie pour lequel la réussite d'un essai d'allumage ne peut pas être prédite à partir de l'énergie déposée mesurée. Or, un écoulement laminaire étant caractérisé par des conditions non fluctuantes, la théorie prévoit que l'allumage auto-entretenu du noyau de flamme soit assuré dès que les critères de rayon critique et d'énergie d'allumage sont atteints (voir partie 1.3). Ces deux critères étant liés (énergie d'allumage calculée à partir de la valeur du rayon critique : équation 1.15), nous n'étudions ici que la valeur de l'énergie d'allumage. Ainsi, dès que l'énergie d'allumage requise est atteinte, l'essai devrait en théorie conduire à une réussite. L'évolution théorique de la probabilité d'allumage en écoulement laminaire devrait donc être une fonction "créneau", où la probabilité est nulle tant que  $E_d < \text{MIE}_0$  et égale à 1 dès que  $E_d > \text{MIE}_0$ . Cette évolution théorique a été tracée en traits discontinus sur la Figure 4.2.

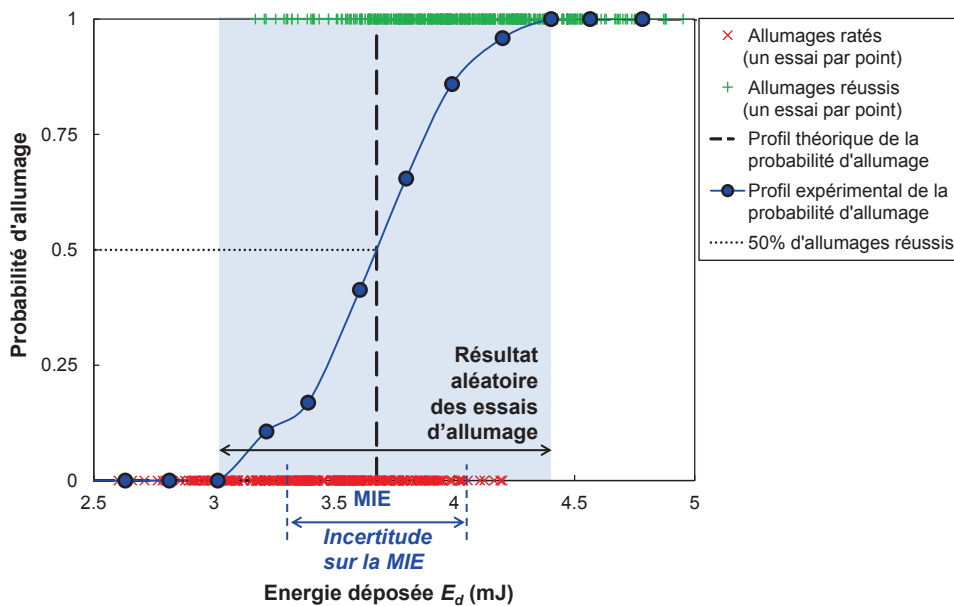


Figure 4.2 – Profils expérimental et théorique de la probabilité d'allumage en fonction de l'énergie déposée moyenne dans le cas d'un mélange laminaire  $\text{CH}_4/\text{air}$  à richesse 0.58. L'énergie des 800 essais d'allumage réalisés pour obtenir l'évolution expérimentale de la probabilité a été reportée en distinguant les allumages ratés (probabilité = 0) des allumages réussis (probabilité = 1).

Dans le cas réel, la mesure de la probabilité d'allumage en fonction de l'énergie déposée ne présente pas une telle évolution en créneau. Il existe donc des phénomènes intervenant au cours du claquage et de l'initiation du noyau à l'origine de l'imprévisibilité de l'allumage. Notons que l'incertitude introduite par les mesureurs d'énergie peut en partie expliquer le fait qu'une

évolution en créneau ne soit pas observée. Mais ce n'est pas la seule cause, car le calcul de l'incertitude maximale de  $MIE_0$  reporté sur la Figure 4.2 montre que l'intervalle d'incertitude (de 0.74 mJ de large :  $MIE_0 = 3.68 \pm 0.37$ ) est inférieur à l'intervalle d'énergie (de 1.4 mJ de large) pour lequel la réussite de l'allumage est aléatoire. Le but de cette partie est de tenter d'identifier un ou des phénomènes à l'origine de ce caractère aléatoire de la réussite d'allumage dans un intervalle d'énergie donné, malgré le fait que l'écoulement soit laminaire.

Pour réaliser cette étude, l'évolution temporelle des caractéristiques (taille, intensité d'émission) de l'étincelle a été étudiée en réalisant de nombreux essais d'allumage, puis en ne sélectionnant que les enregistrements compris dans un intervalle d'énergie réduit. Le but est d'analyser les différences présentées par l'étincelle suivant le résultat de l'allumage, pour une énergie déposée fixe.

L'émission de l'étincelle a été enregistrée par caméra intensifiée à différents instants après le pulse du laser d'allumage, en écoulement laminaire  $CH_4$ /air de richesse 0.60. Le montage utilisé est celui décrit dans la partie 2.6.2 et sur la Figure 2.25 (caméra en position 1). Les enregistrements ont été réalisés à  $t = 10, 25, 50$  et  $100$  ns. Afin de pouvoir continuer à observer le plasma à des temps suffisamment longs, le temps d'ouverture et le gain de la caméra ont été adaptés à l'instant de l'enregistrement (Tableau 4.3). Pour chaque instant d'enregistrement, 500 essais d'allumage ont été réalisés. A chaque essai, le montage du photomultiplicateur (Figure 2.6, n°11-13) fournit le résultat de l'essai, les mesureurs d'énergie donnent l'énergie déposée pour cet essai et la caméra intensifiée enregistre l'image instantanée de l'étincelle. Ces essais d'allumage sont réalisés pour une énergie déposée en moyenne égale à la MIE à richesse 0.60 en écoulement laminaire  $CH_4$ /air ( $MIE_0 = 3.27 \pm 0.31$  mJ).

$t$ (ns)	Temps d'ouverture (ns)	Gain
10	1	1
25	1	1
50	2	5
100	5	50

Tableau 4.3 – Gain et temps d'ouverture de la caméra intensifiée en fonction de l'instant  $t$  de l'enregistrement ( $t = 0$  correspondant au déclenchement du pulse du laser d'allumage)

Le traitement des images de l'étincelle consiste à soustraire le bruit de fond, appliquer un filtre gaussien, puis rechercher le seuil de binarisation par la méthode d'Otsu [111]. A partir des images binarisées, les dimensions du plasma (surface, longueur, largeur) peuvent être déduites, comme indiqué sur la Figure 3.6. Connaissant les pixels inclus dans l'étincelle grâce à l'image binarisée, la moyenne de l'intensité d'émission du plasma peut être calculée à partir de son image, pour chaque essai.

La Figure 4.3 présente l'intensité d'émission moyenne, la longueur et le rapport de l'intensité sur la surface du plasma, obtenus pour les 500 essais, en fonction de l'énergie déposée, à  $t = 10$  ns et  $t = 50$  ns. Ces résultats sont reportés en faisant la distinction entre échecs et réussites d'allumage. Nous constatons que pour une valeur fixe de  $E_d$  située dans l'intervalle d'énergie où l'allumage est aléatoire, un plasma de forte intensité d'émission est plus favorable à la réussite de l'allumage (Figures 4.3.a-b). Les enregistrements montrent également que, pour une énergie déposée donnée, plus l'étincelle est courte, plus elle conduit à des allumages réussis (Figures 4.3.c-d). Afin de vérifier si ces deux effets sont liés, l'intensité d'émission moyenne du plasma divisée par sa surface sur l'image a été calculée (Figures 4.3.e-f). Pour une valeur fixe de  $E_d$ ,

nous constatons que plus ce rapport est élevé (plus le plasma a une forte intensité d'émission et une petite taille), plus les allumages sont réussis.

Pour mettre en évidence les tendances présentées sur la Figure 4.3, les enregistrements compris dans un intervalle d'énergie réduit, entre  $MIE_0 - 0.1$  mJ et  $MIE_0 + 0.1$  mJ, ont été sélectionnés afin d'étudier l'effet des caractéristiques de l'étincelle sur la réussite de l'allumage pour une énergie déposée donnée. L'intervalle d'énergie choisi est reporté en traits discontinus sur la Figure 4.3. La sélection des essais compris dans cet intervalle nous conduit à garder environ 100 enregistrements sur les 500 effectués. La Figure 4.4 reporte la pdf de l'intensité d'émission moyenne, de la longueur et du rapport intensité/surface du plasma, dans l'intervalle d'énergie  $[MIE_0 - 0.1$  mJ -  $MIE_0 + 0.1$  mJ], à  $t = 10$  ns et  $t = 50$  ns. La pdf est calculée pour les allumages ratés et pour les allumages réussis. La probabilité d'allumage en fonction des caractéristiques de l'étincelle dans cet intervalle d'énergie est également tracée. Les résultats mettent en évidence les tendances observées sur la Figure 4.3. Pour une énergie d'étincelle fixe, plus le plasma est de petite taille (Figures 4.4.c-d) et présente une forte intensité d'émission (Figures 4.4.a-b), plus la probabilité qu'il conduise à un allumage réussi est grande. Ces deux effets sont liés car l'allumage devient plus probable lorsque le rapport de l'intensité sur la surface de plasma augmente (Figures 4.4.e-f). Notons que les résultats à  $t = 25$  et  $100$  ns n'ont pas été reportés ici, mais présentent les mêmes tendances que ceux enregistrés à  $t = 10$  et  $50$  ns.

Ainsi, pour une énergie déposée donnée, les légères fluctuations de taille et d'intensité du plasma généré lors du claquage peuvent jouer un rôle sur la réussite de l'allumage. Ces fluctuations peuvent être liées à une légère variation du profil temporel ou spatial du pulse d'un tir laser à l'autre, ou à la présence de très fines poussières au point de focalisation, qui peuvent modifier faiblement le claquage et donc le plasma. D'un claquage à l'autre, le dépôt d'une même quantité d'énergie peut donc conduire à des étincelles de taille plus ou moins petite, ce qui conduit à une quantité d'énergie par unité de volume plus ou moins grande et donc à une intensité d'émission plus ou moins élevée. Une plus grande quantité d'énergie par unité de volume (une plus petite étincelle) est plus favorable à la réussite de l'allumage. Ce phénomène est similaire à celui observé lorsque l'énergie minimum d'allumage par étincelle induite par laser est mesurée pour différentes distances focales de lentilles [17] (voir la partie 1.3.4.4). Réduire la distance focale de la lentille permet de diminuer le volume de dépôt d'énergie et donc d'augmenter la quantité d'énergie déposée par unité de volume. Ceci conduit à une diminution de la MIE, ou à une augmentation de la probabilité d'allumage.

Afin d'illustrer ce résultat, des images instantanées du plasma à  $t = 10$  et  $50$  ns sont reportées sur la Figure 4.5. Les petites étincelles de forte intensité d'émission sont à l'origine d'une réussite d'allumage, tandis que les étincelles plus grandes et moins intenses conduisent à un échec d'allumage.

Pour conclure, l'étude des caractéristiques du plasma à de très courts instants après le début du pulse laser peut expliquer le caractère aléatoire de la réussite d'allumage observé en écoulement laminaire dans un intervalle d'énergie donné. Cependant, bien que les caractéristiques de l'étincelle aient un effet sur l'allumage, ce n'est probablement que l'une des raisons à l'origine du résultat aléatoire des essais d'allumage. Le dispositif expérimental introduit des incertitudes qui peuvent également expliquer l'imprévisibilité des essais dans un intervalle d'énergie donné. Les gaz délivrés par les débitmètres peuvent présenter de légères fluctuations de débit au cours du temps (incertitudes des débitmètres décrites dans la partie 2.1.2.1). La mesure de l'énergie déposée présente également des incertitudes, même si nous avons montré que ces dernières sont inférieures à l'intervalle d'énergie dans lequel le résultat de l'allumage est aléatoire (Figure 4.2).

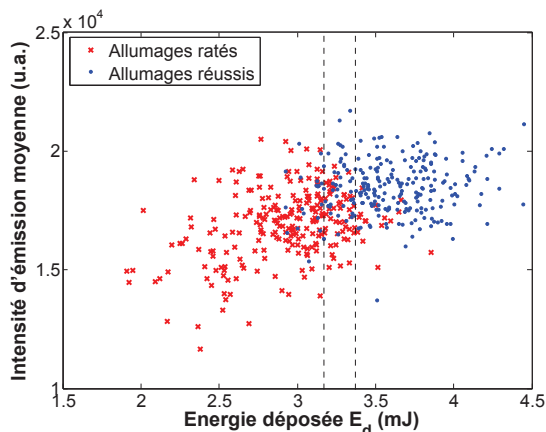
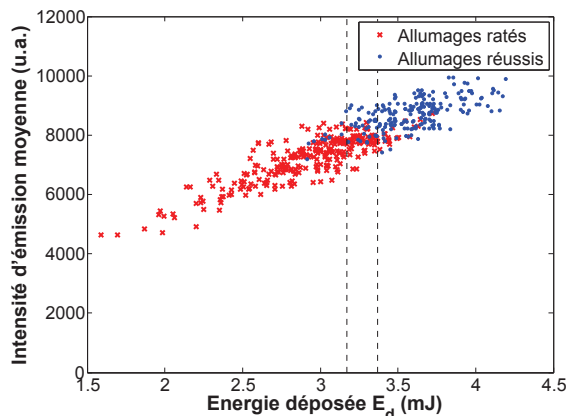
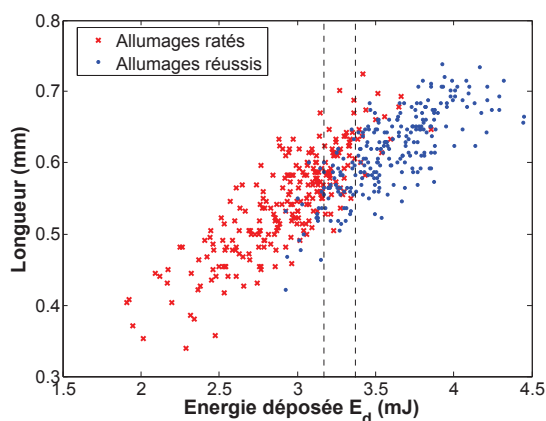
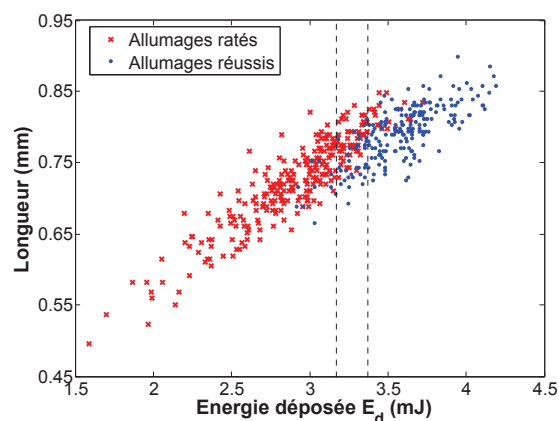
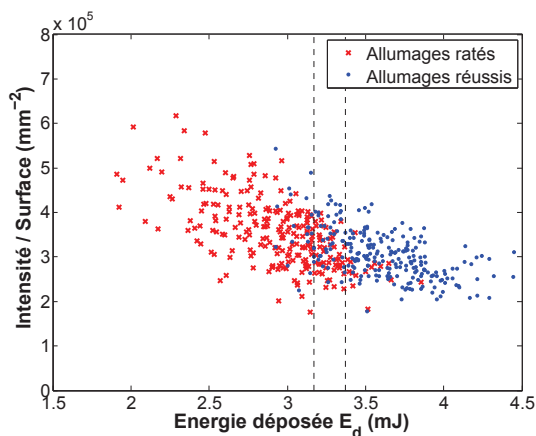
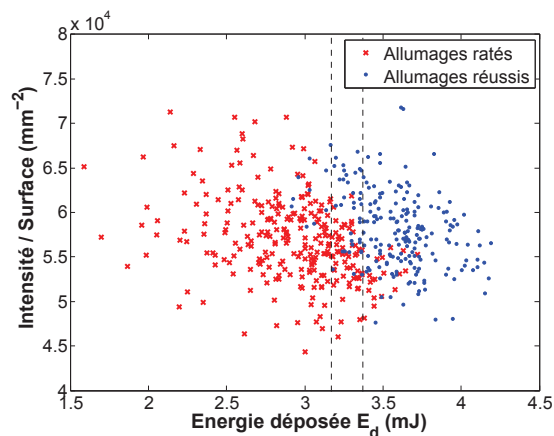
(a)  $t = 10$  ns - Intensité d'émission moyenne du plasma(b)  $t = 50$  ns - Intensité d'émission moyenne du plasma(c)  $t = 10$  ns - Longueur du plasma(d)  $t = 50$  ns - Longueur du plasma(e)  $t = 10$  ns - Rapport de l'intensité d'émission moyenne sur la surface du plasma(f)  $t = 50$  ns - Rapport de l'intensité d'émission moyenne sur la surface du plasma

Figure 4.3 – Caractéristiques de l'étincelle en fonction de l'énergie déposée  $E_d$ . Pour chaque instant d'enregistrement ( $t = 10$  ns et 50 ns), 500 essais d'allumages sont effectués en écoulement laminaire  $\text{CH}_4/\text{air}$  à richesse 0.60. L'intervalle d'énergie utilisé pour le tracé de la Figure 4.4 est délimité en traits discontinus ( $[\text{MIE}_0 - 0.1 \text{ mJ} - \text{MIE}_0 + 0.1 \text{ mJ}]$ ).

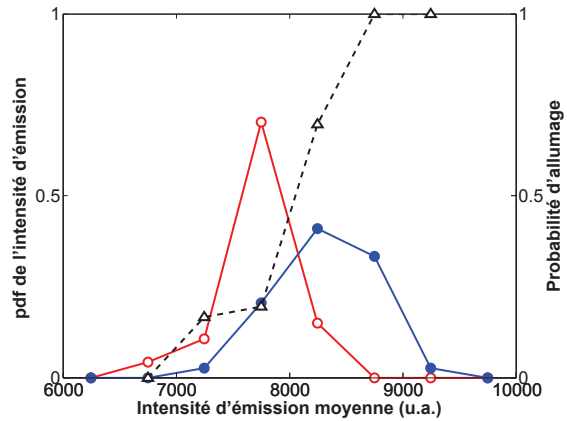
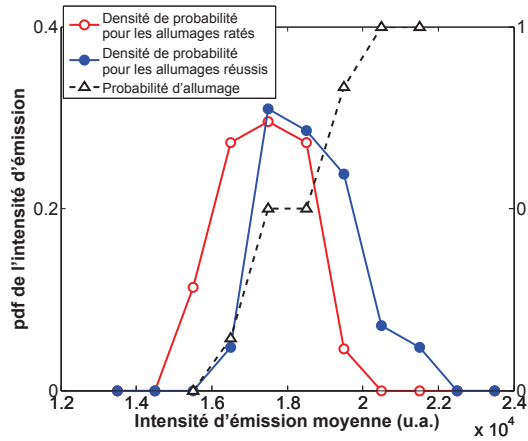
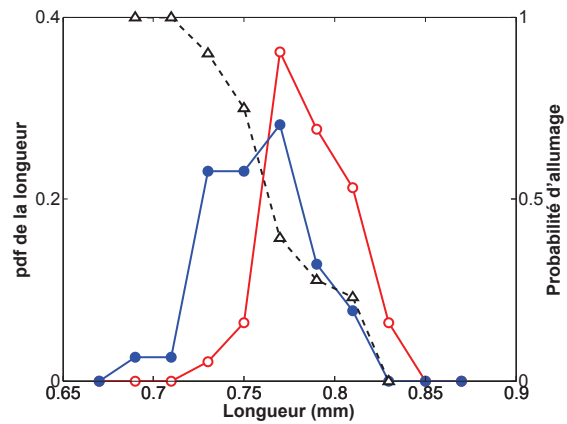
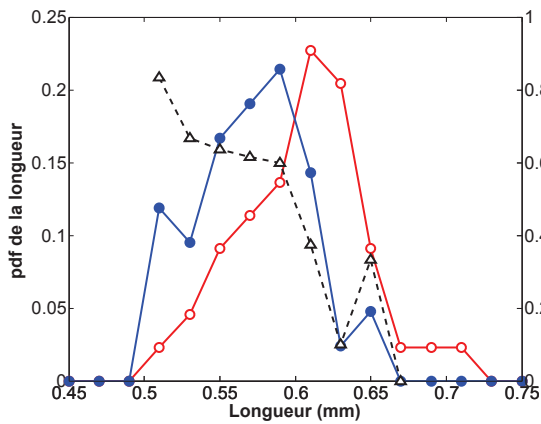
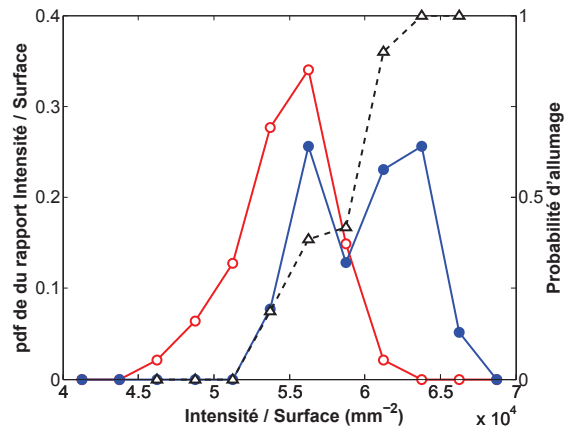
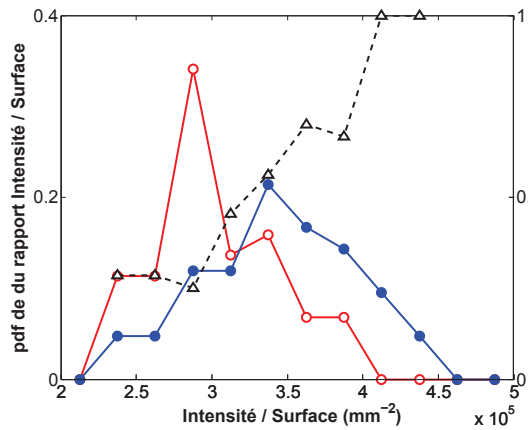
(a)  $t = 10$  ns - Intensité d'émission moyenne du plasma (b)  $t = 50$  ns - Intensité d'émission moyenne du plasma(c)  $t = 10$  ns - Longueur du plasma(d)  $t = 50$  ns - Longueur du plasma(e)  $t = 10$  ns - Rapport de l'intensité d'émission moyenne sur la surface du plasma(f)  $t = 50$  ns - Rapport de l'intensité d'émission moyenne sur la surface du plasma

Figure 4.4 – Pdf des caractéristiques de l'étincelle (courbes en trait plein) et probabilité d'allumage en fonction des caractéristiques de l'étincelle (courbe en trait discontinu). Résultats à  $t = 10$  et  $50$  ns déduits de la Figure 4.3. Sélection des essais d'allumage pour lesquels :  $MIE_0 - 0.1 \text{ mJ} \leq E_d \leq MIE_0 + 0.1 \text{ mJ}$ .

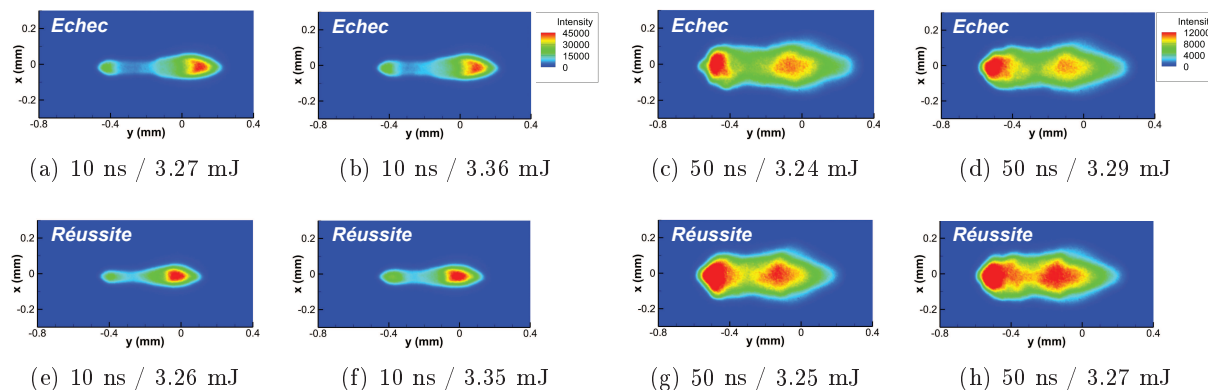


Figure 4.5 – Images de l’étincelle induite par laser (écoulement laminaire  $\text{CH}_4/\text{air}$  de richesse 0.60). L’instant d’enregistrement et l’énergie déposée  $E_d$  mesurée sont indiqués en-dessous de chaque image. L’échelle de couleur est la même pour un instant  $t$  donné.

### 4.3 Evolution temporelle des caractéristiques du noyau, de la phase de noyau de gaz chauds jusqu’à la phase de noyau de flamme auto-entretenu

Afin d’analyser les différentes étapes de développement du noyau en écoulement laminaire, de la phase de noyau de gaz chauds jusqu’à la phase de noyau de flamme auto-entretenu, l’émission du noyau a été enregistrée par la caméra intensifiée à différents instants après le déclenchement du laser d’allumage (entre  $t = 20$  et  $3000 \mu\text{s}$ ). Le montage utilisé est présenté dans la partie 2.6.3 et sur la Figure 2.25 (caméra en position 2). Les enregistrements sont réalisés en écoulement laminaire  $\text{CH}_4/\text{air}$ , pour différentes richesses comprises entre  $\phi = 0.55$  et  $\phi = 0.85$ , avec une énergie déposée en moyenne égale à  $\text{MIE}_0$  dans les conditions de richesse correspondantes (valeurs de  $\text{MIE}_0$  données dans le Tableau 4.1). 100 essais d’allumage ont été réalisés pour chaque instant d’enregistrement et pour chaque richesse de mélange, avec le temps d’ouverture et le gain de la caméra respectivement fixés à  $30 \mu\text{s}$  et 200. Le résultat de l’essai d’allumage, l’énergie déposée et l’image du noyau sont enregistrés à chaque essai. Le traitement des images consiste à les redresser (correction liée l’inclinaison de la caméra), puis soustraire le bruit de fond, appliquer un filtre gaussien et rechercher le seuil de binarisation par la méthode d’Otsu [111]. Connaissant les pixels inclus dans le noyau grâce à l’image binarisée, la moyenne de l’intensité d’émission du noyau est calculée à partir de son image, pour chaque essai.

La Figure 4.6 présente des images instantanées de l’émission du noyau dans le cas d’allumages réussis et ratés, à différents instants  $t$  et différentes richesses. Pour une richesse donnée, les noyaux sont identiques à  $t = 50 \mu\text{s}$  en termes de taille et d’intensité d’émission. A cet instant, le développement du noyau dépend principalement de l’énergie déposée lors du claquage. En effet, l’énergie consommée par la croissance du noyau provient de l’énergie de l’étincelle et pas encore de l’énergie dégagée par les réactions de combustion. Ainsi, pour une richesse donnée, l’énergie déposée étant la même, les noyaux sont identiques. De plus, lorsque la richesse augmente, l’énergie déposée qui est égale à  $\text{MIE}_0$  étant plus faible, le noyau est plus petit.

A  $t = 300 \mu\text{s}$ , pour une richesse donnée, les noyaux ont encore une taille comparable quel que soit le résultat de l’essai d’allumage (sauf dans le cas  $\phi = 0.75$ ), tandis que des différences d’intensité commencent à être observées. L’intensité est légèrement plus élevée dans le cas des allumages réussis. Le même phénomène a été observé par Beduneau et al. [18] qui ont montré

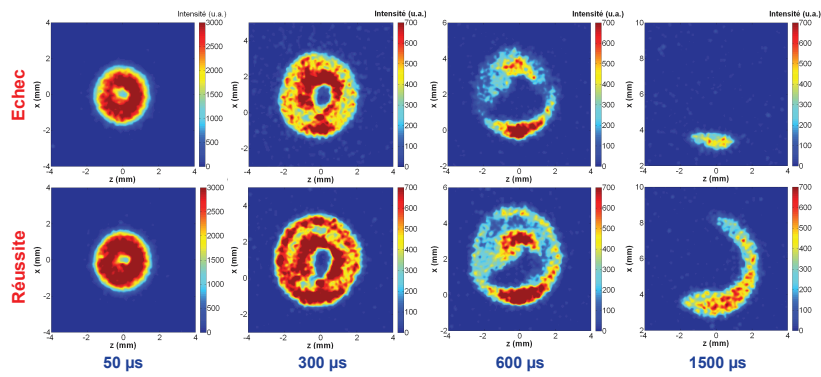
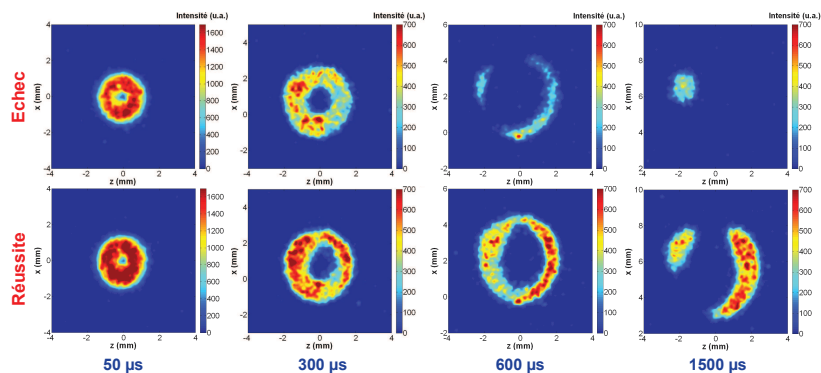
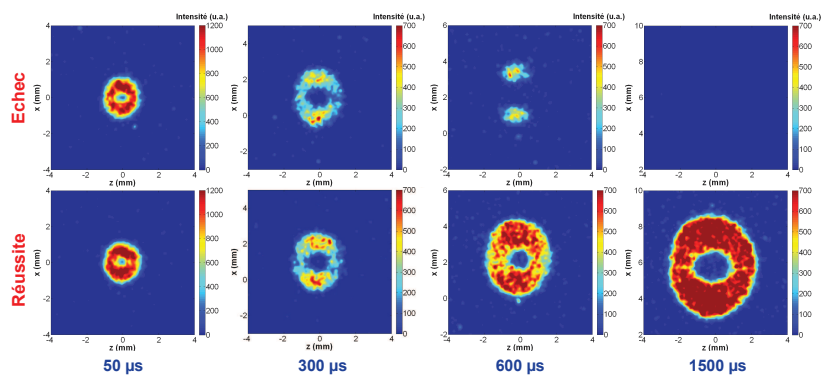
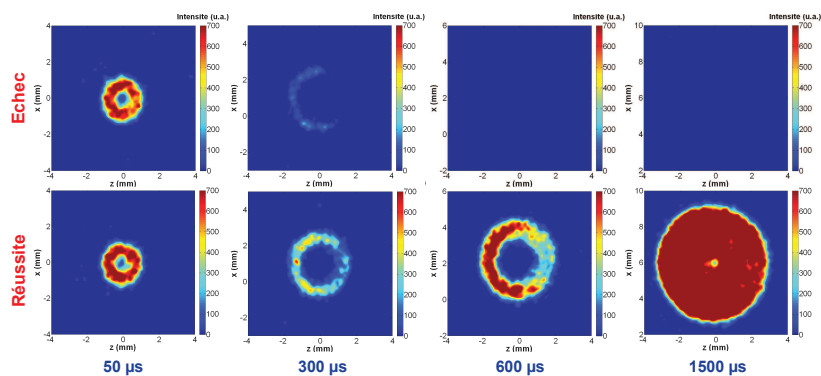
(a)  $\phi = 0.55$ (b)  $\phi = 0.60$ (c)  $\phi = 0.65$ (d)  $\phi = 0.75$ 

Figure 4.6 – Images instantanées du noyau (écoulement prémélangé laminaire  $\text{CH}_4/\text{air}$ ,  $E_d = \text{MIE}_0$  dans les conditions de richesse correspondantes). L'échelle de couleur est la même pour toutes les images, sauf pour l'instant  $t = 50 \mu\text{s}$ .

que l'évolution temporelle des émissions spectrales (des radicaux  $\text{OH}^*$ ,  $\text{CN}^*$ ,  $\text{C}_2^*$ ,  $\text{CH}^*$ ) présente des différences d'intensité dès quelques centaines de microsecondes après le dépôt d'énergie (voir Figures 1.15 et 1.16). Ces premières différences entre allumages ratés et réussis sont liées à la quantité de radicaux produite dans le noyau. Si les réactions de ramification sont suffisamment nombreuses, assez de radicaux sont produits pour assurer l'initiation des réactions de propagation et donc de la combustion. Ainsi, dans le cas où l'initiation des réactions chimiques est réussie, une augmentation de l'intensité du rayonnement émis par le noyau, lié à l'importante production de radicaux, est observée [18]. En revanche, dans le cas d'un échec de l'initiation des réactions chimiques, les réactions de propagation ne démarrent pas car trop peu de radicaux ont été produits, ce qui explique que l'intensité du noyau n'augmente pas. Dans ce cas, comme aucune énergie n'est apportée par la combustion, le noyau se refroidit et son intensité d'émission diminue progressivement. Sur la Figure 4.6, à  $\phi = 0.55$ ,  $0.60$  et  $0.65$ , l'intensité d'émission plus élevée observée à  $t = 300 \mu\text{s}$  pour les allumages réussis traduit donc l'initiation de la combustion, via les réactions de ramification. L'ensemble de ces mécanismes d'initiation de la combustion est expliqué dans la partie 1.1.4.2.

A  $t = 600$  et  $1500 \mu\text{s}$ , les différences de taille et d'intensité du noyau, entre allumages réussis et ratés, sont nettement visibles. Dans le premier cas, le noyau croît et son intensité d'émission augmente. Dans le second cas, le noyau se refroidit progressivement. Notons également que plus la richesse est élevée, plus les différences entre allumages ratés et réussis, ainsi que le refroidissement du noyau, interviennent tôt.

Dans le chapitre 1 (partie 1.3), nous avons vu que l'initiation des réactions chimiques peut être réussie sans pour autant conduire à un noyau de flamme en croissance auto-entretenu. En effet, il faut que le rayon du noyau de flamme atteigne la valeur seuil du rayon critique d'allumage, afin que suffisamment de combustible et de comburant soient contenus dans le noyau pour que l'énergie dégagée par la combustion soit supérieure à l'énergie perdue par conduction à la surface du noyau. Ainsi, des études ont montré qu'un noyau de flamme peut s'éteindre au bout de quelques millisecondes, malgré la réussite de l'initiation des réactions de combustion [43, 53]. Ce phénomène n'a pas été observé dans notre étude. Comme nous l'avons expliqué dans le Chapitre 2 (partie 2.3.2), dans le cas d'un allumage raté dans notre configuration expérimentale, l'extinction du noyau se produit quelques centaines de microsecondes après le dépôt d'énergie (cet instant dépend des conditions de richesse et de turbulence). Si l'extinction du noyau n'a pas lieu dans cet intervalle de temps, celui-ci conduit toujours à une flamme développée visible à l'oeil nu (et enregistrée par le PM à  $t \sim 10 \text{ ms}$ ). Ainsi, les réussites d'allumage présentées sur la Figure 4.6 correspondent à une initiation des réactions chimiques réussie, suivie d'une croissance auto-entretenu de la flamme. Notons que, malgré la réussite de l'allumage, le noyau de flamme peut quand même présenter des zones d'extinction dans le cas des faibles richesses (cas allumage réussi sur les Figures 4.6.a-b à  $t = 1500 \mu\text{s}$ ).

Afin de quantifier les observations faites sur la Figure 4.6, l'évolution temporelle de l'intensité d'émission moyenne du noyau a été calculée dans le cas des allumages ratés et des allumages réussis, à partir de l'intensité calculée pour les 100 enregistrements effectués aux différents instants  $t$  et richesses. L'écart-type calculé donne une incertitude sur l'intensité moyenne. L'évolution temporelle de l'intensité moyenne obtenue pour les richesses  $\phi = 0.58$ ,  $0.60$ ,  $0.65$  et  $0.75$  est reportée sur la Figure 4.7. Dans un premier temps, le noyau présente une intensité d'émission élevée liée au phénomène de claquage. Ce dernier est à l'origine d'importantes émissions ioniques, puis atomiques et moléculaires [23] (voir partie 1.1.2). Cette intensité élevée est également liée à la production de radicaux lors de la phase de recombinaison du plasma et de refroidissement du noyau [18]. Durant les quelques premières centaines de microsecondes, l'intensité d'émission



diminue en raison du refroidissement du noyau de gaz chauds. L'énergie déposée par le laser permet au noyau de croître pendant sa phase de refroidissement. C'est pourquoi, pour une richesse donnée, quelle que soit la réussite de l'allumage, la diminution de l'intensité suit une évolution globalement identique, malgré une intensité légèrement plus faible dans le cas des échecs d'allumage.

Puis, les courbes tracées pour les allumages ratés et réussis commencent à suivre des évolutions différentes. Dans le cas des allumages ratés, l'intensité décroît progressivement, traduisant le refroidissement du noyau. Dans le cas des allumages réussis, l'augmentation de l'intensité d'émission est due à une élévation de la quantité de radicaux produits par les réactions de ramifications [18]. Ces radicaux sont essentiels pour l'initiation des réactions de combustion. Cet instant où le signal commence à augmenter correspond donc à la phase d'initiation des réactions chimiques. La Figure 4.7 montre que cet instant est fortement dépendant de la richesse du mélange.

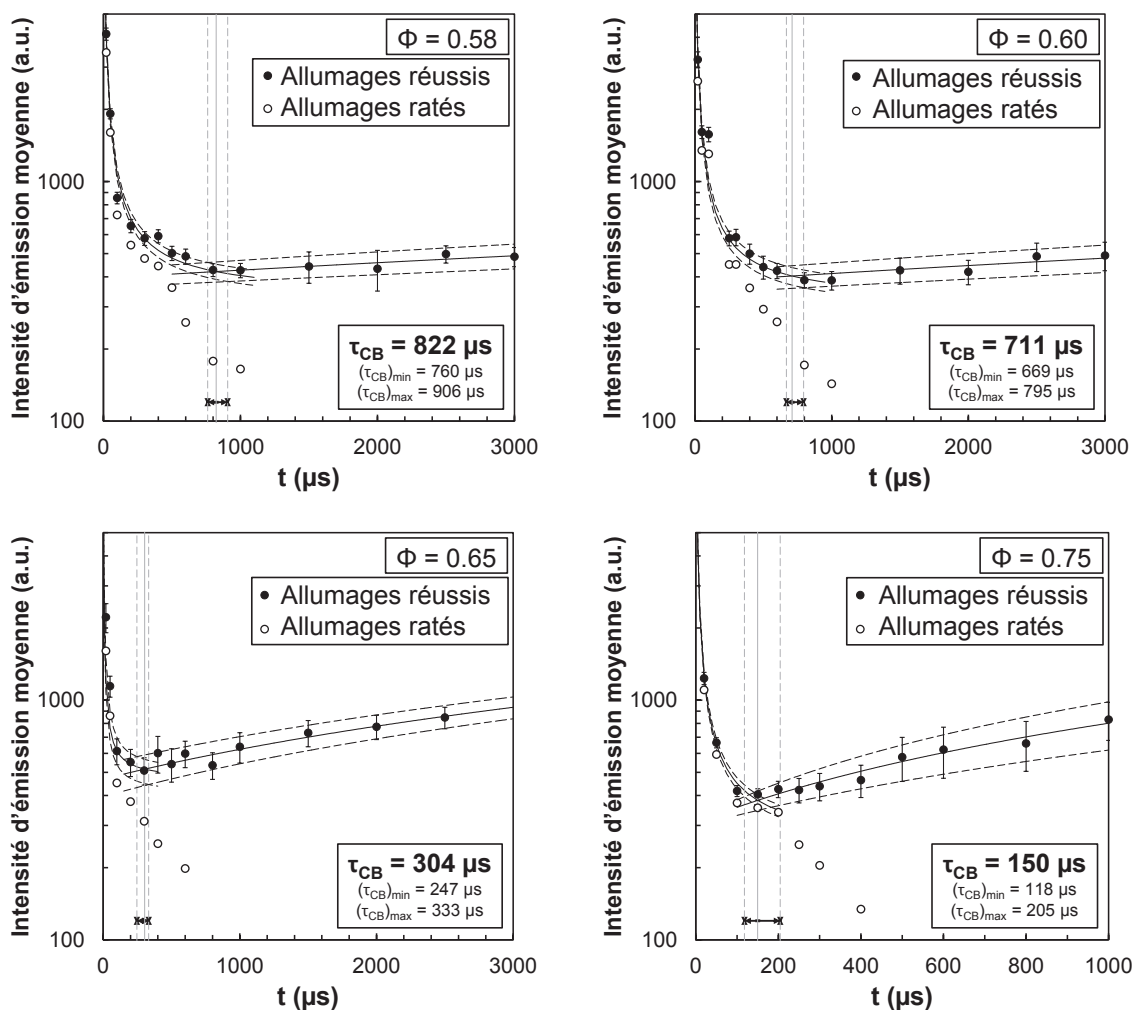


Figure 4.7 – Evolution temporelle de l'intensité d'émission moyenne du noyau pour différentes richesses  $\phi$  de mélange, dans le cas d'allumages réussis et ratés (écoulement prémélangé laminaire  $CH_4/air$ ,  $E_d = MIE_0$  dans les conditions de richesse correspondantes).

Nous notons  $\tau_{CB}$ , l'instant où débutent les réactions de ramification (chain-branching reactions), permettant la production de radicaux et donc l'initiation de la combustion. Dans le cas des allumages réussis, puisque la diminution de l'intensité d'émission (correspondant au refroidis-

sement du noyau de gaz chauds) est suivie par une augmentation liée à l'initiation des réactions chimiques, le temps  $\tau_{CB}$  est l'instant auquel l'intensité d'émission du noyau atteint un minimum. Afin de déterminer précisément  $\tau_{CB}$  pour chaque richesse, la méthode suivante est utilisée : les points entre le premier enregistrement et l'intensité minimum d'émission sont interpolés par une fonction hyperbolique ; une fonction linéaire est utilisée pour l'interpolation des points entre l'intensité minimum d'émission et le dernier enregistrement (Figure 4.7). L'intersection de ces deux fonctions donne  $\tau_{CB}$ . L'incertitude sur la valeur de  $\tau_{CB}$  est obtenue en appliquant la même méthode aux barres d'erreur supérieures et inférieures de l'intensité d'émission. De cette manière, le temps  $\tau_{CB}$  d'initiation des réactions chimiques via les réactions de ramifications a été déterminé pour différentes richesses entre 0.55 et 0.85. Les résultats sont reportés sur la Figure 4.8 et dans le Tableau 4.4.

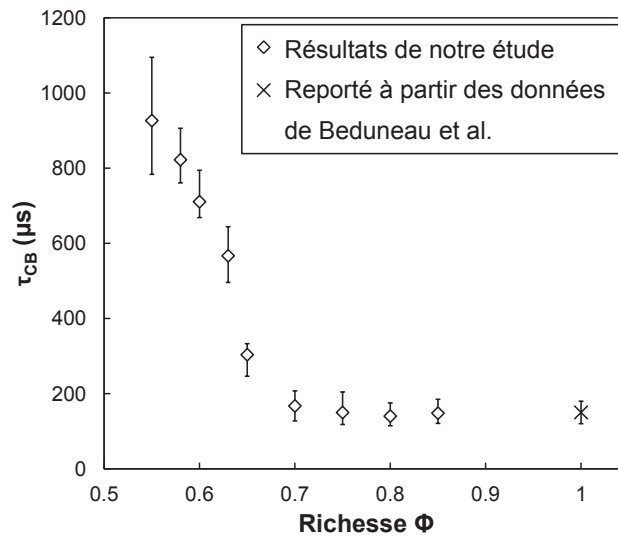


Figure 4.8 – Evolution de  $\tau_{CB}$ , le temps d'initiation des réactions chimiques par les réactions de ramification (chain-branching reactions) en fonction de la richesse  $\phi$  (écoulement prémélangé laminaire  $\text{CH}_4/\text{air}$ ). Le temps  $\tau_{CB}$  reporté par les mesures de Beduneau et al. [18] pour un mélange laminaire  $\text{CH}_4/\text{air}$  à richesse 1 est indiqué sur la figure.

$\phi$	0.55	0.58	0.60	0.63	0.65	0.70	0.75	0.80	0.85
$\tau_{CB}$ ( $\mu\text{s}$ )	927	822	711	567	304	167	150	140	148
$(\Delta\tau_{CB})_{inf}$ ( $\mu\text{s}$ )	143	62	42	71	57	40	32	26	27
$(\Delta\tau_{CB})_{sup}$ ( $\mu\text{s}$ )	168	84	84	77	29	40	55	35	37

Tableau 4.4 – Valeurs du temps d'initiation des réactions chimiques  $\tau_{CB}$  (données sur la Figure 4.8) en fonction de la richesse  $\phi$  (écoulement prémélangé laminaire  $\text{CH}_4/\text{air}$ ).

Pour les mélanges très pauvres ( $\phi < 0.70$ ), l'évolution de  $\tau_{CB}$  présente une forte diminution en fonction de la richesse. Ceci signifie que plus le mélange est pauvre, plus le temps nécessaire pour que les réactions chimiques s'initient est important. Pour les richesses plus élevées, entre  $\phi = 0.70$  et 0.85, le temps nécessaire à l'initiation des réactions de ramifications est comparable :  $\tau_{CB} \sim 150 \mu\text{s}$ . Cette valeur du temps  $\tau_{CB}$  est cohérente avec le temps reporté à partir des données de Beduneau et al. [18] pour un mélange laminaire  $\text{CH}_4/\text{air}$  à richesse 1 (indiqué sur la Figure 4.8).

Notons qu'il existe probablement une relation entre la diminution du temps d'initiation des réactions chimiques (entre  $\phi = 0.55$  et  $0.70$ ) et la diminution de la MIE en fonction de la richesse. Comme l'initiation des réactions chimiques intervient plus tard au cours du refroidissement du noyau lorsque la richesse diminue, le noyau de gaz chauds a besoin d'être entretenu plus longtemps par l'énergie apportée lors du claquage, ce qui requiert une énergie d'allumage plus élevée. En effet, l'énergie dégagée par les réactions chimiques qui permet de poursuivre la croissance du noyau est apportée plus tard, il faut donc que le noyau ait une plus grande réserve d'énergie apportée par le claquage. De plus, Beduneau et al. [18] ont montré que l'augmentation de l'énergie déposée allonge la durée de chaque étape de développement du plasma et du noyau (Figure 1.6.b). Ils expliquent que l'augmentation de l'énergie déposée permet une élévation de la production de radicaux et de la durée pendant laquelle les radicaux sont présent en grande quantité. Elle retarde également l'instant où la quantité maximale de radicaux formés est atteinte. Par conséquent, dans le cas des très faibles richesses, l'augmentation de l'énergie déposée permet d'atteindre le bon niveau de radicaux plus tard, c'est-à-dire à un instant plus proche du moment où les réactions chimiques s'initient. Ce phénomène explique également la raison pour laquelle, plus la richesse est faible (plus l'énergie déposée est élevée car  $E_d \sim \text{MIE}_0$ ), plus le refroidissement du noyau est long (Figure 4.6).

## 4.4 Conclusion et perspectives

Ce chapitre nous a amené à étudier l'allumage en écoulement prémélangé laminaire.

Dans un premier temps, la fiabilité de la méthode de détermination de la MIE a été vérifiée.

Puis, une partie a été consacrée à l'influence des propriétés de l'étincelle (à de très courts instants après le dépôt d'énergie) sur la réussite de l'allumage. Nous avons constaté que les légères fluctuations des propriétés de l'étincelle existant d'un tir laser à l'autre sont l'un des phénomènes à l'origine du caractère aléatoire de la réussite de l'allumage, observé en écoulement laminaire dans un certain intervalle d'énergie déposée.

Enfin, l'enregistrement de l'émission du noyau à différents instants après le dépôt d'énergie et pour différentes richesses nous a amené à étudier les phases du développement du noyau, de la phase de noyau de gaz chauds jusqu'à la phase de noyau de flamme auto-entretenu. L'influence de la richesse du mélange sur le développement du noyau a notamment été analysée. A partir de ces enregistrements, le temps d'initiation des réactions chimiques  $\tau_{CB}$  a été déterminé pour les différentes richesses étudiées. Notons que ce temps  $\tau_{CB}$  est différent d'un délai d'auto-inflammation, déterminé à partir d'une augmentation de pression ou de température, dans le cas de l'étude de l'auto-allumage d'un mélange.

La mesure de l'instant auquel les réactions chimiques sont initiées est un point important pour l'étude des mécanismes d'allumage du noyau de flamme. En effet, ce temps représente l'instant auquel le noyau ne croît plus en consommant sa réserve d'énergie issue du claquage, mais grâce à l'énergie dégagée par les réactions de combustion. Le noyau sera ainsi plus apte à vaincre les pertes thermiques induites par l'écoulement extérieur. La transition du plasma vers le noyau de flamme est donc une étape décisive de l'allumage. Dans le cadre de la simulation numérique des processus d'allumage, l'utilisation d'une chimie détaillée rendant compte de la transition du plasma vers le noyau de flamme est un point important.

Les résultats de  $\tau_{CB}$  reportés ici ont été déterminés à partir de l'intensité d'émission du noyau dans le cas d'un allumage par étincelle induite par laser. Cependant, il serait intéressant de réaliser la même étude pour d'autres systèmes d'allumage (allumage plasma, par arc électrique...) afin

d'étudier les étapes de la transition du noyau de gaz chauds vers le noyau de flamme et de déterminer le temps d'initiation des réactions chimiques pour ces différents moyens d'allumage. Cette étude peut être menée soit en mesurant l'évolution temporelle de l'émission propre du noyau, comme cela a été fait dans notre étude, soit en enregistrant l'évolution temporelle de l'émission d'un radical donné (OH, CH...) par PLIF, l'initiation des réactions chimiques étant permise grâce à une augmentation de la concentration de radicaux [18].



# Etude de l'allumage en écoulement turbulent prémélangé

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>157</b>
<b>5.2</b>	<b>Mesure de la MIE en fonction de la fluctuation de vitesse <math>\overline{u'}</math></b>	<b>159</b>
<b>5.3</b>	<b>Etude de l'interaction entre la turbulence et le noyau</b>	<b>162</b>
<b>5.4</b>	<b>Modèles physiques d'extinction</b>	<b>166</b>
5.4.1	Etude du modèle proposé par Ballal et Lefebvre	166
5.4.2	Etude du modèle proposé par Klein et al.	167
5.4.3	Etude du modèle proposé par Shy et al.	169
5.4.4	Proposition d'un modèle pour le phénomène de transition d'allumage	170
<b>5.5</b>	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>173</b>

---

## 5.1 Introduction

Dans des conditions laminaires, l'allumage d'un noyau de flamme auto-entretenu est assuré si l'énergie déposée est suffisamment élevée pour permettre la phase d'initiation des réactions chimiques et si le noyau de flamme allumé parvient à atteindre son rayon critique, rayon nécessaire pour que l'énergie dégagée par la combustion soit supérieure aux pertes thermiques par conduction à la surface du noyau. Dans le cas d'un écoulement turbulent, l'analyse de l'allumage doit prendre en compte l'interaction existant entre le noyau et la turbulence qui conduit à des pertes thermiques supplémentaires. Ces pertes peuvent entraîner l'extinction du noyau. Ainsi, l'énergie déposée doit être suffisamment élevée pour assurer le démarrage des réactions de combustion, mais aussi pour compenser les pertes thermiques par conduction et celles liées à la turbulence. En écoulement turbulent, l'allumage ayant lieu dans des conditions fluctuantes de vitesse (et de fraction de mélange dans le cas des milieux non prémélangés), son étude est généralement menée à partir d'une approche statistique, en mesurant la MIE [51, 55, 65, 66, 67, 14] ou la probabilité d'allumage pour une énergie déposée fixe [1, 68, 69]. La tendance générale observée est qu'une augmentation de l'intensité turbulente entraîne une augmentation de la MIE ou une diminution de la probabilité d'allumage. En effet, dans le cas d'une augmentation de l'intensité turbulente, le noyau de flamme est soumis à une plus forte dissipation turbulente à l'origine de pertes thermiques plus élevées (voir partie 1.5).

En mesurant la MIE en fonction de la fluctuation de vitesse  $u'$  pour des mélanges  $\text{CH}_4/\text{air}$  de différentes richesses (de  $\phi = 0.60$  à  $\phi = 1.30$ ), des études récentes réalisées par Shy et al. [66, 67, 14] ont mis en évidence un phénomène de transition d'allumage en milieu turbulent (voir la description détaillée de ces études dans les parties 1.5.3.1 et 1.5.4.2). Les allumages ont été réalisés par arc électrique, dans une chambre de combustion dans laquelle une turbulence homogène et isotrope est générée par des ventilateurs contra-rotatifs (gamme de turbulence allant de  $u' = 0$  à  $8.3$  m/s, correspondant à une échelle intégrale  $L_i$  comprise entre 0 et 48 mm

[114]). Les résultats ont montré que, pour les faibles intensités de turbulence, la MIE augmente lentement en fonction de  $u'$ , puis, à partir d'une certaine valeur de  $u'$  qui dépend de la richesse, la MIE croît très rapidement. Shy et al. [14] ont expliqué que la transition d'allumage est liée à l'existence de deux modes d'allumage différents, correspondant à la transition entre le régime de flammelette où le front de flamme est plissé mais reste mince (de type laminaire) et le régime de flamme épaissie où le front de flamme est épaissi par les échelles de Kolmogorov et fragmenté en plusieurs poches. Les auteurs ont proposé un modèle permettant de décrire le phénomène de transition d'allumage et d'obtenir un critère pour cette transition, valable pour les différentes richesses de mélange étudiées. Cependant, ce modèle n'a pas été validé par les auteurs pour leurs mesures réalisées à richesse  $\phi = 0.60$ .

Le but de ce chapitre est d'étudier l'allumage d'un noyau de flamme auto-entretenu en écoulement prémélangé pauvre, dans une large gamme de conditions de turbulence, du cas laminaire jusqu'à des écoulements fortement turbulents. Cette analyse nous permettra d'aborder les différents points.

- Les modèles d'extinction basés sur la compétition entre l'énergie dégagée et l'énergie dissipée [65, 70, 14], présentés dans la partie 1.5.4.2, nous ont montré que l'interaction intervenant entre la turbulence et le noyau, à de courts instants après le dépôt d'énergie, constitue un phénomène important à étudier pour la compréhension de l'allumage en milieu turbulent. Dans cette partie, nous nous intéresserons donc aux mécanismes d'interaction turbulence/noyau mis en jeu, lors des premières étapes de développement du noyau.

- Ces différents modèles d'extinction seront étudiés dans le cas de notre configuration expérimentale. Les valeurs théoriques de la MIE calculées à partir de ces modèles seront comparées aux valeurs mesurées expérimentalement.

- D'autre part, nous souhaiterions étudier le caractère universel de la transition d'allumage [66, 67, 14] : ce phénomène est-il également observé dans d'autres configurations expérimentales et pour les mêmes seuils de turbulence ? Ainsi, nous verrons si une transition d'allumage a lieu dans le cas de notre dispositif expérimental, c'est-à-dire pour un système d'allumage différent (allumage par étincelle induite par laser), pour une autre configuration d'écoulement (écoulement stationnaire délivré par une soufflerie verticale) et pour une gamme de propriétés de turbulence différente (de  $\overline{u'} = 0$  à 1.88 m/s, correspondant à une échelle intégrale  $L_i$  comprise entre 0 et 4.91 mm, voir Tableau 2.4).

- De plus, le modèle de transition d'allumage proposé par Shy et al. [14] n'ayant pas été validé pour de faibles richesses (à  $\phi = 0.60$ ), il serait intéressant d'analyser ce phénomène dans des conditions de mélange pauvres et d'expliquer les différents seuils de turbulence mesurés à la transition d'allumage.

L'étude reportée dans ce chapitre a fait l'objet d'un article [115] et est décomposée ici en trois parties.

- Dans un premier temps, la MIE est mesurée en fonction de la fluctuation de vitesse  $\overline{u'}$ , pour différentes richesses (partie 5.2).

- Puis, une partie est consacrée à l'étude du développement du noyau dans différentes conditions de turbulence, afin d'étudier l'interaction entre la turbulence et le noyau, à de courts instants après le dépôt d'énergie, de  $t = 20 \mu\text{s}$  à  $1500 \mu\text{s}$  (partie 5.3).

- Enfin, dans la partie 5.4, nous verrons si les modèles reportés dans la littérature permettent de reproduire l'évolution de la MIE mesurée dans les conditions expérimentales de notre étude, et notamment de décrire la transition d'allumage. La partie 5.4 a également pour but d'expliquer

ce phénomène de transition à partir des modèles de la littérature, ou en proposant un nouveau modèle adapté aux mécanismes d'interaction turbulence/noyau intervenant lors de l'allumage.

## 5.2 Mesure de la MIE en fonction de la fluctuation de vitesse $\overline{u'}$

L'énergie minimum d'allumage (MIE) est mesurée en fonction de la fluctuation de vitesse  $\overline{u'}$  (conditions de turbulence reportées dans le Tableau 2.4), dans un écoulement prémélangé CH<sub>4</sub>/air (écoulement décrit dans la partie 2.1.2.1). Le dispositif utilisé pour l'allumage et pour la mesure de la MIE est celui présenté sur la Figure 2.6. La méthode de détermination de la MIE a été décrite dans la partie 2.3.3 et sa fiabilité a été vérifiée dans la partie 4.1. La Figure 5.1 présente l'évolution de la MIE en fonction de la fluctuation de vitesse  $\overline{u'}$ , mesurée pour différentes richesses comprises entre 0.55 et 0.75. Les valeurs de la MIE en  $\overline{u'} = 0$  sont celles de la MIE mesurées en écoulement laminaire (MIE<sub>0</sub>) et reportées dans le Tableau 4.1. Les barres d'erreur correspondent à l'incertitude de la MIE, calculée à partir de la méthode présentée dans la partie 2.3.3.

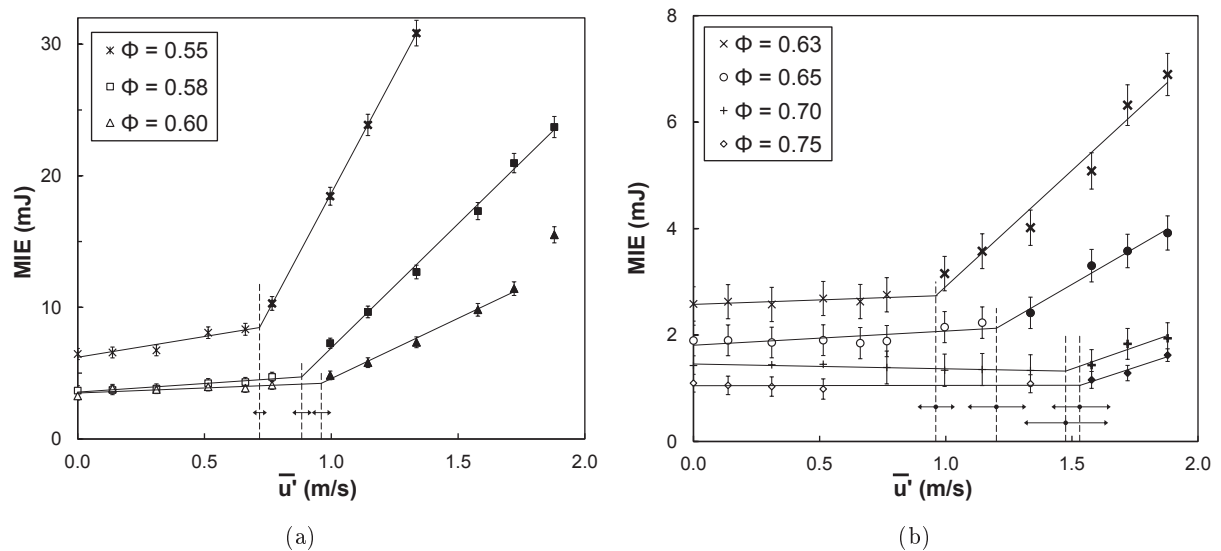


Figure 5.1 – MIE en fonction de  $\overline{u'}$  pour différentes richesses  $\phi$  (écoulement prémélangé CH<sub>4</sub>/air). Symboles blancs ou en traits fins : points avant la transition d'allumage. Symboles noirs ou en traits épais : points après la transition d'allumage.

La Figure 5.1 montre que, pour les faibles valeurs de  $\overline{u'}$ , la MIE est presque constante, de l'ordre de MIE<sub>0</sub>, et n'augmente que très légèrement en fonction de  $\overline{u'}$ . Cette augmentation progressive de la MIE en fonction de  $\overline{u'}$  est en accord avec les études de l'allumage en écoulement turbulent reportées dans la littérature [51, 55, 65, 66, 67, 14], bien que ces études présentent généralement une croissance légèrement plus rapide de la MIE en fonction de  $\overline{u'}$ . Cette différence est attribuée à la méthode utilisée pour générer la turbulence dans notre configuration expérimentale. Dans l'étude de Shy et al. [66, 67, 14], la turbulence est générée grâce des ventilateurs contra-rotatifs dans une chambre de combustion, permettant d'obtenir une turbulence homogène et isotrope temporellement et spatialement. Dans notre étude, la turbulence générée est celle d'une turbulence de grille, c'est-à-dire homogène et isotrope dans un plan perpendiculaire à l'écoulement, mais spatialement décroissante. Ainsi, le noyau se développe dans une turbulence



légèrement plus faible que celle existant au point de dépôt d'énergie. Rappelons que pour prendre en compte ce phénomène, les propriétés de la turbulence données dans notre étude (Tableau 2.4) résultent du moyennage des propriétés rencontrées par le noyau lors de la première milliseconde après le dépôt d'énergie (Figure 2.5). Cette caractéristique de notre dispositif expérimental permet d'expliquer la raison pour laquelle, pour les faibles niveaux de turbulence, l'augmentation de la MIE en fonction de  $\overline{u'}$  est plus lente que dans les études reportées dans la littérature.

Pour les niveaux de turbulence élevés, la Figure 5.1 montre que la MIE augmente très rapidement en fonction de la fluctuation de vitesse  $\overline{u'}$ . En effet, la pente décrivant l'évolution de la MIE présente une rupture nette à partir d'une certaine valeur de  $\overline{u'}$ . Cette rupture de pente semble correspondre au phénomène de transition d'allumage reporté récemment par Shy et al. [66, 67, 14]. Dans les conditions de turbulence situées après cette transition, une quantité importante d'énergie est donc requise pour allumer le mélange. La transition d'allumage est observée pour les différentes richesses étudiées ici ( $0.55 \leq \phi \leq 0.75$ ), mais elle a lieu à des niveaux de turbulence différents.

La valeur de  $\overline{u'}$  à la transition est notée  $\overline{u'_{critique}}$  et est calculée à partir de l'intersection entre l'interpolation linéaire appliquée aux points situés avant la transition et l'interpolation linéaire des points après la transition. L'incertitude sur la valeur de  $\overline{u'_{critique}}$  est obtenue à partir de l'intersection entre les interpolations linéaires appliquées aux bars d'erreurs supérieures et inférieures de la MIE. La valeur de  $\overline{u'_{critique}}$  obtenue pour chaque richesse est repérée par un trait discontinu vertical sur l'axe des abscisses sur la Figure 5.1 et l'incertitude de  $\overline{u'_{critique}}$  est représentée par une flèche horizontale. La Figure 5.2.a présente les valeurs de  $\overline{u'_{critique}}$  obtenues dans notre étude, en fonction de la richesse, ainsi que les résultats reportés par Shy et al. [14]. Nos valeurs suivent une évolution cohérente avec celles obtenues par Shy en fonction la richesse, bien qu'il existe un facteur 3 entre les résultats reportés par les deux études. Ceci est lié au fait que notre configuration expérimentale diffère de celle de Shy (système d'allumage par étincelle induite par laser, plus petites échelles de turbulence). Les valeurs de  $\overline{u'_{critique}}$  obtenues dans notre étude et la valeur à  $\phi = 0.60$  reportée par Shy et al. [14] montrent que la fluctuation de vitesse à la transition d'allumage augmente en fonction de la richesse lorsque  $\phi < 0.70$ , signifiant que des niveaux de turbulence plus élevés doivent être atteints pour observer la transition d'allumage. A des richesses plus élevées, d'après les valeurs de Shy et al. [14], la fluctuation de vitesse à la transition d'allumage suit une évolution presque constante pour  $\phi \geq 0.70$ . De même, les deux points obtenus dans notre étude à  $\phi = 0.70$  et  $0.75$  semblent en accord avec cette évolution constante.

Comme nous l'avons expliqué dans l'introduction de ce chapitre et dans les parties 1.5.3.1 et 1.5.4.2, le phénomène de transition d'allumage a déjà été observé par Shy et al. [66, 67, 14] et est expliqué par les auteurs de la manière suivante. D'après Kurdyumov et al. [116], la MIE est proportionnelle à  $\delta_r^3$ , où  $\delta_r$  est l'épaisseur de la zone de réaction de la flamme. Compte tenu de ce résultat, Shy et al. [14] expliquent que le phénomène de transition d'allumage est lié à un changement de régime de combustion turbulente, du régime de flammelette vers le régime de flamme épaissie. Avant la transition, pour de faibles intensités turbulentes, les tourbillons plissent le front de flamme, mais sa structure interne reste identique à celle d'une flamme laminaire (front de flamme mince). Dans ce régime de flammelette, la MIE est de l'ordre de grandeur de  $MIE_0$ , la MIE dans des conditions laminaires, et augmente lentement en fonction de  $u'$ . Après la transition, pour des niveaux de turbulence plus élevés, les tourbillons deviennent suffisamment petits et énergétiques pour épaissir le front de flamme et ainsi, modifier de manière importante sa structure. Dans ce régime de flamme épaissie, une importante énergie est requise pour assurer la

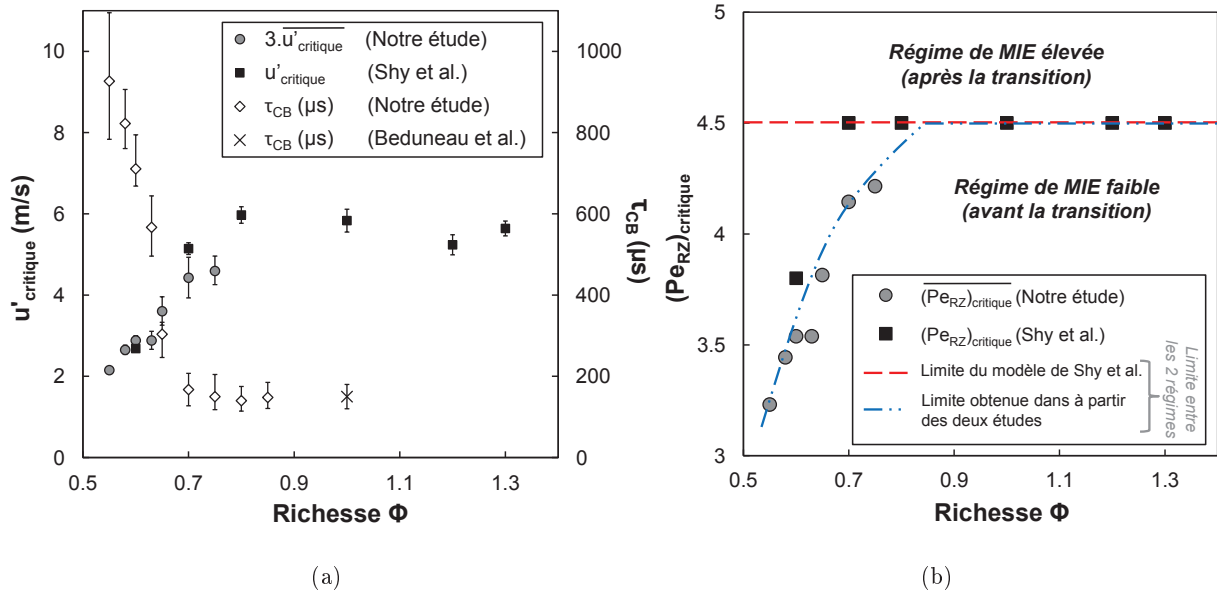


Figure 5.2 – Valeurs de la fluctuation de vitesse (a) et du nombre de Peclet (Equation 1.37) (b) à la transition d’allumage en fonction de la richesse  $\phi$  (écoulement prémélangé  $\text{CH}_4/\text{air}$ ) : valeurs obtenues dans notre étude ( $u'_{critique}$  et  $(Pe_{RZ})_{critique}$ ) et par Shy et al. [14] ( $u'_{critique}$  et  $(Pe_{RZ})_{critique}$ ). La Figure (a) indique également les valeurs de  $\tau_{CB}$  en fonction de  $\phi$  reportées dans notre étude (Figure 4.8) et par Beduneau et al. [18].

réussite de l’allumage. Le modèle proposé par les auteurs pour expliquer la transition d’allumage est basé sur un nombre de Peclet  $Pe_{RZ}$  représentant la compétition entre la diffusivité turbulente et la diffusivité moléculaire à l’intérieur et à l’extérieur du noyau (voir la description détaillée du modèle dans la partie 1.5.4.2). La diffusivité turbulente et la diffusivité moléculaire sont respectivement définies par les auteurs par  $u'\tau_k$  (où  $\tau_k$  est le temps caractéristique des échelles de Kolmogorov) et par  $S_L^0\delta_r$  (où  $S_L^0$  est la vitesse de flamme laminaire non étirée et  $\delta_r$ , l’épaisseur de la zone de réaction du noyau de flamme). Quelle que soit la richesse, le nombre de Peclet à la transition d’allumage est  $(Pe_{RZ})_{critique} = 4.5$ . Cependant, ce modèle n’a pas été validé pour les mesures effectuées à richesse  $\phi = 0.60$  où  $(Pe_{RZ})_{critique} = 3.8$ .

La Figure 5.2.b présente l’évolution du nombre de Peclet à la transition d’allumage (noté  $(Pe_{RZ})_{critique}$ ) en fonction de la richesse, reportée par Shy et al. [14], et calculée dans le cas de notre étude. La valeur  $(Pe_{RZ})_{critique} = 3.8$ , obtenue par Shy et al. [14] à  $\phi = 0.60$ , est cohérente avec les valeurs calculées dans notre étude. Ceci semble donc confirmer que le critère  $(Pe_{RZ})_{critique} = 4.5$  obtenu à partir du modèle de Shy et al. [14] n’est pas valide pour les faibles richesses ( $\phi < 0.70$ ).

La Figure 5.2.a indique également les valeurs de  $\tau_{CB}$ , le temps d’initiation des réactions chimiques dans le noyau, mesurées précédemment en fonction de la richesse (partie 4.3, Tableau 4.4). Pour l’étude de  $u'_{critique}$ , il est important de prendre en compte ce temps  $\tau_{CB}$ , puisque nous souhaitons étudier l’interaction de la turbulence avec le noyau lors des premières phases de son développement, notamment au moment du démarrage des réactions de combustion. La Figure 5.2.a montre que, lorsque  $\phi < 0.70$ , les évolutions de  $u'_{critique}$  et de  $\tau_{CB}$  en fonction de la richesse sont totalement opposées. Plus le temps d’initiation des réactions chimiques  $\tau_{CB}$  est long, plus le seuil  $u'_{critique}$  de turbulence à atteindre pour observer la transition d’allumage est faible. Pour  $\phi \geq 0.70$ ,  $u'_{critique}$  et  $\tau_{CB}$  suivent une évolution constante en fonction de la richesse. Notons

également que l'intervalle de richesse pour lequel Shy et al. [14] ont obtenu un critère constant  $(Pe_{RZ})_{critique} = 4.5$  coïncide avec l'intervalle où  $\tau_{CB}$  est constant. En revanche, la richesse  $\phi = 0.60$  pour laquelle une valeur particulière du critère a été calculée ( $(Pe_{RZ})_{critique} = 3.8$ ) se situe dans l'intervalle de richesse où  $\tau_{CB}$  varie. Ces observations semblent donc confirmer que cette valeur particulière à richesse 0.60 du critère proposé par Shy et al. [14] est cohérente avec les résultats obtenus dans notre étude.

Pour conclure, le phénomène de rupture de pente de la MIE tracée en fonction de  $u'$  a été observé dans deux études présentant une configuration expérimentale différente. La transition d'allumage en milieu turbulent paraît donc être un phénomène universel. Elle a été observée dans l'étude de Shy et al. [14] et dans la nôtre, pour deux systèmes d'allumage différents et pour une large gamme de conditions de turbulence générée dans des configurations d'écoulement différentes. De plus, la Figure 5.2.a montre qu'un lien existe entre le seuil de turbulence auquel la transition d'allumage a lieu et le temps d'initiation des réactions chimiques. Pour  $\phi < 0.70$ , les résultats montrent que, lorsque la richesse diminue, la transition d'allumage a lieu à des niveaux de turbulence plus faibles, et ceci semble être lié à l'initiation tardive des réactions chimiques (grands  $\tau_{CB}$  associés aux faibles  $u'_{critique}$ ). Il serait donc important d'étudier les échelles temporelles de la turbulence qui caractérisent le début de l'interaction des tourbillons avec le noyau. Ce point est étudié dans la partie suivante.

### 5.3 Etude de l'interaction entre la turbulence et le noyau : développement du noyau dans différentes conditions de turbulence

Cette partie analyse les premières étapes de développement du noyau en écoulement turbulent, afin d'étudier l'interaction intervenant entre la turbulence et le noyau. Une attention particulière sera portée sur le passage entre la phase de refroidissement du noyau de gaz chauds et la phase d'allumage du noyau de flamme. En effet, l'interaction turbulence/noyau doit être étudiée avant et après la phase de démarrage des réactions chimiques qui débute via l'initiation des réactions de ramification à  $t = \tau_{CB}$ .

Afin de réaliser cette étude, l'émission du noyau a été enregistrée par la caméra intensifiée à différents instants après le déclenchement du laser d'allumage (entre  $t = 20$  et  $1500 \mu\text{s}$ ). Le montage utilisé est présenté dans la partie 2.6.3 et sur la Figure 2.25 (caméra en position 2). Les enregistrements sont réalisés pour un mélange  $\text{CH}_4/\text{air}$  de richesse  $\phi = 0.60$ , dans différentes conditions d'écoulement :

- en écoulement laminaire :  $\overline{u'} = 0$ ,
- en écoulement turbulent, avant la transition d'allumage :  $\overline{u'} = 0.54 \text{ m/s}$  (Grille F,  $x_{etincelle} = 80 \text{ mm}$ ),
- en écoulement turbulent, après la transition d'allumage :  $\overline{u'} = 1.88 \text{ m/s}$  (Injecteur Multi-Echelles,  $x_{etincelle} = 60 \text{ mm}$ ).

Rappelons que dans le cas  $\phi = 0.60$ , la transition d'allumage a lieu lorsque  $\overline{u'} = 0.96 \text{ m/s}$  (Figure 5.2). 100 essais d'allumage ont été réalisés pour chaque instant d'enregistrement et pour chaque condition d'écoulement, avec le temps d'ouverture et le gain de la caméra respectivement fixés à  $30 \mu\text{s}$  et à 200. Le résultat de l'essai d'allumage, l'énergie déposée et l'image du noyau sont enregistrés à chaque essai. Le traitement des images consiste à les redresser (correction liée à l'inclinaison de la caméra), puis soustraire le bruit de fond et appliquer un filtre gaussien.

La Figure 5.3 présente des images instantanées du noyau de flamme dans les trois conditions

d'écoulement étudiées, à différents instants après le déclenchement du laser d'allumage ( $t = 50, 300, 600, 1000 \mu\text{s}$ ) et pour une énergie déposée constante égale à 42 mJ.

Dans le cas laminaire, la Figure 5.3 présente un noyau de flamme sphérique quel que soit l'instant  $t$  après le dépôt d'énergie. Cette morphologie est cohérente avec le fait que le développement du noyau ait lieu dans un écoulement présentant des conditions de vitesse non fluctuantes. Des enregistrements similaires ont été reportés précédemment dans le cas d'allumages réussis en écoulement laminaire (Figures 4.6).

Pour les faibles niveaux de turbulence (cas avant la transition,  $\overline{u'} = 0.54 \text{ m/s}$ ), le noyau est tout d'abord sphérique et suit un développement de type laminaire. Puis, à partir de  $t = 600 \mu\text{s}$ , le noyau commence à être très légèrement plissé sous l'action des tourbillons de l'écoulement. Le plissement devient plus important au fur et à mesure du développement du noyau. Il est nettement visible sur l'enregistrement à  $t = 1000 \mu\text{s}$ . A partir de ces observations et en prenant en compte la valeur du temps caractéristique des plus petites échelles de la turbulence ( $\tau_k \sim 664 \mu\text{s}$  pour les échelles de Kolmogorov), le développement initial du noyau dans cette condition de turbulence ( $\overline{u'} = 0.54 \text{ m/s}$ ) est comparable à un développement laminaire jusqu'à environ 600  $\mu\text{s}$  (ce temps est de l'ordre de grandeur de  $\tau_k$ ). Puis, l'interaction avec les échelles turbulentes débute, ce qui conduit à un plissement de la surface du noyau. Ce phénomène est identique à celui observé dans des études reportées précédemment dans la littérature [19, 117, 58, 59].

Pour les niveaux de turbulence plus élevés (cas après la transition,  $\overline{u'} = 1.88 \text{ m/s}$ ), les enregistrements reportés sur la Figure 5.3 montrent que l'interaction avec les échelles turbulentes débute très tôt au cours du développement du noyau. Un plissement de la surface du noyau est nettement visible dès 300  $\mu\text{s}$ , il devient très important à 600  $\mu\text{s}$  et il conduit ensuite à une fragmentation du noyau en plusieurs poches à 1000  $\mu\text{s}$ . Cette fragmentation du noyau est due au mélange rapide induit par les tourbillons dans l'écoulement. A la différence du cas faiblement turbulent ( $\overline{u'} = 0.54 \text{ m/s}$ ), le noyau ne suit donc pas un développement de type laminaire (noyau sphérique) durant les quelques 100 premières  $\mu\text{s}$ . Le noyau subit une modification de sa structure dès les premiers instants de sa croissance, en raison des très petites échelles ( $\tau_k \sim 128 \mu\text{s}$  pour les échelles de Kolmogorov) existant à ce niveau élevé de turbulence ( $\overline{u'} = 1.88 \text{ m/s}$ ).

La valeur du temps d'initiation des réactions chimiques lorsque  $\phi = 0.60$  (Tableau 4.4) est rappelée sur la Figure 5.3 ( $\tau_{CB} \sim 700 \mu\text{s}$ ). Nous constatons que dans le cas faiblement turbulent (avant la transition d'allumage,  $\overline{u'} = 0.54 \text{ m/s}$ ), le plissement du noyau devient important après le démarrage des réactions chimiques, car  $\tau_k \sim \tau_{CB}$ . Dans ce cas, le noyau suit un développement de type laminaire jusqu'à la phase de démarrage de la combustion, ce qui conduit à une MIE de l'ordre de  $\text{MIE}_0$  (Figure 5.1). En revanche, dans le cas le plus turbulent (après la transition,  $\overline{u'} = 1.88 \text{ m/s}$ ), une modification de la structure du noyau est observée avant le démarrage de la combustion (car  $\tau_k < \tau_{CB}$ ), lorsque que la croissance du noyau est assurée uniquement grâce à l'énergie déposée lors du claquage. Ainsi, les petites échelles de la turbulence induisent une dissipation turbulente sur le noyau de gaz chauds, avant l'initiation des réactions chimiques. Dans ce cas, une énergie plus importante est requise pour que l'allumage réussisse, afin de compenser cette dissipation turbulente additionnelle.

Afin de quantifier le début de l'interaction entre le noyau et les échelles turbulentes, un facteur de plissement est calculé aux différents instants d'enregistrement et pour les différentes conditions d'écoulement étudiées. Après avoir recherché le seuil de binarisation par la méthode d'Otsu [111], une image binarisée est calculée à partir de chaque image instantanée de l'émission du noyau. La détermination du périmètre  $p$  et de la surface  $s$  du noyau binarisé permet de calculer les rayons

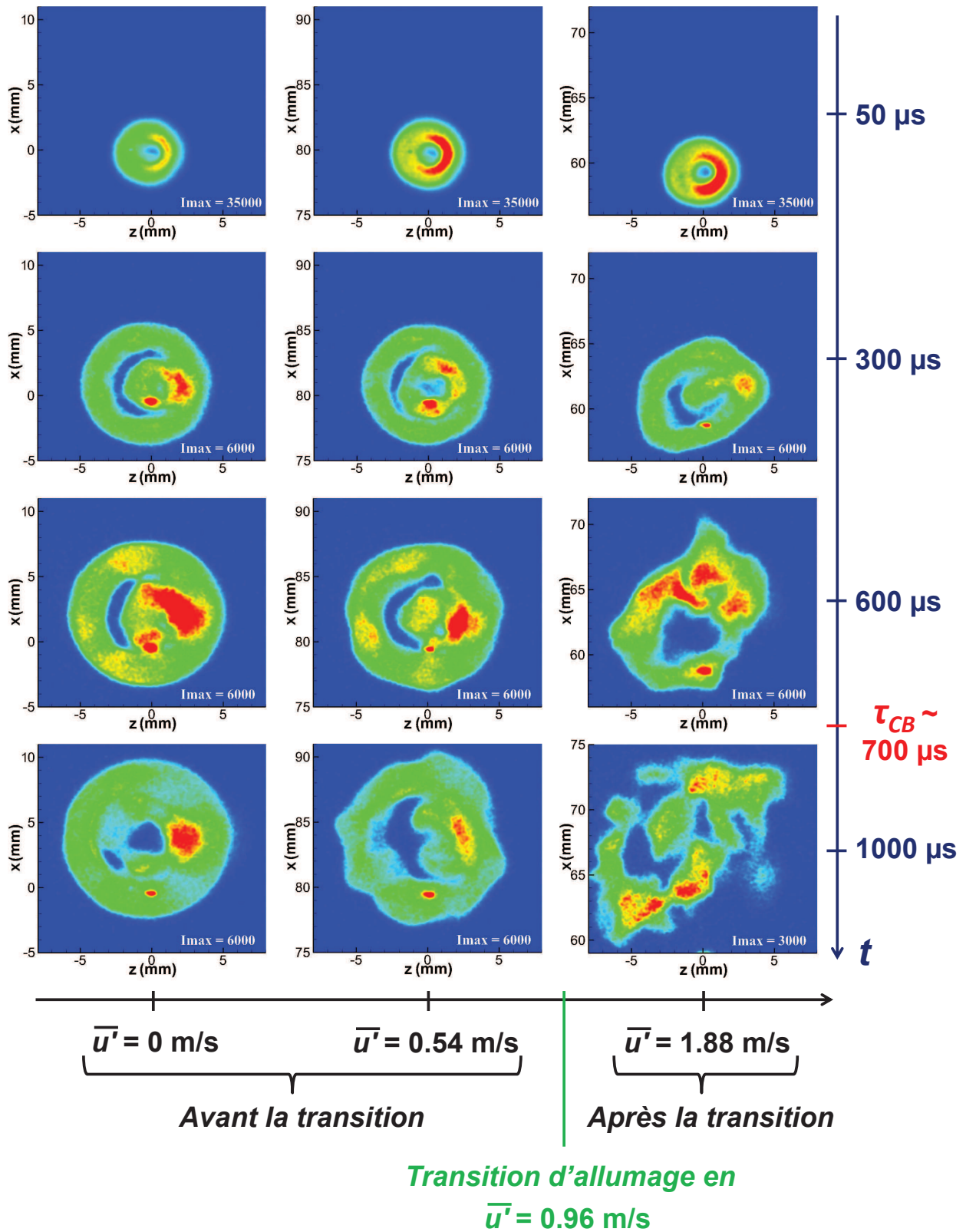


Figure 5.3 – Images du noyau à différents instants  $t$  après le déclenchement du laser d'allumage et pour différents niveaux de turbulence (écoulement prémélangé  $\text{CH}_4/\text{air}$ ,  $\phi = 0.60$ ,  $E_d = 42 \text{ mJ}$ ). L'échelle de couleur correspond à l'intensité d'émission du noyau et est comprise entre 0 et la valeur  $I_{max}$  indiquée sur chaque image.

équivalents  $R_p$  et  $R_s$ , tel que [58, 59]. :

$$R_p = p/(2\pi) \quad (5.1)$$

et

$$R_s = (s/\pi)^{1/2} \quad (5.2)$$

Le facteur de plissement est défini par le rapport  $R_p/R_s$ . Ce rapport est égal à 1 lorsque le noyau est parfaitement sphérique et ne présente donc aucun plissement. Plus le plissement du noyau devient important, plus ce rapport augmente.

La Figure 5.4 présente l'évolution temporelle du facteur de plissement moyen, dans les trois conditions d'écoulement étudiées : laminaire, turbulent avant la transition d'allumage ( $\bar{u}' = 0.54$  m/s), turbulent après la transition d'allumage ( $\bar{u}' = 1.88$  m/s). La moyenne du taux de plissement est calculée à partir des 100 enregistrements réalisés pour chaque instant et chaque condition de turbulence. Les résultats reportés sur la Figure 5.4 sont obtenus dans le cas d'une énergie déposée constante  $E_d = 42$  mJ et également pour des énergies déposées égales au double de la MIE dans la condition d'écoulement étudiée (valeurs de la MIE en fonction de  $\bar{u}'$  à  $\phi = 0.60$  reportées sur la Figure 5.1.a).

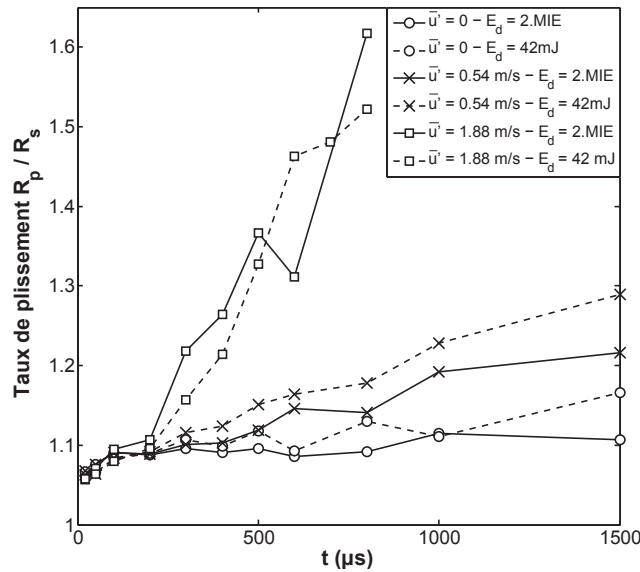


Figure 5.4 – Evolution temporelle du taux de plissement moyen du noyau pour différentes conditions de turbulence :  $\bar{u}' = 0$  et 0.54 m/s avant la transition d'allumage et  $\bar{u}' = 1.88$  m/s après la transition (écoulement prémélangé  $\text{CH}_4/\text{air}$ ,  $\phi = 0.60$ ,  $E_d = 2.\text{MIE}$  et  $E_d = 42$  mJ).

L'évolution du facteur de plissement reporté sur la Figure 5.4 confirme les observations faites à partir des enregistrements du noyau présentés sur la Figure 5.3. En écoulement laminaire, l'évolution temporelle de  $R_p/R_s$  est constante ( $R_p/R_s \sim 1$ ), ce qui correspond à un développement sphérique du noyau quel que soit l'instant  $t$ . Pour les faibles niveaux de turbulence (cas avant la transition d'allumage,  $\bar{u}' = 0.54$  m/s), le rapport  $R_p/R_s$  est de l'ordre de grandeur du rapport obtenu en écoulement laminaire, pendant les 500 premières microsecondes. Puis, le facteur de plissement augmente lentement en fonction du temps à partir de  $t = 600$   $\mu\text{s}$ , comme cela a été observé sur la Figure 5.3. Pour les niveaux de turbulence plus élevés, (cas après la transition d'allumage,  $\bar{u}' = 1.88$  m/s), le facteur de plissement  $R_p/R_s$  augmente très rapidement dès  $t \sim 200\text{-}300$   $\mu\text{s}$ , ce qui est cohérent avec les observations faites à partir de la Figure 5.3.

La Figure 5.4 montre également que la quantité d'énergie déposée  $E_d$  n'a pas d'effet sur l'évolution du facteur de plissement. Ce résultat signifie que la turbulence modifie de la même manière la structure du noyau, quelle que soit l'énergie déposée, même si une augmentation de l'énergie permet d'avoir une source énergétique plus importante pour la croissance du noyau.

Cette partie permet donc de mettre en évidence l'interaction turbulence/noyau et l'instant auquel cette interaction débute. Nous avons constaté que plus le niveau de turbulence est élevé, plus le plissement de la surface du noyau induit par les tourbillons est important et plus il débute tôt. Pour le cas turbulent étudié après la transition d'allumage ( $\overline{u'} = 1.88$  m/s), les effets de la turbulence sur la structure du noyau sont importants et sont observés avant le temps d'initiation des réactions chimiques  $\tau_{CB}$ , en raison des temps caractéristiques de la turbulence qui sont très courts. Pour le niveau de turbulence étudié avant la transition d'allumage ( $\overline{u'} = 0.54$  m/s), les temps turbulents étant plus grands, la structure du noyau commence à être légèrement modifiée à des temps de l'ordre de  $\tau_{CB}$  et cette modification devient importante seulement après l'initiation de la combustion.

Compte tenu de ces observations faites sur l'interaction turbulence/noyau, le but de la partie suivante est d'expliquer le phénomène de transition d'allumage reporté dans la partie 5.2, à partir des modèles d'extinction de la littérature, ou en proposant un nouveau modèle adapté aux mécanismes d'interaction turbulence/noyau mis en évidence dans cette partie.

## 5.4 Modèles physiques d'extinction : calcul théorique de la MIE et étude du phénomène de transition d'allumage

Dans la partie 1.5.4.2, différents modèles d'extinction [65, 70, 14], basés sur la compétition entre énergie dégagée et énergie dissipée lors de l'interaction turbulence/noyau, ont été présentés. Ces modèles proposant des expressions théoriques du rayon critique turbulent et de la MIE seront étudiés dans le cas de notre configuration expérimentale. Nous verrons si ces modèles permettent de reproduire une évolution théorique de la MIE similaire à celle déterminée expérimentalement, notamment dans les conditions de turbulence situées après la transition d'allumage. Afin de comprendre le phénomène de transition d'allumage mis en évidence dans la section 5.2, cette partie a également pour but de décrire et d'expliquer ce phénomène à partir des modèles reportés dans la littérature ou en proposant un nouveau modèle adapté aux mécanismes mis en jeu lors de ce processus. L'objectif serait également d'expliquer l'effet de la richesse sur les différentes pentes décrites par l'évolution de la MIE après la transition d'allumage (Figure 5.1) et sur la valeur de  $\overline{u'_{critique}}$ , la fluctuation de vitesse à la transition (Figure 5.2.a).

### 5.4.1 Etude du modèle proposé par Ballal et Lefebvre

Suivant le niveau de turbulence, deux expressions théoriques du rayon critique turbulent  $(r_c)_T$  ont été déterminées par Ballal et Lefebvre [65] (Equations 1.29 et 1.30). Ces expressions sont rappelées ici :

$$(r_c)_T = \frac{5\lambda}{\rho C_p (S_L - 0.16u')} \text{ pour } u'/S_L \leq 2 \quad (5.3)$$

et

$$(r_c)_T = \frac{5\lambda}{\rho C_p (S_T - 0.63u')} \text{ pour } u'/S_L > 2 \quad (5.4)$$

La capacité thermique à pression constante  $C_p$  et la conductivité thermique  $\lambda$  sont calculées à la pression et à la température des gaz frais. Pour le calcul du rayon critique lorsque  $u'/S_L > 2$ , l'expression suivante de la vitesse de combustion turbulente est donnée par Ballal et Lefebvre [118] :

$$S_T = \frac{0.5u'\delta}{\eta_k} \quad (5.5)$$

La valeur théorique de la MIE est déterminée à partir du rayon critique turbulent de la manière suivante :

$$MIE_{theorique} = \rho C_p (T_{ad} - T_0) \frac{4\pi}{3} (r_c)_T^3 \quad (5.6)$$

Le calcul théorique de la MIE à partir de ces expressions fournit des valeurs peu cohérentes :

- dans les conditions de turbulence  $u'/S_L \leq 2$ , nous avons des valeurs de l'ordre de 100 mJ, pour les différentes richesses étudiées dans notre étude.

- dans les conditions de turbulence  $u'/S_L > 2$ , la MIE théorique obtenue est de l'ordre de 0.1 à 0.01 mJ et décroît lorsque  $u'$  augmente. Ce résultat est dû au terme  $(S_T - 0.63u')$  situé au dénominateur de l'Equation 5.4 : lorsque  $u'$  augmente, la valeur de  $S_T$  croît plus rapidement que le terme  $0.63u'$ . D'autres expressions théoriques de la vitesse de combustion turbulente, proposées par Bradley et al. [119], ont été utilisées pour le calcul de la MIE théorique dans le cas  $u'/S_L > 2$ . Cependant, des résultats du même ordre de grandeur ont été obtenus.

Par conséquent, bien que le modèle étudié ici ait déjà été validé expérimentalement par Ballal et Lefebvre [65], il ne permet pas de décrire l'évolution de la MIE dans le cadre de notre étude. Rappelons que ce modèle a été validé à partir de mesures réalisées dans des conditions de turbulence relativement faibles ( $0 \leq u'/S_L \leq 5$ ), à une pression inférieure à la pression atmosphérique ( $0.08 \text{ atm} \leq P \leq 0.35 \text{ atm}$ ) et dans le cas d'un allumage par arc électrique. Ces différences peuvent expliquer la raison pour laquelle nous obtenons des valeurs incohérentes de la MIE théorique dans les conditions expérimentales de notre étude. Rappelons que  $\bar{u}'$  varie de 0 à 1.88 m/s dans notre dispositif, ce qui correspond à un intervalle de  $\bar{u}'/S_L$  variant de 0 à 25.7 pour la richesse  $\phi = 0.55$  et de 0 à 9.0 pour  $\phi = 0.75$ .

#### 5.4.2 Etude du modèle proposé par Klein et al.

Klein et al. [70] ont mis en évidence la proportionnalité suivante entre le rayon critique turbulent et la diffusivité turbulente  $D_T$  :

$$(r_c)_T \propto \frac{D_T}{S_L} \quad (5.7)$$

Cette relation a été établie dans le cas où la diffusivité turbulente est très supérieure au coefficient de diffusion moléculaire  $D$  ( $D_T \gg D$ ). Dans le cas d'une turbulence plus modérée, lorsque le terme de diffusion moléculaire n'est plus négligeable devant le terme de diffusion turbulente ( $D_T \sim D$ ), Klein et al. [70] proposent la relation suivante :

$$(r_c)_T \propto \frac{D_T + D}{S_L} \quad (5.8)$$

Cette expression peut être utilisée quel que soit le niveau de turbulence. Dans le cas d'un écoulement fortement turbulent ( $D_T \gg D$ ), elle conduit bien à l'expression reportée par l'Equation 5.7 et dans le cas laminaire ( $D_T = 0$ ), cette définition du rayon critique d'allumage turbulent permet



bien de retrouver l'expression du rayon critique laminaire [43, 45, 50, 51, 52] ( $r_c \sim \lambda/\rho C_p S_L$ , voir partie 1.3.2), si le nombre de Lewis du mélange est de l'ordre de 1 ( $D \sim \lambda/\rho C_p$ ).

A partir du modèle de Klein et al. [70] (Equation 5.8) et à partir de la relation entre la MIE et le rayon critique turbulent (Equation 5.6), nous pouvons écrire que la valeur théorique de la MIE est proportionnelle à l'expression suivante :

$$MIE_{theorique} \propto \rho C_p (T_{ad} - T_0) \frac{4\pi}{3} \left( \frac{D_T + D}{S_L} \right)^3 \quad (5.9)$$

Klein et al. [70] définissent la diffusivité turbulente égale à  $u' L_i$ . De plus, le nombre de Lewis d'un mélange  $\text{CH}_4/\text{air}$  étant de l'ordre de 1 ( $D \sim \lambda/\rho C_p$ ), l'expression à laquelle la MIE théorique est proportionnelle devient :

$$MIE_{theorique} \propto \rho C_p (T_{ad} - T_0) \frac{4\pi}{3} \left( \frac{u' L_i + \frac{\lambda}{\rho C_p}}{S_L} \right)^3 \quad (5.10)$$

Sur la Figure 5.5, la MIE expérimentale (mesurée dans la partie 5.2) a été tracée en fonction de l'expression proportionnelle à la MIE théorique (Equation 5.10), dans les différentes conditions de richesse et de turbulence étudiées. Si une proportionnalité existe entre MIE expérimentale et MIE théorique, les points de la Figure 5.5 peuvent être interpolés par une fonction linéaire passant par l'origine. Nous constatons que ce n'est pas le cas, particulièrement pour les points de faible valeur (correspondant à une faible turbulence). Ceci signifie que la MIE mesurée expérimentalement dans notre configuration ne peut pas être prédite précisément à partir de l'expression théorique du rayon critique proposée par Klein et al. [70].

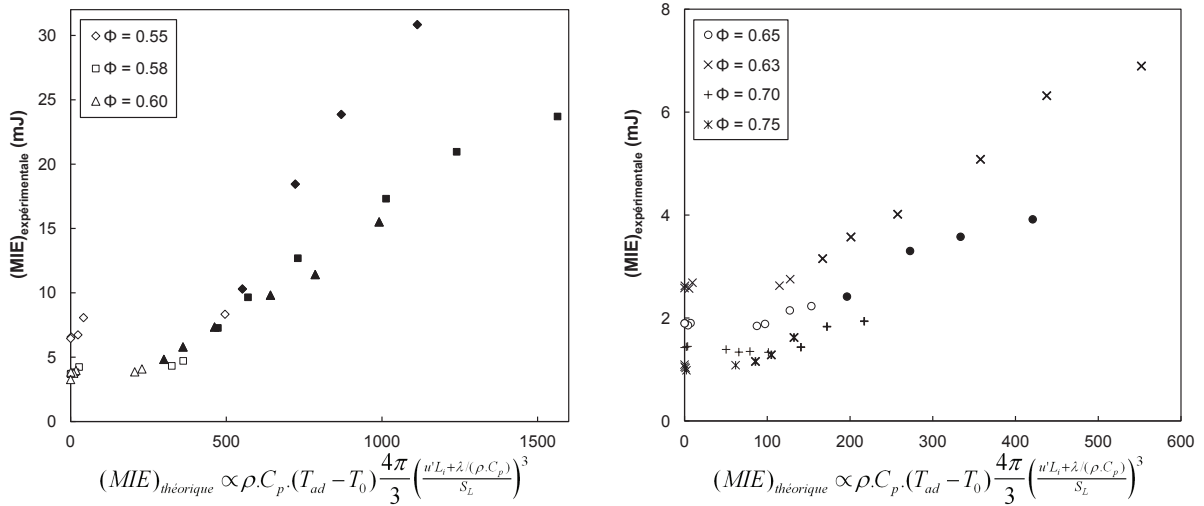


Figure 5.5 – MIE déterminée expérimentalement (voir partie 5.2) tracée en fonction de l'expression proportionnelle à la MIE théorique (Equation 5.10) établie à partir du modèle de Klein et al. [70]. Symboles blancs ou en traits fins : points avant la transition d'allumage.

Symboles noirs ou en traits épais : points après la transition d'allumage.

A partir du modèle de Klein et al. [70], nous pouvons également exprimer le rapport  $MIE/MIE_0$

qui correspond à la MIE normalisée par la valeur de la MIE en écoulement laminaire :

$$\left(\frac{MIE}{MIE_0}\right)_{theorique} = \frac{\left(\frac{D_T+D}{S_L}\right)^3}{\left(\frac{D}{S_L}\right)^3} = \left(1 + \frac{D_T}{D}\right)^3 \quad (5.11)$$

Le tracé de la valeur expérimentale de  $MIE/MIE_0$  en fonction du terme  $(1 + D_T/D)$  devrait permettre de regrouper les séries de mesure réalisées pour les différentes richesses en une seule évolution. Cette représentation de la MIE normalisée est reportée sur la Figure 5.6. Nous constatons que le rapport  $MIE/MIE_0$  mesuré expérimentalement suit une évolution différente suivant la richesse du mélange : la transition d'allumage n'a pas lieu pour le même seuil de  $D_T/D$  et la pente après la transition reste différente. Nous pouvons donc conclure que le modèle reporté par Klein et al. [70] ne permet pas de trouver un critère commun pour la transition d'allumage observée à différentes richesses.

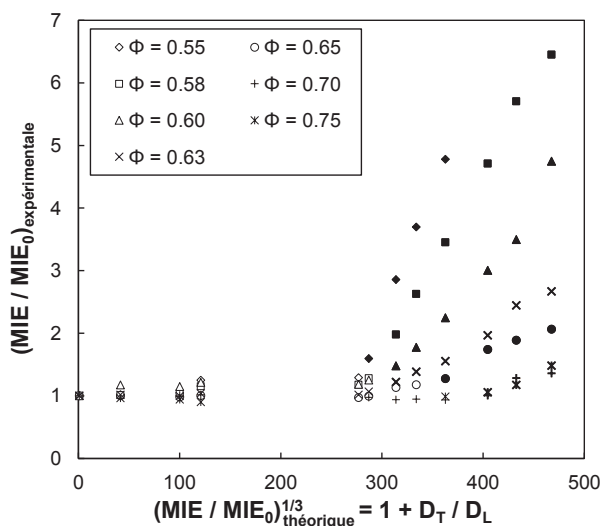


Figure 5.6 – MIE déterminée expérimentalement et normalisée par la valeur de la MIE en écoulement laminaire (voir partie 5.2) tracée en fonction du terme  $(1 + D_T/D)$  (voir Equation 5.11). Symboles blancs ou en traits fins : points avant la transition d'allumage. Symboles noirs ou en traits épais : points après la transition d'allumage.

### 5.4.3 Etude du modèle proposé par Shy et al.

Les observations faites dans la partie 5.2 ont montré que le modèle de transition d'allumage de Shy et al. [14] n'est pas valide pour les faibles richesses,  $\phi < 0.70$  (Figure 5.2.b). Ainsi, les évolutions de la MIE (normalisée par la valeur de la MIE en écoulement laminaire) tracées en fonction du nombre de Peclet  $Pe_{RZ}$  défini par Shy et al. [14] (Equation 1.37) ne se regroupent pas en une seule courbe lorsque que  $\phi < 0.70$ , comme le montre la Figure 5.7.a à  $\phi = 0.60$  et la Figure 5.7.b entre  $\phi = 0.55$  et  $0.65$ . En revanche, les évolutions à  $\phi \geq 0.70$  sur les Figures 5.7.a et 5.7.b forment bien une seule courbe avec ce critère  $Pe_{RZ}$ .

Un modèle pour la transition d'allumage, adapté aux faibles richesses de mélange, doit donc être établi. Dans la partie suivante, en tenant compte des mécanismes d'interaction noyau/turbulence mis en évidence dans la partie 5.3, nous proposons un nouveau modèle pour la transition d'allumage.

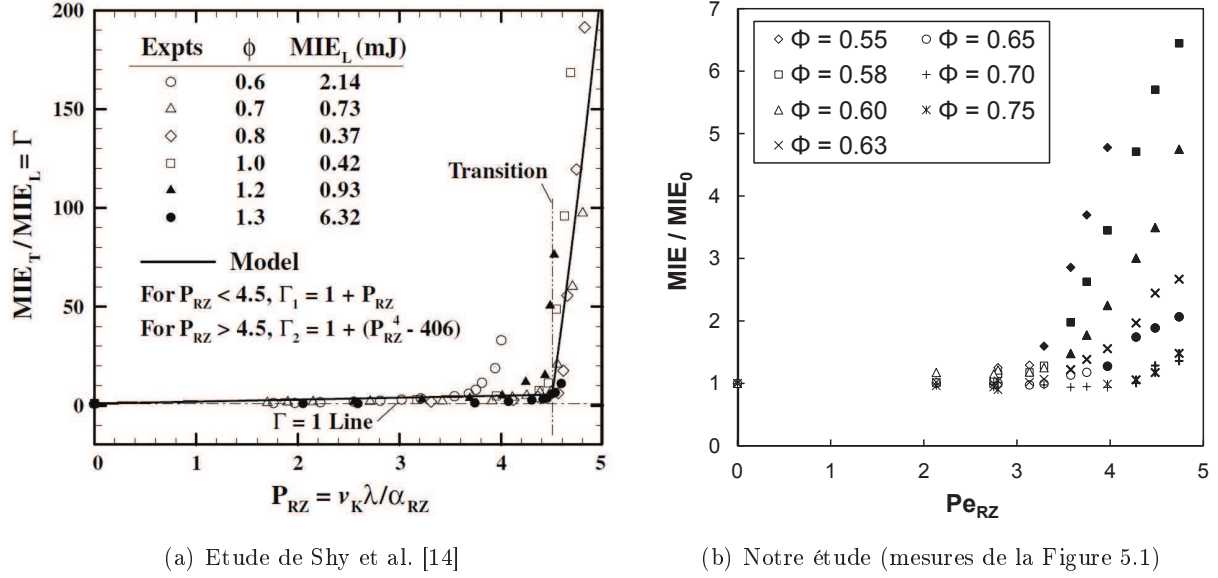


Figure 5.7 – MIE (normalisée par la valeur de la MIE en écoulement laminaire) en fonction du nombre de Peclet défini par Shy et al. [14] (Equation 1.37), pour différentes richesses  $\phi$  (écoulement prémélangé CH<sub>4</sub>/air).

#### 5.4.4 Proposition d'un modèle pour le phénomène de transition d'allumage

Afin de comprendre le phénomène de transition d'allumage mis en évidence dans la partie 5.2 reportant l'évolution de la MIE en fonction de  $\overline{u'}$ , un modèle reprenant le principe du modèle de Shy et al. [14] (basé sur la comparaison des diffusivités laminaire et turbulente) est proposé dans cette partie. Le modèle présenté ici aurait également pour but d'expliquer l'effet de la richesse sur les différentes pentes décrites par l'évolution de la MIE après la transition d'allumage (Figure 5.1) et sur la valeur de  $\overline{u'_{critique}}$ , la fluctuation de vitesse à la transition (Figure 5.2.a).

Le principe du modèle proposé ici est donc de comparer les diffusivités laminaire et turbulente. En écoulement laminaire, l'allumage d'un noyau de flamme auto-entretenu est assuré si l'énergie dégagée par le noyau (énergie issue du claquage puis dégagée par les réactions chimiques) est supérieure à l'énergie dissipée par conduction à la surface du noyau. Ces pertes thermiques sont caractérisées par la diffusivité thermique  $D_L$  définie par :

$$D_L = \frac{\lambda(T_{ad})}{C_p(T_{ad})\rho(T_0)} \quad (5.12)$$

où la conductivité thermique  $\lambda$  et la capacité thermique à pression constante  $C_p$  du mélange CH<sub>4</sub>/air sont calculées à la température adiabatique de flamme  $T_{ad}$  et la masse volumique du mélange est calculée à la température des gaz frais  $T_0$  [43]. Le Tableau 5.1 présente les valeurs de  $D_L$  obtenues en fonction de la richesse.

$\phi$	0.55	0.58	0.60	0.63	0.65	0.70	0.75
$D_L \times 10^5$ (m <sup>2</sup> /s)	1.413	1.445	1.462	1.487	1.503	1.545	1.586

Tableau 5.1 – Valeurs de la diffusivité thermique  $D_L$  calculées à partir de l'Equation 5.12 pour des mélanges CH<sub>4</sub>/air de différentes richesses.

En écoulement turbulent, aux pertes thermiques par conduction s'ajoutent des pertes ther-

miques supplémentaires induites par l'action des tourbillons sur le noyau. Ces pertes thermiques liées à la turbulence sont caractérisées par la diffusivité turbulente  $D_T$ . Cette dernière est généralement associée aux grandes échelles de la turbulence et est définie par  $u'L_i$ . Cette définition de  $D_T$  est utilisée dans les cas où  $t > \tau_i = L_i/u'$  [120], c'est-à-dire à des temps supérieurs à ceux étudiés ici. Dans les conditions de turbulence de notre étude, les instants  $t > \tau_i$  où cette définition de  $D_T$  est valide se situent après les premiers instants de développement du noyau, lorsque celui-ci a atteint un état de noyau de flamme auto-entretenu. Cette expression de  $D_T$  ne pourra donc pas être utilisée dans le cadre de notre étude, car nous analysons la phase d'allumage du noyau et son interaction avec la turbulence à de courts instants après le dépôt d'énergie, à des temps de l'ordre de quelques centaines de  $\mu\text{s}$  ( $t \ll \tau_i$ ). Akindele et Bradley [52] expliquent que la relation  $D_T = u'L_i$  n'est pas valide, lorsque les échelles temporelles et spatiales caractérisant le phénomène étudié sont inférieures à celles de la turbulence ( $\tau_i$ ) [52]. Compte tenu de cette observation, ils ont proposé une expression pour l'évolution temporelle de la diffusivité turbulente, obtenue à partir de l'étude de la dissipation turbulente d'un noyau de gaz chauds :

$$D_T(t) = 0.44u'L_i \left[ 1 - \exp\left(\frac{-u't}{0.44L_i}\right) \right] \quad (5.13)$$

Dans le cas d'un noyau de flamme pleinement développé ( $t \gg \tau_i$ ), cette expression de  $D_T$  devient équivalente à l'expression définie ci-dessus ( $u'L_i$ ).

A de très courts instants, un développement limité au premier ordre de la fonction exponentielle ( $\exp(Ct) \rightarrow 1 + Ct$  quand  $t \rightarrow 0$ , où  $C$  est une constante) conduit à l'expression suivante :

$$D_T(t) = u'^2 t \quad (5.14)$$

La partie 5.3 a mis en évidence l'importance d'étudier le développement du noyau et son interaction avec la turbulence, à des instants de l'ordre du temps d'initiation des réactions chimiques. Ainsi, l'expression de  $D_T$  dans notre étude est calculée à  $t = \tau_{CB}$  :

$$D_T(\tau_{CB}) = \overline{u'}^2 \tau_{CB} \quad (5.15)$$

En se plaçant à l'instant de l'initiation des réactions chimiques dans le noyau, le modèle présenté ici compare les pertes thermiques par conduction, observées quel que soit le type d'écoulement, aux pertes thermiques supplémentaires induites par les tourbillons en écoulement turbulent. Pour cela, le rapport  $D_T(\tau_{CB})/D_L$  est calculé dans les différentes conditions de turbulence et de richesse pour lesquelles la MIE a été mesurée (Figure 5.1). Ce rapport correspond à un nombre de Peclet, noté  $Pe_{CB}$ , défini à  $t = \tau_{CB}$  :

$$Pe_{CB} = \frac{D_T(\tau_{CB})}{D_L} = \overline{u'}^2 \tau_{CB} \frac{C_p(T_{ad})\rho(T_0)}{\lambda(T_{ad})} \quad (5.16)$$

La Figure 5.8 présente l'évolution du rapport MIE/MIE<sub>0</sub> en fonction de  $Pe_{CB}$ . Rappelons que MIE<sub>0</sub> est la valeur de la MIE dans le cas laminaire (voir Tableau 4.1).

Deux régimes sont observés sur la Figure 5.8 :

- Avant la transition d'allumage (symboles blancs ou en traits fins), le rapport MIE/MIE<sub>0</sub> reste environ égal à 1, quelle que soit la richesse. Ainsi, pour les faibles intensités de turbulence, la MIE est de l'ordre de MIE<sub>0</sub> et ne varie pas en fonction du nombre de  $Pe_{CB}$ . Ceci signifie que les transferts thermiques entre la surface du noyau et l'écoulement à  $t = \tau_{CB}$  se fait principalement par diffusion thermique. Au moment de l'initiation des réactions chimiques dans le noyau, la diffusivité turbulente est donc insuffisante pour modifier la structure du noyau et entraîner des

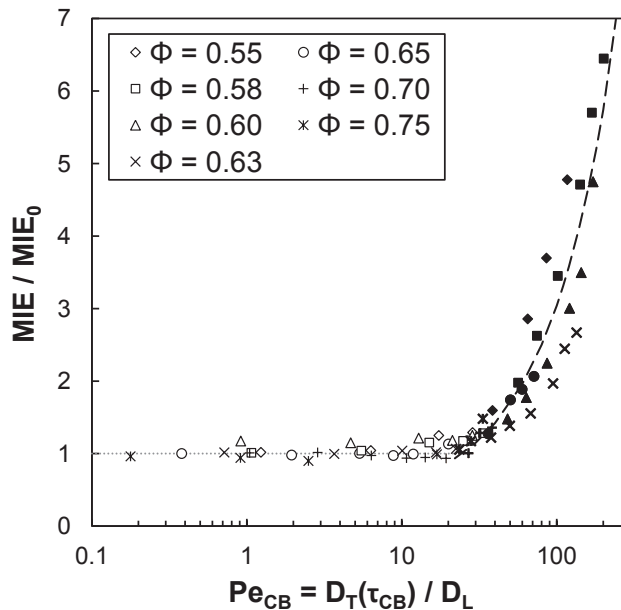


Figure 5.8 –  $MIE/MIE_0$  en fonction du rapport des diffusivités  $Pe_{CB}$  (écoulement prémélangé  $CH_4/air$ ).  $MIE_0$  est la valeur de la MIE en écoulement laminaire prémélangé (Tableau 4.1). Ligne en pointillés fins :  $MIE/MIE_0 = 1$ . Ligne en pointillés larges : fonction linéaire. Symboles blancs ou en traits fins : points avant la transition d'allumage. Symboles noirs ou en traits épais : points après la transition d'allumage.

perdes thermiques importantes (Figure 5.3, cas où  $\bar{u}' = 0.54$  m/s). Cette faible diffusivité turbulente est associée à un temps de Kolmogorov  $\tau_k$  supérieur à  $\tau_{CB}$  ou de l'ordre de  $\tau_{CB}$  (valeurs de  $\tau_k$  et  $\tau_{CB}$  respectivement reportées dans les Tableaux 2.4 et 4.4). Cette constatation a été faite dans la partie 5.3 étudiant le plissement du noyau à richesse 0.60. Ainsi, dans les conditions de turbulence situées avant la transition d'allumage, les tourbillons ont une influence négligeable sur le développement du noyau au moment de l'initiation des réactions chimiques, en termes de pertes thermiques (la MIE reste de l'ordre de  $MIE_0$  quel que soit  $Pe_{CB}$ ) et de modification de sa structure ( $\tau_k \geq \tau_{CB}$ ). Le noyau suit donc un développement de type laminaire durant sa phase de refroidissement, lorsqu'il croît grâce à l'énergie déposée lors du claquage. L'interaction noyau/turbulence intervient plus tard, une fois les réactions initiées. L'énergie dégagée via les réactions de combustion permet alors au noyau de compenser les pertes thermiques induites par la turbulence.

- Le phénomène de transition d'allumage a lieu pour une diffusivité turbulente plus élevée, quand le nombre de Peclet devient supérieure à une valeur critique de l'ordre de 30, quelle que soit la richesse du mélange (Figure 5.8). En effet, après la transition d'allumage (symboles noirs ou en traits épais), le rapport  $MIE/MIE_0$  augmente linéairement en fonction de  $Pe_{CB}$ , comme indiqué par le fonction linéaire représentée par la ligne en pointillés larges sur la Figure 5.8. Ceci signifie que, au moment de l'initiation des réactions chimiques dans le noyau (à  $t = \tau_{CB}$ ), la diffusivité turbulente est suffisamment élevée pour induire un mélange turbulent efficace, capable de modifier la structure du noyau de flamme et entraîner des pertes thermiques importantes. Ce mélange turbulent efficace au moment de l'initiation de la combustion est possible, car le temps caractéristique des petites échelles de la turbulence  $\tau_k$  est supérieur à  $\tau_{CB}$  (valeurs de  $\tau_k$  et  $\tau_{CB}$  respectivement reportées dans les Tableaux 2.4 et 4.4). Ainsi, dans les conditions de turbulence situées après la transition d'allumage, les tourbillons agissent de manière importante sur le dé-

veloppement du noyau, avant et au moment de l'initiation des réactions chimiques. Ceci conduit à des pertes thermiques élevées (le rapport  $MIE/MIE_0$  croît rapidement en fonction de  $Pe_{CB}$ ) et à une modification de la structure du noyau ( $\tau_k < \tau_{CB}$ ). Ainsi, l'interaction noyau/turbulence intervient avant ou au moment de l'initiation de la combustion, lorsque la croissance du noyau est seulement assurée par l'énergie déposée lors du claquage, ce qui explique qu'une plus grande énergie soit requise pour permettre au noyau d'atteindre un état de croissance auto-entretenu. L'effet de l'élévation de l'énergie sur les mécanismes d'allumage a été étudié par Beduneau et al. [18] (voir partie 1.1.4.2). Les auteurs ont montré que l'augmentation de l'énergie déposée permet une élévation de la production de radicaux et de la durée pendant laquelle les radicaux sont présents en grande quantité. Ainsi, dans le cas étudié ici, l'élévation de l'énergie permet d'apporter suffisamment de radicaux pour que l'initiation des réactions chimiques puisse avoir lieu, malgré les recombinaisons radicalaires induites par les pertes thermiques liées à la turbulence.

La Figure 5.8 montre également que les valeurs de la MIE fortement dépendantes de  $\overline{u'}$  et de la richesse (Figure 5.1) se regroupent en une seule courbe lorsqu'elles sont tracées en fonction de  $Pe_{CB}$ . Dans ce cas, la richesse n'a pas d'effet sur le nombre de Peclet à la transition ( $Pe_{CB} \sim 30$ ) et sur la pente décrite par l'évolution de la MIE après la transition d'allumage. Les valeurs précises de  $Pe_{CB}$  à la transition d'allumage, notées  $(Pe_{CB})_{critique}$ , sont données en fonction de la richesse dans le Tableau 5.2. L'incertitude de  $(Pe_{CB})_{critique}$ , notée  $\Delta(Pe_{CB})_{critique}$ , a été calculée à partir des incertitudes de  $\overline{u'_{critique}}$  et de  $\tau_{CB}$ .

$\phi$	0.55	0.58	0.60	0.63	0.65	0.70	0.75
$(Pe_{CB})_{critique}$	34	44	45	35	29	24	22
$\Delta(Pe_{CB})_{critique}$	9	8	8	10	10	11	10

Tableau 5.2 – Valeurs de  $Pe_{CB}$  à la transition d'allumage en fonction de la richesse (résultats déduits de la Figure 5.8).

## 5.5 Conclusion et perspectives

Pour l'étude de l'allumage en écoulement turbulent prémélangé, l'énergie minimum d'allumage a été mesurée sur une large gamme de turbulence, entre  $\overline{u'} = 0$  et 1.88 m/s, pour différentes richesses, entre 0.55 et 0.75 (Figure 5.1). Les résultats ont mis en évidence le phénomène de transition d'allumage déjà reporté par Shy et al. [66, 67, 14] dans une configuration expérimentale très différente, ce qui permet de supposer que ce phénomène est universel. La comparaison de l'évolution de la valeur de  $\overline{u'}$  à la transition (notée  $\overline{u'_{critique}}$ ) et de l'évolution de  $\tau_{CB}$  en fonction de la richesse (Figure 5.2) a mis en évidence l'importance de prendre en compte le temps d'initiation des réactions chimiques dans l'étude du phénomène de transition d'allumage.

L'étude de l'évolution temporelle du plissement du noyau de flamme à richesse 0.60 (Figures 5.3 et 5.4) a montré que l'interaction noyau/turbulence intervient après l'initiation des réactions de combustion dans les conditions de turbulence situées avant la transition d'allumage (car  $\tau_k \sim \tau_{CB}$ ), tandis que cette interaction a lieu avant le démarrage de la combustion dans les conditions de turbulence après la transition (car  $\tau_k < \tau_{CB}$ ). Ainsi, dans le premier cas, l'énergie requise pour allumer est de l'ordre de  $MIE_0$ , la MIE en écoulement laminaire. Dans le second cas, une énergie plus importante est requise, car la turbulence a un effet sur le noyau durant sa phase de refroidissement, avant que de l'énergie soit dégagée par les réactions chimiques.

Enfin, un modèle basé sur la comparaison des diffusivités turbulente et thermique a été proposé afin d'expliquer le phénomène de transition d'allumage et l'influence de la richesse sur la transition. Le nombre de Peclet  $Pe_{CB}$  utilisé pour le modèle est égal au rapport des diffusivités turbulente et thermique, calculé au temps  $t = \tau_{CB}$ . Les valeurs de la MIE fortement dépendantes de  $\overline{u'}$  et de la richesse se regroupent en une seule courbe lorsqu'elles sont tracées en fonction du nombre de Peclet  $Pe_{CB}$  (Figure 5.8). Avant la transition d'allumage, le rapport MIE/MIE<sub>0</sub> est de l'ordre de 1 quel que soit  $Pe_{CB}$ , ce qui signifie que la diffusivité turbulente est trop faible au moment de l'initiation des réactions chimiques pour entraîner des pertes thermiques importantes ayant un impact sur la valeur de la MIE. De plus, cette faible diffusivité turbulente est associée à un temps de Kolmogorov  $\tau_k$  supérieur ou égal à  $\tau_{CB}$ . Après la transition, le rapport MIE/MIE<sub>0</sub> augmente rapidement en fonction de  $Pe_{CB}$ . Pour ces fortes intensités de turbulence, la diffusivité turbulente au moment de l'initiation de la combustion est suffisamment importante pour induire des pertes thermiques élevées, ayant un impact sur la valeur de l'énergie d'allumage. Ce mélange turbulent efficace est possible car  $\tau_k$  est inférieur à  $\tau_{CB}$ .

Le modèle proposé ici s'inspire du modèle de Shy et al. [14], mais présente des différences. En effet, nous avons constaté que le modèle de Shy ne permet pas de décrire la transition d'allumage à de faibles richesses ( $\phi < 0.70$ ). Dans notre étude, souhaitant étudier l'interaction de la turbulence dès les premiers instants de développement du noyau, l'expression utilisée pour la diffusivité turbulente est celle définie à des temps très courts, inférieurs au temps caractéristique de l'échelle intégrale de la turbulence [52]. Cette diffusivité turbulente a été calculée à l'instant de l'initiation des réactions de combustion (à  $t = \tau_{CB}$ ). Ainsi, l'effet de la diffusivité turbulente a été étudié à  $t = \tau_{CB}$ , c'est-à-dire lorsque le noyau croît encore uniquement grâce à l'énergie déposée lors du claquage et pas encore grâce à l'énergie dégagée par les réactions de combustion. Ce modèle peut expliquer la valeur particulière de  $u'_{critique}$  obtenue par Shy et al. [14] pour la richesse 0.60, car cette valeur est cohérente avec l'évolution de  $\overline{u'_{critique}}$  en fonction de la richesse reportée dans notre étude (Figure 5.2.a).

Les résultats reportés ici montrent donc qu'une initiation rapide des réactions de combustion permet au noyau de vaincre plus facilement les perturbations induites par la turbulence au cours de son développement. La durée de l'initiation des réactions chimiques est caractérisée par le temps  $\tau_{CB}$ , qui a été déterminé dans notre étude, dans le cas d'un système d'allumage par étincelle induite par laser. Il serait intéressant de mesurer  $\tau_{CB}$  (par mesure de l'émission du noyau ou par PLIF sur les radicaux) pour d'autres moyens d'allumage (par arc électrique, par décharge nanoseconde...), car les premières étapes de l'allumage ainsi que le temps  $\tau_{CB}$  peuvent différer suivant le système d'allumage. Les temps  $\tau_{CB}$ , obtenus à une richesse donnée pour les différents dispositifs d'allumage, pourraient ainsi constituer un critère important, lors du choix du moyen d'allumage des systèmes de combustion présentant de forts niveaux de turbulence.

## Chapitre 6

---

# Etude de l'allumage en écoulement turbulent non prémélangé

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>175</b>
<b>6.2</b>	<b>Conditions expérimentales de l'étude et méthode d'analyse des enregistrements</b>	<b>176</b>
6.2.1	Caractéristiques de l'écoulement (turbulence, composition, limites de flammabilité)	176
6.2.2	Acquisition et traitement des données	177
6.2.3	Hypothèses de l'étude	179
<b>6.3</b>	<b>Exemples d'enregistrements d'essais d'allumage</b>	<b>180</b>
<b>6.4</b>	<b>Influence des conditions locales et initiales de fraction de mélange sur l'allumage</b>	<b>184</b>
6.4.1	Influence de $Z_{ker,0}$ et de $Z'_{ker,0}$ sur la probabilité d'allumage	184
6.4.2	Influence de la quantité locale de mélange inflammable présente initialement sur la réussite de l'allumage	187
6.4.2.1	Définition du facteur de flammabilité dans le noyau : $F_{ker}$	187
6.4.2.2	Influence de $F_{ker,0}$ sur la probabilité d'allumage	188
6.4.2.3	Expression de la probabilité d'allumage en fonction des conditions de mélange $Z_{ker,0}$ et $F_{ker,0}$	190
<b>6.5</b>	<b>Etude du développement du noyau en fonction des conditions locales initiales de mélange</b>	<b>192</b>
6.5.1	Développement du noyau dans des conditions de mélange proches de la stœchiométrie : $Z_{lean} < Z_{ker,0} < 0.59$	195
6.5.2	Développement du noyau dans des conditions de mélange pauvre : $Z_{ker,0} \leq Z_{lean}$	199
6.5.3	Développement du noyau dans des conditions de mélange riche : $Z_{ker,0} \geq 0.59$	203
<b>6.6</b>	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>206</b>

---

## 6.1 Introduction

Nous avons vu dans le chapitre précédent que l'initiation d'un noyau de flamme en milieu turbulent est fortement influencée par le niveau de turbulence de l'écoulement. Les fluctuations locales de vitesse peuvent affecter la croissance du noyau et conduire à son extinction. Dans le cas d'un écoulement turbulent non prémélangé, les résultats de la littérature, reportés dans le Chapitre 1 (partie 1.6), ont montré que l'initiation de la flamme dépend à la fois du champ turbulent de vitesse et également des fluctuations de fraction de mélange au point d'allumage. En raison de ces effets simultanés, l'allumage en écoulement turbulent non prémélangé est généralement étudié par mesure de la probabilité d'allumage [1, 69, 2, 83] en différents points de



l'écoulement caractérisés par des propriétés moyennes et rms. La probabilité d'allumage constitue donc un critère global prenant en compte les extinctions liées aux conditions locales de vitesse et de fraction de mélange.

Ainsi, en raison des effets simultanés des fluctuations de vitesse et de richesse, il est difficile d'étudier uniquement l'impact du champ local turbulent de fraction de mélange sur l'allumage. Dans ce chapitre, nous proposons de répondre à cette problématique en réalisant une étude des réussites/échecs d'allumage et du développement du noyau, en fonction des conditions de fraction de mélange rencontrées par le noyau, dans le cas d'un écoulement turbulent non prémélangé (couche de mélange turbulente). Au lieu d'étudier l'allumage à partir des propriétés moyennes et rms caractérisant l'écoulement, l'initiation du noyau est analysée grâce à la mesure à chaque essai d'allumage du champ local et instantané de fraction de mélange par PLIF sur acétone. L'énergie déposée, la propagation du noyau par imagerie rapide et la réussite ou l'échec de l'allumage sont également enregistrés à chaque essai. Ces mesures d'imagerie rapide permettent de reconstruire à chaque essai d'allumage le trajet du noyau dans le champ de fraction de mélange instantané. Pour réaliser cette étude, une énergie élevée est déposée dans l'écoulement. Dans le cas prémélangé turbulent correspondant, cette énergie conduit à 100 % d'allumages réussis, dans un intervalle de richesse donné. Dans notre étude, nous faisons l'hypothèse qu'en écoulement turbulent non prémélangé, les extinctions observées dans l'intervalle de fraction de mélange équivalent à cet intervalle de richesse ne peuvent pas être attribuées au champ turbulent de vitesse compte tenu de l'énergie déposée, mais sont uniquement liées aux conditions locales de fraction de mélange. Nous faisons donc l'hypothèse que les phénomènes d'extinction liés au champ turbulent de fraction de mélange et au champ turbulent de vitesse sont décorrélés. Par l'analyse du champ local et instantané de fraction de mélange et du développement du noyau de flamme dans ce champ, l'étude reportée ici a donc pour but de caractériser l'impact du champ local instantané de  $Z$  (qui très différent d'un essai d'allumage à l'autre) sur l'allumage et sur le développement du noyau.

L'étude reportée dans ce chapitre est décomposée en quatre parties :

- Une première partie sera consacrée à la présentation des conditions expérimentales de l'étude et à l'explication de la méthode d'analyse des enregistrements (partie 6.2).
- Puis, dans la partie 6.3, des exemples d'enregistrement seront présentés et analysés.
- La partie 6.4 traitera de l'effet des conditions locales et initiales de mélange sur l'allumage.
- Enfin, une dernière partie sera consacrée à l'étude du développement du noyau pour différentes conditions initiales de fraction de mélange (partie 6.5).

## 6.2 Conditions expérimentales de l'étude et méthode d'analyse des enregistrements

### 6.2.1 Caractéristiques de l'écoulement (turbulence, composition, limites de flammabilité)

Les essais d'allumages sont effectués en écoulement turbulent non prémélangé. La composition de l'écoulement est décrite dans la partie 2.1.2.2. Pour tous les essais, l'étincelle induite par laser est positionnée à une hauteur  $x_{\text{étincelle}} = 60$  mm au-dessus de l'injecteur multi-échelles, ce qui correspond à une fluctuation de vitesse  $\overline{u'} = 1.88$  m/s (voir les propriétés de la turbulence dans le Tableau 2.4).

L'ensemble des essais d'allumage sont réalisés pour une énergie déposée constante, égale en moyenne à 30 mJ. Mastorakos [83] explique à partir des résultats reportés par Birch et

al. [88, 89, 90] que, dans le cas d'une énergie déposée élevée (très supérieure à la MIE), il n'existe plus d'extinctions liées au champ turbulent de vitesse et la réussite de l'allumage dépend seulement du champ de fraction de mélange (voir partie 1.6.2.2). Compte tenu de ce résultat, nous supposons que les phénomènes d'extinction liés aux champs turbulents de vitesse et de fraction de mélange ne sont pas corrélés. Nous faisons également l'hypothèse que la détermination de la gamme de richesse, dans laquelle 100 % d'allumages réussis sont obtenus dans le cas prémélangé turbulent correspondant, permet de connaître l'intervalle de fraction de mélange en écoulement non prémélangé, pour lequel les extinctions observées ne sont pas dues au champ turbulent de vitesse, mais sont uniquement liées aux conditions locales de fraction de mélange. Dans les conditions de turbulence étudiées ici (injecteur multi-échelles,  $x_{\text{étincelle}} = 60$  mm), des essais d'allumage ont été réalisés, dans un prémélange constitué du combustible et du comburant définis pour cette étude, pour différentes richesses de mélange. Pour une énergie déposée moyenne de 30 mJ, une probabilité d'allumage de 100 % est obtenue dans une gamme de richesse correspondant à l'intervalle de fraction de mélange suivant :  $0.27 < Z < 0.47$ . Ainsi, dans le cas non prémélangé, nous supposons que les extinctions sont seulement dues aux conditions de fraction de mélange si l'allumage est effectué dans cet intervalle, tandis qu'elles peuvent être liées aux conditions locales de vitesse et de fraction de mélange, lorsque  $Z < 0.27$  ou  $Z > 0.47$ . Dans ce chapitre, nous noterons ces valeurs :  $Z_{\text{lean}} = 0.27$  et  $Z_{\text{rich}} = 0.47$ .

Notons qu'il ne faut pas confondre ces valeurs avec les limites de flammabilité  $Z_l = 0.22$  et  $Z_r = 0.48$ , déterminées à partir de l'évolution de la vitesse de flamme laminaire non étirée  $S_L^0$  en fonction de la fraction de mélange (voir partie 2.1.2.2, Figure 2.3). Les limites  $Z_l$  et  $Z_r$  définissent l'intervalle de  $Z$  pour lequel le mélange est inflammable, tandis que l'intervalle de  $Z$  limité par les bornes  $Z_{\text{lean}}$  et  $Z_{\text{rich}}$  constitue un intervalle de flammabilité réduit, prenant en compte les effets liés à la turbulence (Figure 6.1). Dans cet intervalle, le mélange est inflammable et les fluctuations turbulentes de vitesse ne sont pas suffisamment fortes pour entraîner l'extinction du noyau, compte tenu de l'énergie déposée et de la richesse locale du mélange.

Enfin, ajoutons que l'augmentation de l'énergie déposée permet d'élargir cet intervalle de flammabilité délimité par les bornes  $Z_{\text{lean}}$  et  $Z_{\text{rich}}$ . Cependant, pour des richesses proches des limites réelles de flammabilité  $Z_l$  et  $Z_r$  telles que les richesses atteintes par un dépôt d'énergie de 30 mJ, une importante quantité d'énergie supplémentaire est nécessaire pour obtenir 100 % d'allumages dans un écoulement légèrement plus pauvre ou plus riche. Par exemple, une énergie de 50 mJ au lieu de 30 mJ aurait conduit à une valeur de  $Z_{\text{lean}}$  égale à 0.26 au lieu de 0.27. Ainsi, pour des énergies déposées élevées, les bornes  $Z_{\text{lean}}$  et  $Z_{\text{rich}}$  sont difficilement élargies, même si une importante quantité d'énergie supplémentaire est apportée. Ceci est lié au niveau de turbulence élevé dans lequel est réalisée cette étude.

## 6.2.2 Acquisition et traitement des données

Dans cette étude, nous souhaitons analyser l'allumage et le développement du noyau à partir des conditions locales et instantanées de fraction de mélange, plutôt qu'à partir des propriétés moyennes et rms caractérisant l'écoulement. Les conditions locales de fraction de mélange sont déterminées à chaque essai d'allumage, connaissant la position du noyau dans le champ instantané de fraction de mélange. Afin de réaliser cette étude, un échantillon de 5000 essais d'allumage a été enregistré. Les mesures suivantes ont été effectuées simultanément à chaque essai d'allumage :

- mesure de l'énergie déposée (description du dispositif dans la partie 2.3.3),
- détermination de la réussite ou de l'échec d'allumage grâce à la mesure fournie par le photomultiplicateur (voir partie 2.3.2),

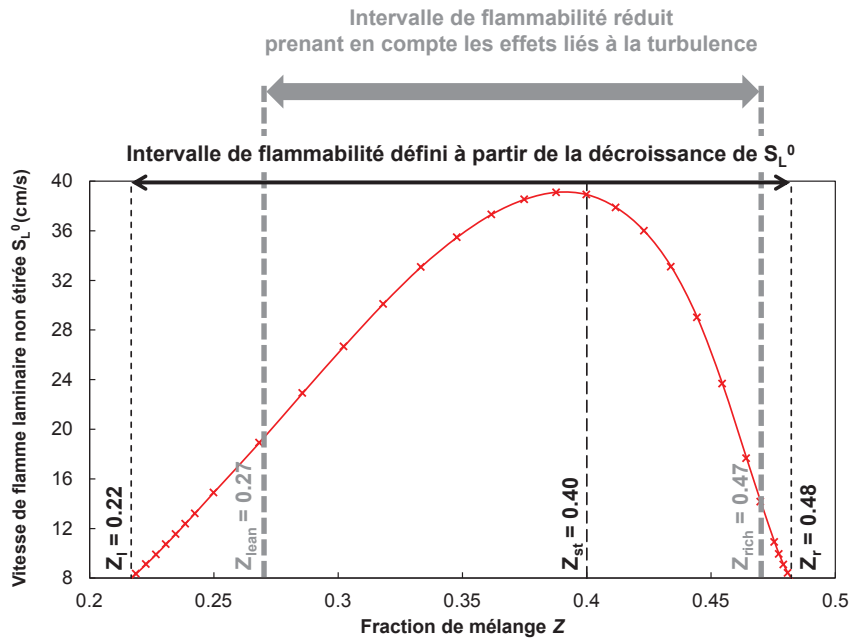


Figure 6.1 – Vitesse de flamme laminaire non étirée  $S_L^0$  en fonction de la fraction de mélange  $Z$  ( $S_L^0$  a été calculée par le mécanisme GRI 3.0, dans le cas d’une flamme 1D stationnaire prémélangée, composée du combustible et du comburant utilisés pour cette étude). Comparaison de l’intervalle de flammabilité obtenu à partir de la décroissance de  $S_L^0$ , avec l’intervalle de flammabilité réduit prenant en compte les effets liés à la turbulence.

- enregistrement du champ de fraction de mélange par PLIF sur acétone, 10  $\mu\text{s}$  avant le déclenchement du laser d’allumage (voir partie 2.5). Pour cette étude, la soufflerie est positionnée dans la configuration 2 présentée sur la Figure 2.22. Dans cette configuration, rappelons que la nappe laser est parallèle aux surfaces iso- $Z$  de la couche de mélange. Le positionnement de l’étincelle d’allumage et de la nappe laser dans le plan  $\langle Z \rangle = Z_{st}$  permet d’augmenter la probabilité que le noyau reste dans le plan de mesure de la fluorescence, car le noyau se déplace généralement vers les zones stœchiométriques de l’écoulement.

- enregistrement du trajet du noyau par imagerie rapide (dispositif décrit dans la partie 2.6.1). Une image du noyau est enregistrée toutes les 50  $\mu\text{s}$ , entre  $t = 50 \mu\text{s}$  et 1000  $\mu\text{s}$

A chaque essai d’allumage, les images enregistrées par la caméra rapide permettent de reconstruire le trajet du noyau de flamme dans le champ de fraction de mélange. Après avoir pris en compte le déplacement lié à la vitesse de l’écoulement, le contour du noyau est reporté sur le champ de  $Z$ , entre  $t = 50 \mu\text{s}$  et 1000  $\mu\text{s}$ . La Figure 6.2 présente un exemple d’image de noyau (à gauche) et son contour (au centre) déterminé par binarisation par la méthode d’Otsu [111], à  $t = 50 \mu\text{s}$  et 750  $\mu\text{s}$ . Ces contours sont reportés sur le champ de fraction de mélange (à droite) enregistré pour cet essai d’allumage.

Pour un essai d’allumage donné, les conditions locales de fraction de mélange peuvent donc être déterminées à chaque instant d’enregistrement, à partir de la valeur des pixels du champ de fraction de mélange inclus dans la zone délimitée par le contour du noyau. Nous calculerons notamment la moyenne et l’écart-type de la fraction de mélange dans le noyau, respectivement notés  $Z_{ker}$  et  $Z'_{ker}$ . Dans l’exemple reporté sur la Figure 6.2,  $Z_{ker}$  est égale à 0.325 et 0.334, à  $t = 50 \mu\text{s}$  et 750  $\mu\text{s}$  respectivement, et  $Z'_{ker}$  est de 0.071 et 0.074.

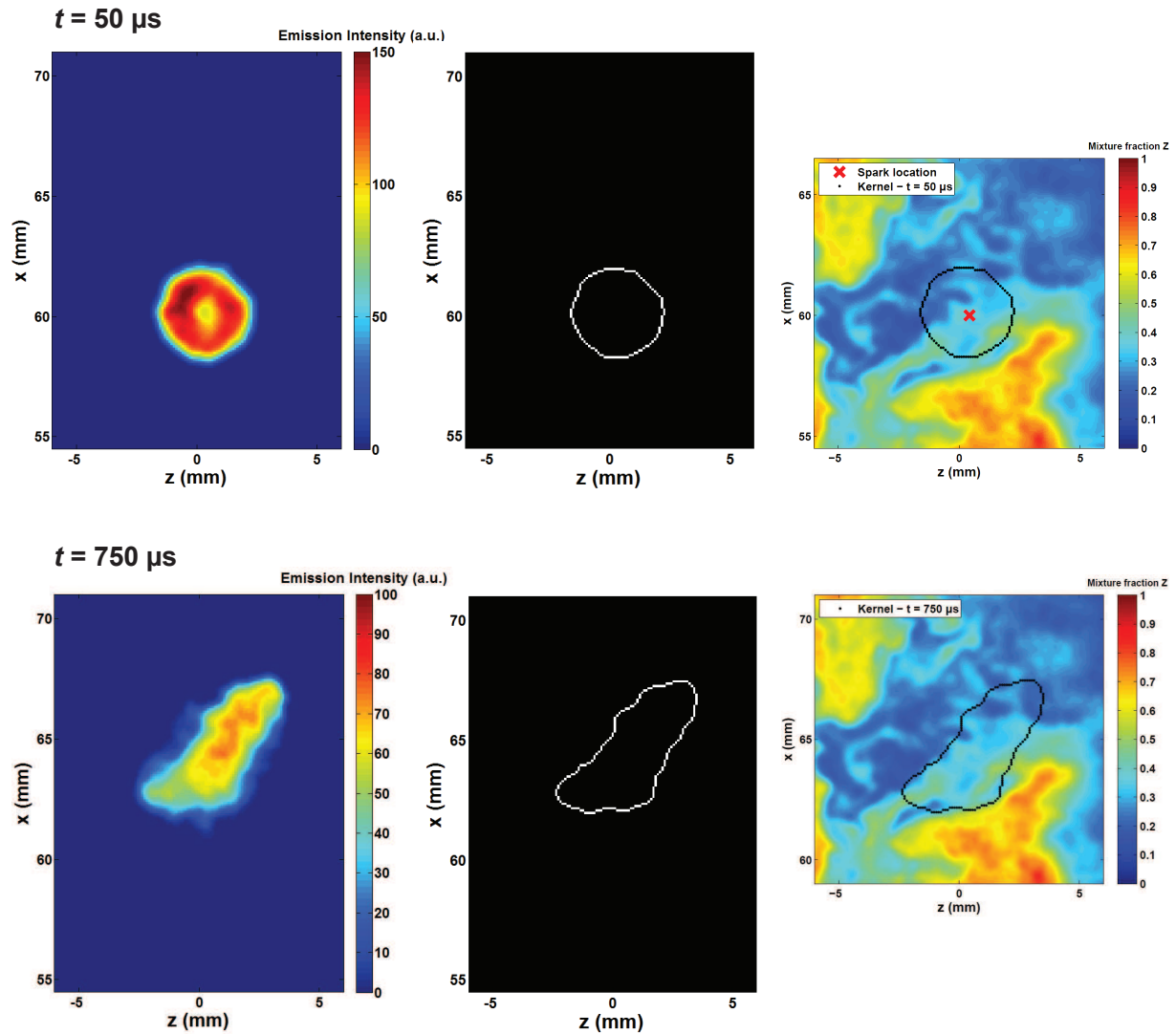


Figure 6.2 – Exemples d’images de noyau (à gauche) et son contour (au centre), à  $t = 50 \mu\text{s}$  et  $750 \mu\text{s}$ . Le contour est reporté sur le champ de fraction de mélange (à droite) enregistré pour cet essai d’allumage, en prenant en compte le déplacement lié à la vitesse de l’écoulement.

Dans la suite, une étude des conditions initiales du champ local de fraction de mélange est réalisée à partir du champ de  $Z$  délimité par le contour du noyau à  $t = 50 \mu\text{s}$  (partie 6.4). L’indice «0» est ajouté à la notation des grandeurs calculées à  $t = 50 \mu\text{s}$ . Puis, le développement du noyau sera analysé, à partir de l’étude du champ de  $Z$  délimité par le contour du noyau entre  $t = 50 \mu\text{s}$  et  $1000 \mu\text{s}$  (partie 6.5).

### 6.2.3 Hypothèses de l’étude

Les conditions expérimentales de notre étude et le dispositif de mesure utilisé nous amène à formuler les hypothèses suivantes :

- Nous supposons que les extinctions dues aux champs turbulents de vitesse et de fraction de mélange ne sont pas corrélées (cette hypothèse est décrite dans la partie 6.2.1).
- L’allumage est étudié à partir de la mesure en deux dimensions du champ de fraction de mélange et de l’émission du noyau, dans un écoulement en trois dimensions. Le système de mesure utilisé ne permet donc pas d’enregistrer la croissance du noyau selon la direction perpendiculaire

au plan de mesure et de connaître le champ de fraction de mélange dans des plans parallèles à celui enregistré. Malgré ces contraintes imposées par le dispositif de mesure, nous supposons que les conditions locales calculées dans la zone du champ de  $Z$  délimitée par le contour du noyau sont bien représentatives des conditions de mélange réelles rencontrées par le noyau.

- De plus, le report du contour du noyau sur le champ de fraction de mélange demande de faire l'hypothèse que ce contour est équivalent au contour réel du noyau dans le plan de mesure de fluorescence.

- La superposition du contour du noyau enregistré entre  $t = 50 \mu\text{s}$  et  $1000 \mu\text{s}$ , sur le champ de  $Z$  mesuré à  $t = -10 \mu\text{s}$ , nous demande de supposer que le champ de  $Z$  est figé entre  $t = -10 \mu\text{s}$  et  $1000 \mu\text{s}$ . Bien que ce soit une hypothèse forte, nous verrons dans la suite qu'elle est plutôt bien validée. Les images présentant le contour du noyau reporté sur le champ de fraction de mélange (Figures 6.3, 6.4, 6.13, 6.17 et 6.21) montrent que le noyau se déplace vers les zones inflammables du champ, aux différents instants d'enregistrement (jusqu'à  $t = 1000 \mu\text{s}$ ).

- Nous devons également supposer que le champ local délimité par le contour du noyau est inchangé par l'expansion du noyau.

### 6.3 Exemples d'enregistrements d'essais d'allumage

Trois essais d'allumage réussis et trois essais ratés sont présentés sur les Figures 6.3 et 6.4. Le contour du noyau est retracé à différents instants sur le champ de fraction de mélange. Les contours  $Z_{lean}$ ,  $Z_{st}$  et  $Z_{rich}$  sont également indiqués. Sur les Figures 6.3 et 6.4, les essais de gauche, du centre et de droite sont respectivement appelés essais 1, 2 et 3.

Les enregistrements présentés sur les Figures 6.3 et 6.4 mettent en évidence la diversité des conditions initiales de fraction de mélange pouvant être rencontrées par le noyau à la suite du dépôt d'énergie. La valeur initiale de la moyenne de la fraction de mélange dans le noyau, notée  $Z_{ker,0}$ , peut fortement varier d'un essai à l'autre. Par exemple, sur la Figure 6.4,  $Z_{ker,0}$  est égale à 0.219 pour l'essai 1 et 0.732 pour l'essai 3. De plus, d'un allumage à l'autre, des hétérogénéités locales de  $Z$  plus ou moins fortes peuvent être rencontrées par le noyau. Par exemple, sur la Figure 6.3, la valeur initiale (à  $t = 50 \mu\text{s}$ ) de l'écart type de la fraction de mélange dans le noyau, notée  $Z'_{ker,0}$ , est de 0.148 et 0.052, respectivement pour les essais 2 et 3.

Les enregistrements présentés sur les Figures 6.3 et 6.4 montrent également que d'un essai d'allumage à l'autre, le noyau présente au cours de sa croissance une grande diversité en terme de taille, de forme et d'emplacement dans l'écoulement. Dans le cas de l'essai 3 de la Figure 6.3, les conditions locales de fraction de mélange étant favorables à l'allumage, le noyau se développe dans toutes les directions et atteint une taille importante à  $t = 1000 \mu\text{s}$ . La taille du noyau à ce même instant est plus faible pour les essais 1 et 2 de la Figure 6.3. Ces enregistrements mettent en évidence le fait que le noyau a tendance à se développer dans les zones du champ de fraction de mélange favorables à l'allumage, tandis que l'extinction de certaines portions du noyau est observée dans les zones pauvres (essai 1) ou riches (essai 2). Notamment, dans le cas 2, cette extinction conduit à une division du noyau en deux. De même, dans le cas des essais ratés 1 et 2 de la Figure 6.4, le noyau décroît plus rapidement dans les zones les plus pauvres (essai 1) ou dans les zones les plus riches (essai 2). La taille, la forme et l'emplacement du noyau dans l'écoulement sont donc fortement influencés par les conditions locales de fraction de mélange. Ajoutons que les trois échecs d'allumage de la Figure 6.4 mettent aussi en évidence la variabilité de l'instant auquel le noyau s'est entièrement refroidit (l'instant d'extinction est indiqué sur la

dernière figure de chaque essai.).

Enfin, en observant les enregistrements reportés sur les Figures 6.3 et 6.4, nous constatons également que les causes des réussites et des échecs d'allumage sont identifiables plus ou moins difficilement d'un essai à l'autre. L'observation de la position du noyau dans le champ de fraction de mélange suffit à expliquer certains essais. Par exemple, l'extinction rapide du noyau dans le cas de l'essai 3 de la Figure 6.4 est très probablement liée à la fraction de mélange initiale élevée ( $Z_{ker,0} = 0.732$ ) et à l'absence de zones inflammables proches du point d'allumage. Cependant, le résultat de la plupart des essais est difficilement explicable uniquement à partir de l'observation du noyau dans le champ de fraction de mélange. Par exemple, pour les enregistrements 1 des Figures 6.3 et 6.4, le dépôt d'énergie a lieu dans les deux cas, dans une zone où  $Z < Z_{lean}$ , située près d'une zone où  $Z_{lean} < Z < Z_{rich}$  plus favorable à la réussite de l'allumage. Bien que ces conditions initiales soit comparables, l'essai 1 de la Figure 6.3 conduit à un allumage réussi, tandis que l'essai 1 de la Figure 6.4 est un échec. De même, les conditions initiales de  $Z$  sont assez similaires sur les enregistrements 2 des Figures 6.3 et 6.4, mais le résultat de l'essai d'allumage diffère.

Les enregistrements présentés ici montrent la forte influence des conditions locales de fraction de mélange sur le résultat de l'essai d'allumage et sur le développement du noyau de flamme. Certains essais peuvent être rapidement compris, mais la plupart des enregistrements demandent une analyse plus détaillée du champ local de fraction de mélange rencontré par le noyau. Compte tenu de cette observation, la partie suivante propose une étude de l'influence des conditions initiales de fraction de mélange sur l'allumage.

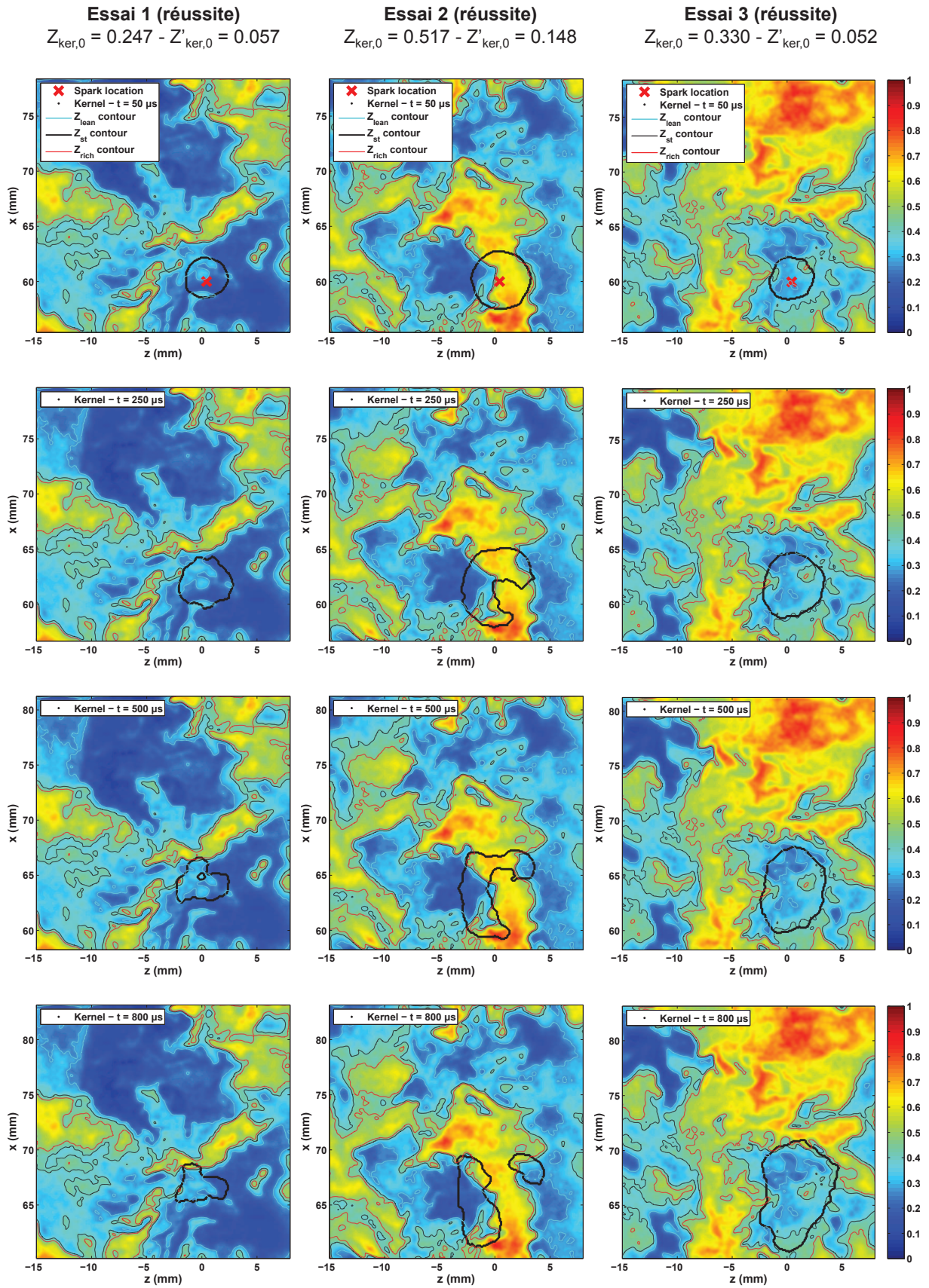


Figure 6.3 – Essais d’allumage réussis. Contour du noyau à différents instants après le dépôt d’énergie reporté sur le champ instantané de fraction de mélange. L’échelle de couleur indique la valeur de la fraction de mélange.

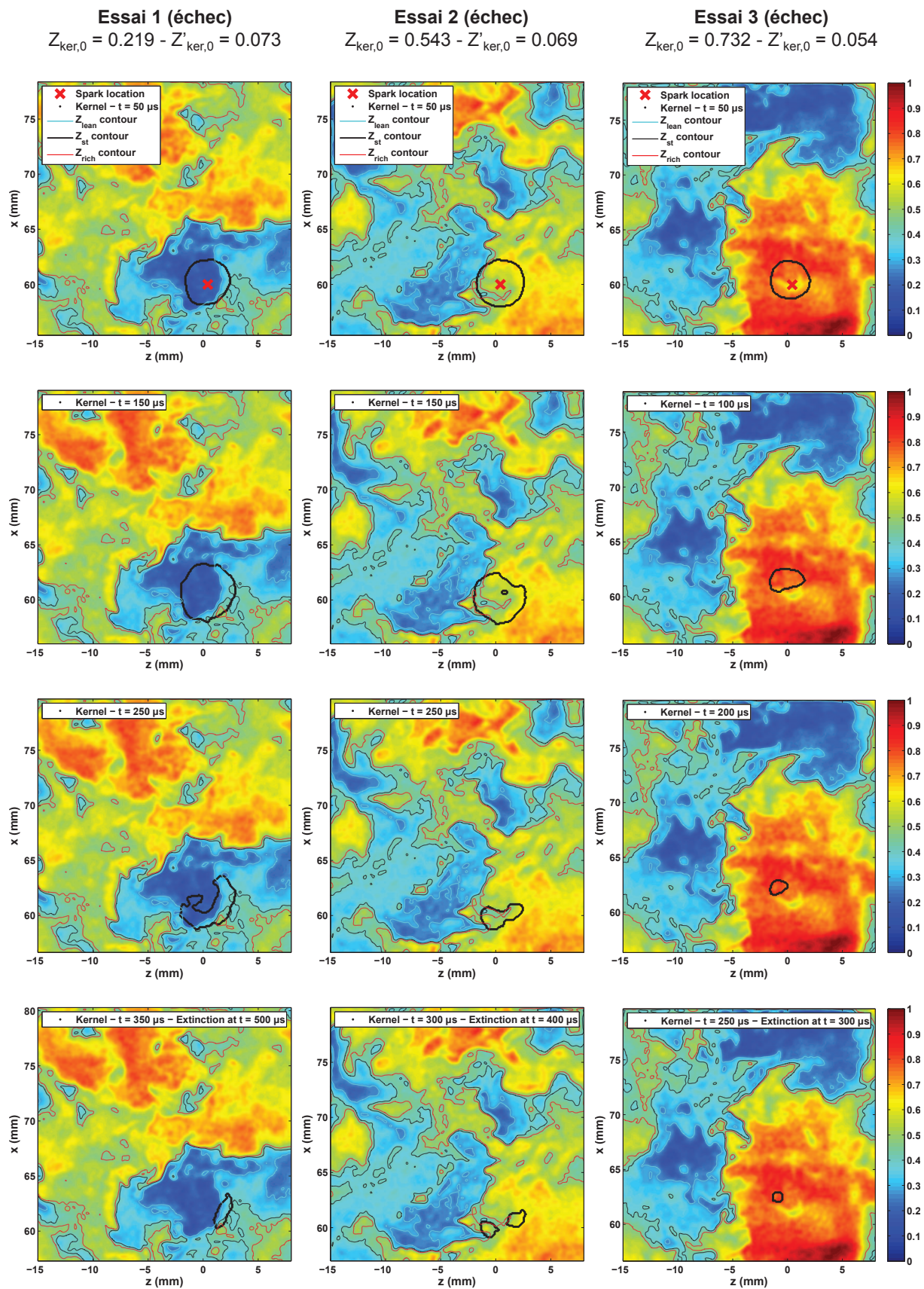


Figure 6.4 – Essais d’allumage ratés. Contour du noyau à différents instants après le dépôt d’énergie reporté sur le champ instantané de fraction de mélange. L’échelle de couleur indique la valeur de la fraction de mélange. L’instant où le noyau s’est totalement refroidit est indiqué sur la dernière figure de chaque essai.



## 6.4 Influence des conditions locales et initiales de fraction de mélange sur la réussite de l'allumage

### 6.4.1 Influence de $Z_{ker,0}$ et de $Z'_{ker,0}$ sur la probabilité d'allumage

La moyenne  $Z_{ker,0}$  et l'écart-type  $Z'_{ker,0}$  de la fraction de mélange sont calculés dans la zone délimitée par le noyau à  $t = 50 \mu s$ , pour la série de 5000 essais d'allumage enregistrée pour cette étude. A partir de ces données et connaissant le résultat de chaque essai d'allumage, la probabilité d'allumage peut être calculée en fonction de  $Z_{ker,0}$  et  $Z'_{ker,0}$ .

#### Influence de $Z_{ker,0}$ sur la probabilité d'allumage

L'évolution de la probabilité d'allumage en fonction de  $Z_{ker,0}$  (classes de largeur égale à 0.05) est présentée sur la Figure 6.5. La fraction de mélange à la stœchiométrie  $Z_{st}$ , ainsi que les limites  $Z_{lean}$  et  $Z_{rich}$  sont indiquées sur la Figure. Conformément à ce qui est attendu, la valeur maximale de la probabilité d'allumage est atteinte lorsque  $Z_{ker,0} = Z_{st}$ . Cet intervalle pour lequel la probabilité est maximale s'étend de  $Z_{st}$  à  $Z_{rich}$ , tandis qu'une décroissance de la probabilité est observée lorsque  $Z_{ker,0}$  décroît de  $Z_{st}$  à  $Z_{lean}$ . Ce résultat signifie que, pour une fraction de mélange proche de la stœchiométrie, des conditions riches sont plus favorables à l'allumage que des conditions pauvres. Cette tendance est cohérente avec les résultats reportés par Chakraborty et al. [13, 15] et par Dahms et al. [56, 82].

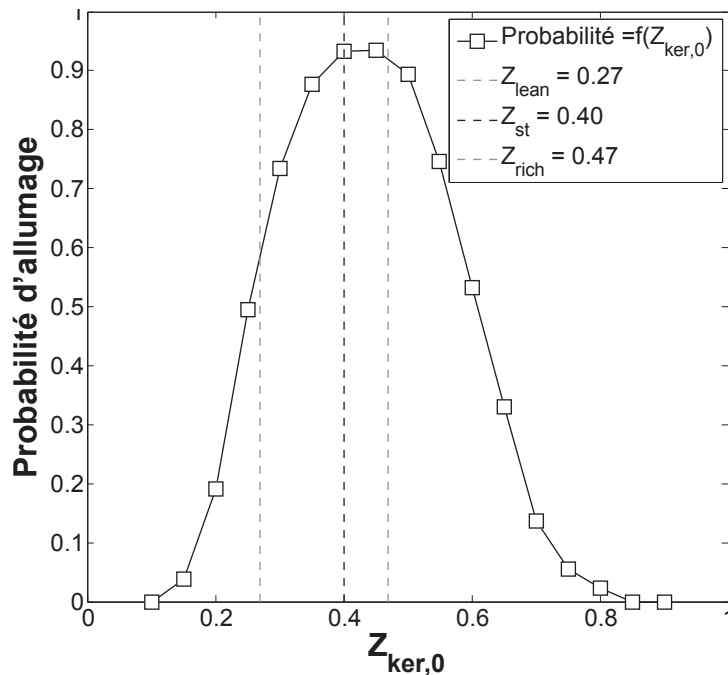


Figure 6.5 – Probabilité d'allumage en fonction de la moyenne locale  $Z_{ker,0}$  de la fraction de mélange calculée à  $t = 50 \mu s$ .

La Figure 6.5 montre également que, même si la probabilité d'allumage présente une évolution cohérente en fonction de  $Z_{ker,0}$  (probabilité maximale en  $Z_{st}$ ), il existe également des résultats d'essais d'allumage non expliqués. Des échecs ont lieu entre les limites  $Z_{lean}$  et  $Z_{rich}$ , même si dans cet intervalle les conditions locales de fraction de mélange sont favorables à l'allumage et les fluctuations turbulentes de vitesse ne peuvent pas entraîner d'extinctions. Notamment, en

$Z_{ker,0} = Z_{st}$ , la probabilité d'allumage est inférieure à 1. La Figure 6.5 montre également qu'il existe des allumages réussis en dehors des limites  $Z_{lean}$  et  $Z_{rich}$ . Par conséquent, bien qu'elle conduise à des résultats cohérents, la fraction de mélange calculée localement à l'état initial n'est pas suffisante pour expliquer le résultat des essais d'allumage. D'autres paramètres doivent donc être étudiés.

### Influence de $Z'_{ker,0}$ sur la probabilité d'allumage

L'évolution de la probabilité d'allumage en fonction  $Z'_{ker,0}$  (classes de largeur égale à 0.02) est présentée sur la Figure 6.6, pour différents intervalles de la moyenne locale  $Z_{ker,0}$  de la fraction de mélange.

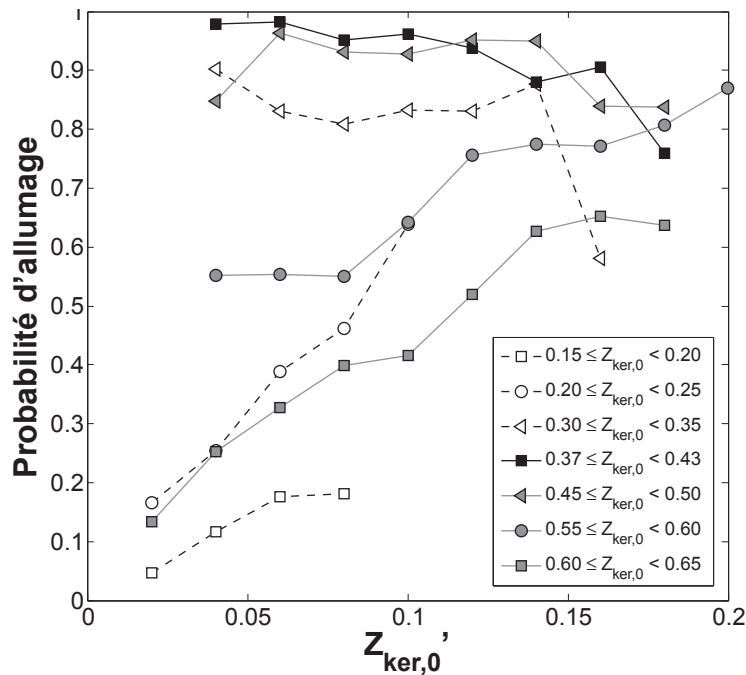


Figure 6.6 – Probabilité d'allumage en fonction de l'écart-type local  $Z'_{ker,0}$  de la fraction de mélange, pour un intervalle de  $Z_{ker,0}$  donné.  $Z_{ker,0}$  et  $Z'_{ker,0}$  ont été calculées à  $t = 50 \mu s$ .

Loin de la stoechiométrie,  $Z'_{ker,0}$  a une forte influence sur la probabilité d'allumage, pour un  $Z_{ker,0}$  donné. Par exemple, dans l'intervalle  $0.20 \leq Z_{ker,0} < 0.25$ , la probabilité est de 16.6 % si  $Z'_{ker,0} = 0.02$  et de 63.8 % si  $Z'_{ker,0} = 0.10$ . De même, dans l'intervalle  $0.60 \leq Z_{ker,0} < 0.65$ , la probabilité croît de 13.3 % à 65.3 % lorsque  $Z'_{ker,0}$  augmente. Pour illustrer ces résultats, des exemples de champs de fraction de mélange sur lesquels sont reportés le contour du noyau à 50  $\mu s$ , sont présentés sur la Figure 6.7. La valeur de  $Z_{ker,0}$  est de 0.22 et de 0.62, pour les deux enregistrements du haut et du bas de la Figure, respectivement. Les essais de gauche présentent une valeur élevée de  $Z'_{ker,0}$  et conduisent à une réussite d'allumage, tandis que pour les essais de droite,  $Z'_{ker,0}$  est très faible et un échec d'allumage est observé. Les contours de  $Z_{st}$  et des limites  $Z_{lean}$  et  $Z_{rich}$  sont tracés sur la Figure 6.7, pour pouvoir visualiser les zones favorables à l'allumage dans le champ de  $Z$ . Dans le cas des allumages réussis (colonne de gauche), environ 20 % de la zone délimitée par le noyau à  $t = 50 \mu s$  contient une poche de mélange inflammable, avec une large gamme de valeurs de  $Z$  comprises entre  $Z_{lean}$  et  $Z_{rich}$ . Le reste de la surface du noyau contient un mélange présentant des valeurs de  $Z$  très faibles dans le cas de l'essai en haut à gauche, ou très élevées pour l'essai en bas à gauche. En revanche, dans le cas des

échecs d'allumage (essais à droite de la Figure 6.7), la surface délimitée par le noyau contient un mélange presque homogène et ne présentant pas de poches inflammables (essai en bas à droite) ou quelques poches très proches des limites de flammabilité (essai en haut à droite). Ainsi, pour une valeur donnée de  $Z_{ker,0}$ , un champ de fraction de mélange hétérogène (où une valeur élevée de  $Z'_{ker,0}$  traduit la présence de poches de gaz inflammables) est plus favorable à la réussite de l'allumage qu'un champ de fraction de mélange homogène (dans lequel pas ou peu de poches de gaz inflammables sont présentes). En effet, la vitesse de flamme laminaire étant maximale à la stœchiométrie (Figure 2.3), des poches de gaz inflammable proches de la stœchiométrie accélèrent fortement la croissance du noyau et favorisent la réussite de l'allumage. De plus, dans le cas des allumages réussis de la Figure 6.7, le fait que ces poches de mélange inflammable ne représentent qu'environ 20 % de la surface délimitée par le noyau, signifie que même un petit volume de mélange inflammable est capable d'assurer l'initiation de la combustion.

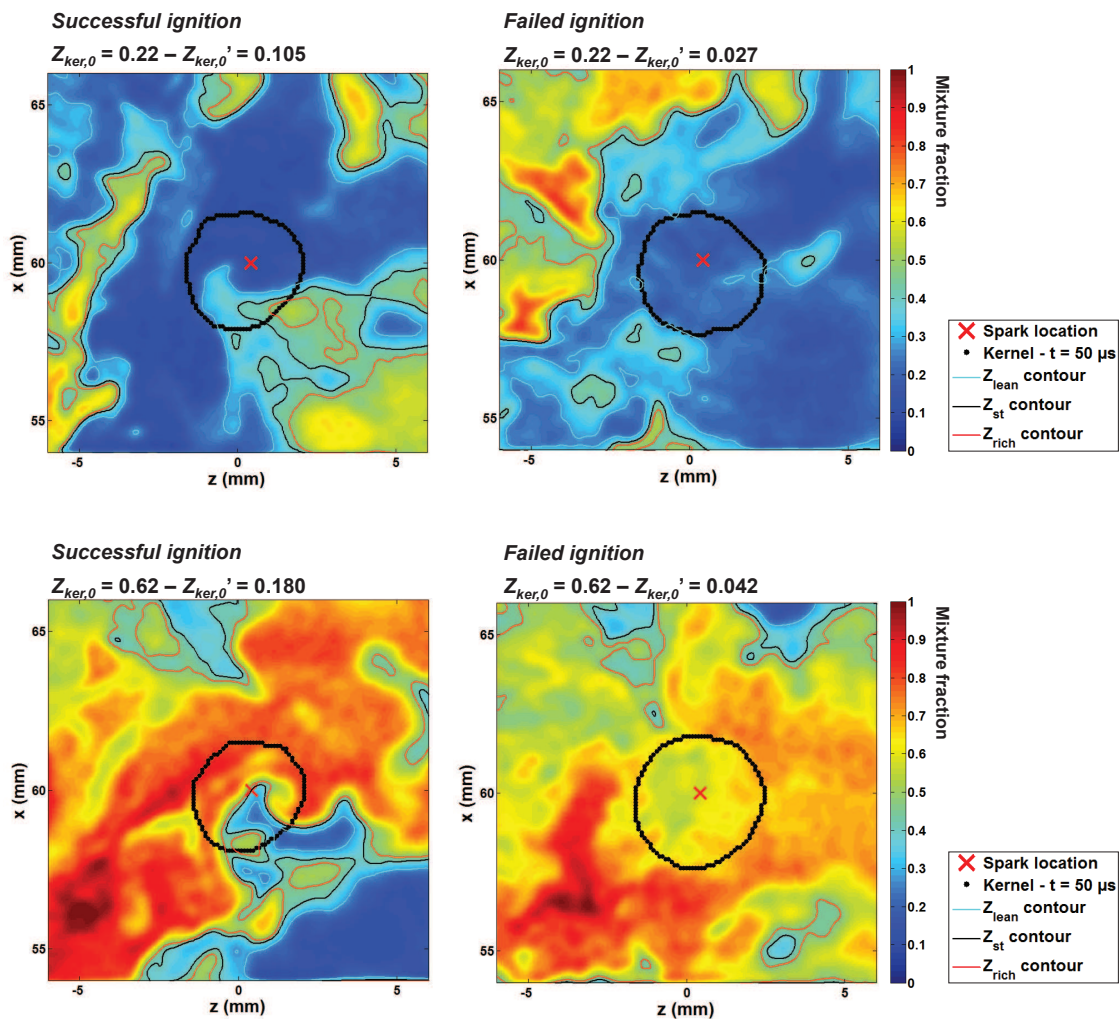


Figure 6.7 – Exemples d'enregistrements illustrant les résultats de la Figure 6.6 (contour du noyau à  $t = 50 \mu s$  reporté sur le champ de fraction de mélange).

Enfin, dans le cas où  $Z_{ker,0}$  est proche de la stœchiométrie ( $Z_{st} = 0.40$ ), la Figure 6.6 montre que la fluctuation  $Z'_{ker,0}$  a peu d'influence sur la probabilité d'allumage. L'évolution de la probabilité est presque constante pour ces gammes de  $Z_{ker,0}$ . Cependant, une faible décroissance de la probabilité est tout de même observée pour de fortes valeurs de  $Z'_{ker,0}$ . A l'inverse des cas éloignés de la stœchiométrie où une  $Z'_{ker,0}$  élevée traduit la présence de poches de mélange inflammable,

une forte fluctuation  $Z'_{ker,0}$  dans les cas proches de la stœchiométrie correspond à l'existence de zones très riches ou très pauvres dans l'environnement du noyau. Ainsi, ces conditions défavorables à la réussite de l'allumage expliquent la légère décroissance de la probabilité lorsque  $Z'_{ker,0}$  augmente, dans le cas où  $Z_{ker,0}$  est proche de  $Z_{st}$ .

### Conclusion

Les résultats reportés dans cette partie montrent donc que, bien que la fraction de mélange  $Z_{ker,0}$  soit calculée localement à chaque essai d'allumage, ce paramètre n'est pas suffisant pour expliquer les réussites et échecs d'allumage. L'étude de l'écart-type  $Z'_{ker,0}$  de la fraction de mélange locale et initiale, pour une valeur donnée de  $Z_{ker,0}$ , a également été effectuée. La valeur de ce paramètre dépend de la présence ou non de poches de gaz inflammables dans l'environnement du noyau. Nous avons pu constater que, pour une même valeur de  $Z_{ker,0}$ , l'existence locale de zones inflammables est essentielle pour l'initiation de la combustion. La quantité locale de mélange inflammable semble donc être un paramètre important à étudier pour comprendre l'allumage. Cependant, suivant la fraction de mélange  $Z_{ker,0}$  (proche ou éloignée de  $Z_{st}$ ), une valeur donnée de  $Z'_{ker,0}$  ne traduit pas les mêmes phénomènes. De plus, ce paramètre  $Z'_{ker,0}$  ne donne pas une information précise sur la quantité de mélange inflammable, mais caractérise juste les fluctuations locales de fraction de mélange. Compte tenu de ces observations, une nouvelle grandeur permettant de connaître la quantité locale de mélange inflammable est introduite dans la partie suivante.

#### **6.4.2 Influence de la quantité locale de mélange inflammable présente initialement sur la réussite de l'allumage**

##### **6.4.2.1 Définition du facteur de flammabilité dans le noyau : $F_{ker}$**

Le facteur de flammabilité  $F$ , défini précédemment dans la partie 1.6.2.2, est couramment utilisé pour l'étude de l'allumage en écoulement turbulent non prémélangé [88, 89, 90, 1, 69, 83]. A partir de l'enregistrement de nombreux champs instantanés de fraction de mélange (quelques centaines), une distribution de  $Z$ , notée  $P(Z)$ , peut être déterminée en chaque pixel du champ. A partir de cette distribution, le facteur de flammabilité est calculé de la manière suivante :

$$F = \int_{Z_l}^{Z_r} P(Z) dZ \quad (6.1)$$

Le facteur de flammabilité, calculé en chaque pixel du champ enregistré, correspond à la probabilité d'observer en ce point une fraction de mélange comprise entre les limites de flammabilité pauvre et riche,  $Z_l$  et  $Z_r$ .

Dans la partie précédente, nous avons conclu que la quantité de mélange inflammable dans l'environnement du noyau est un paramètre important pour l'étude de la réussite de l'allumage, car l'existence locale de zones inflammables joue un rôle déterminant dans l'initiation de la combustion. Souhaitant étudier des conditions locales et instantanées à chaque essai d'allumage plutôt que des conditions moyennes, nous ne pouvons pas utiliser la définition du facteur de flammabilité  $F$  proposée dans la littérature, car c'est une donnée statistique (il est défini à partir de plusieurs centaines de champs instantanés de  $Z$ ). Cependant, en se basant sur le même principe, nous proposons pour notre étude un facteur de flammabilité local  $F_{ker}$ . Ce facteur n'est plus défini en chaque pixel à partir de la distribution  $P(Z)$  de ce point, il est maintenant déterminé pour un instant donné d'un enregistrement, à partir de la distribution spatiale de

fraction de mélange  $P_{ker}(Z)$  dans la zone du champ instantané de  $Z$  délimitée par le contour du noyau. Ainsi, une seule valeur de  $F_{ker}$  est déterminée à chaque instant d'enregistrement de chaque essai d'allumage.  $F_{ker}$  est calculé de la manière suivante :

$$F_{ker} = \int_{Z_{lean}}^{Z_{rich}} P_{ker}(Z) dZ \quad (6.2)$$

$$F_{ker} = \frac{\text{nombre de pixels compris entre } Z_{lean} \text{ et } Z_{rich} \text{ inclus dans la surface délimitée par le noyau}}{\text{nombre total de pixels inclus dans la surface délimitée par le noyau}} \quad (6.3)$$

Dans le cas de notre étude, déterminer  $F_{ker}$  conduit donc à calculer le pourcentage de surface inflammable dans la zone délimitée par le noyau dans le champ instantané de fraction de mélange. Rappelons que les bornes  $Z_{lean}$  et  $Z_{rich}$ , utilisées pour la définition de  $F_{ker}$ , délimitent un intervalle de flammabilité réduit (Figure 6.1), dans lequel aucune extinction ne peut être engendrée par les fluctuations turbulentes de vitesse.

#### 6.4.2.2 Influence de $F_{ker,0}$ sur la probabilité d'allumage

La Figure 6.8 présente l'évolution de la probabilité d'allumage tracée en fonction du facteur de flammabilité  $F_{ker,0}$ , calculé pour chaque essai d'allumage à partir de la zone délimitée par le noyau à  $t = 50 \mu s$ . Nous constatons que le facteur  $F_{ker,0}$  influence fortement la réussite de l'allumage. Plus la quantité de mélange inflammable présente localement à l'instant initial est importante, plus la probabilité d'allumage est élevée. Notamment, pour les faibles  $F_{ker,0}$  (entre 0 et 0.4), la probabilité d'allumage augmente très rapidement. Par exemple, elle croît de 27.7 % à 55.3 % lorsque le pourcentage de surface inflammable dans la zone délimitée par le noyau passe de 5% à 15%. Ceci signifie que, même une petite quantité de mélange inflammable présente localement peut initier la combustion et qu'une faible augmentation de cette quantité aide fortement au démarrage de la combustion. Pour les valeurs plus élevées de  $F_{ker,0}$  ( $F_{ker,0} > 0.4$ ), la probabilité d'allumage est importante et augmente donc plus lentement en fonction de  $F_{ker,0}$ .

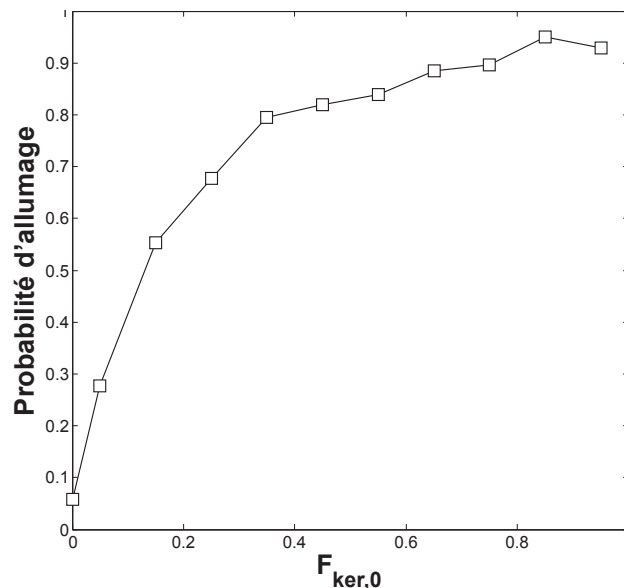


Figure 6.8 – Evolution de la probabilité d'allumage tracée en fonction du facteur de flammabilité  $F_{ker,0}$ , calculé à partir de la zone du champ de  $Z$  délimitée par le noyau à  $t = 50 \mu s$ .

L'évolution de la probabilité reportée sur la Figure 6.8 permet de mettre en évidence le rôle important joué par le facteur de flammabilité initial  $F_{ker,0}$  sur la réussite de l'allumage. La tendance observée est cohérente avec les phénomènes mis en évidence par les enregistrements de la Figure 6.7. Pour les essais réussis reportés sur cette Figure,  $F_{ker,0}$  est de 0.283 et 0.198 pour les enregistrements du haut et du bas respectivement, tandis que pour les deux allumages ratés,  $F_{ker,0}$  est égal à 0.027 et 0.

Les résultats de la Figure 6.8 ont été tracés quelle que soit la valeur initiale de la fraction de mélange locale  $Z_{ker,0}$ . L'influence du facteur  $F_{ker,0}$  sur la probabilité d'allumage est maintenant étudiée pour une valeur de  $Z_{ker,0}$  donnée. Les résultats sont reportés sur les Figures 6.9.a, 6.9.b et 6.9.c, pour des valeurs fixées de  $Z_{ker,0}$  dans des conditions de mélange pauvres, proches de la stœchiométrie et riches, respectivement. Notons que suivant la valeur de  $Z_{ker,0}$  étudiée, l'intervalle de  $F_{ker,0}$  pouvant être observé expérimentalement est différent.

La Figure 6.9 montre que plus la quantité de mélange inflammable présente localement à l'instant initial est importante, plus la probabilité d'allumage est élevée (une fonction linéaire a été tracée pour modéliser l'augmentation de la probabilité en fonction de  $F_{ker,0}$ ). Ce phénomène mis en évidence précédemment sans faire de distinction sur la valeur de  $Z_{ker,0}$ , est donc également observé pour différentes valeurs particulières de  $Z_{ker,0}$ , allant de 0.15 à 0.75. Même pour les cas  $Z_{ker,0} = Z_{st}$  et  $Z_{ker,0} = Z_{rich}$  où la probabilité d'allumage est maximale (93.3 % quel que soit  $F_{ker,0}$ , d'après la Figure 6.5), le facteur  $F_{ker,0}$  a une influence sur la réussite de l'allumage. Par exemple, dans le cas  $Z_{ker,0} = Z_{st}$ , suivant la quantité de combustible initialement présente, la probabilité d'allumage peut varier de 82.9 % à 99.1 %. Par conséquent, pour une valeur donnée de  $Z_{ker,0}$ , le facteur  $F_{ker,0}$  permet de distinguer différents cas et d'identifier l'une des causes à l'origine des échecs d'allumage dans cet intervalle de forte probabilité d'allumage.

De plus, nous constatons que plus  $Z_{ker,0}$  est éloignée de la stœchiométrie, plus la croissance de la probabilité d'allumage en fonction du facteur de flammabilité est rapide. Pour expliquer ce résultat, reprenons la Figure 6.8, donnant  $F_{ker,0}$  en fonction de la probabilité d'allumage sans distinction sur la valeur de  $Z_{ker,0}$ . Cette Figure montre que la probabilité décrit une croissance très rapide entre  $F_{ker,0} = 0$  et 0.40, puis son augmentation est plus lente pour des valeurs plus élevées de  $F_{ker,0}$ . Or, dans des conditions de mélange éloignées de la stœchiométrie, les quantités de mélange inflammable pouvant être rencontrées localement sont peu importantes (par exemple, dans le cas  $Z_{ker,0} = 0.20$ ,  $F_{ker,0}$  peut varier de 0 à 0.30 suivant les essais). Une rapide augmentation de la probabilité d'allumage en fonction de  $F_{ker,0}$  est donc observée dans les conditions éloignées de la stœchiométrie, car les quantités locales de mélange inflammables sont très faibles. En revanche, dans les cas plus proches de la stœchiométrie, les valeurs de  $F_{ker,0}$  rencontrées dans les différentes essais étant plus élevées (par exemple  $F_{ker,0}$  peut varier entre 0.30 et 0.90 lorsque  $Z_{ker,0} = Z_{st}$ ), le facteur de flammabilité  $F_{ker,0}$  a une influence moins importante sur la probabilité d'allumage.

Pour caractériser l'impact de  $F_{ker,0}$  sur la probabilité d'allumage suivant la valeur de la fraction de mélange  $Z_{ker,0}$ , nous calculons la pente de la fonction linéaire interpolant les probabilités reportées sur la Figure 6.9. L'évolution de la pente  $a$ , représentant l'amplification de la probabilité d'allumage par  $F_{ker,0}$ , est tracée en fonction de  $Z_{ker,0}$  sur la Figure 6.10. Les résultats confirment que l'effet de  $F_{ker,0}$  est d'autant plus important que le mélange local présente une fraction de mélange éloignée de la stœchiométrie.

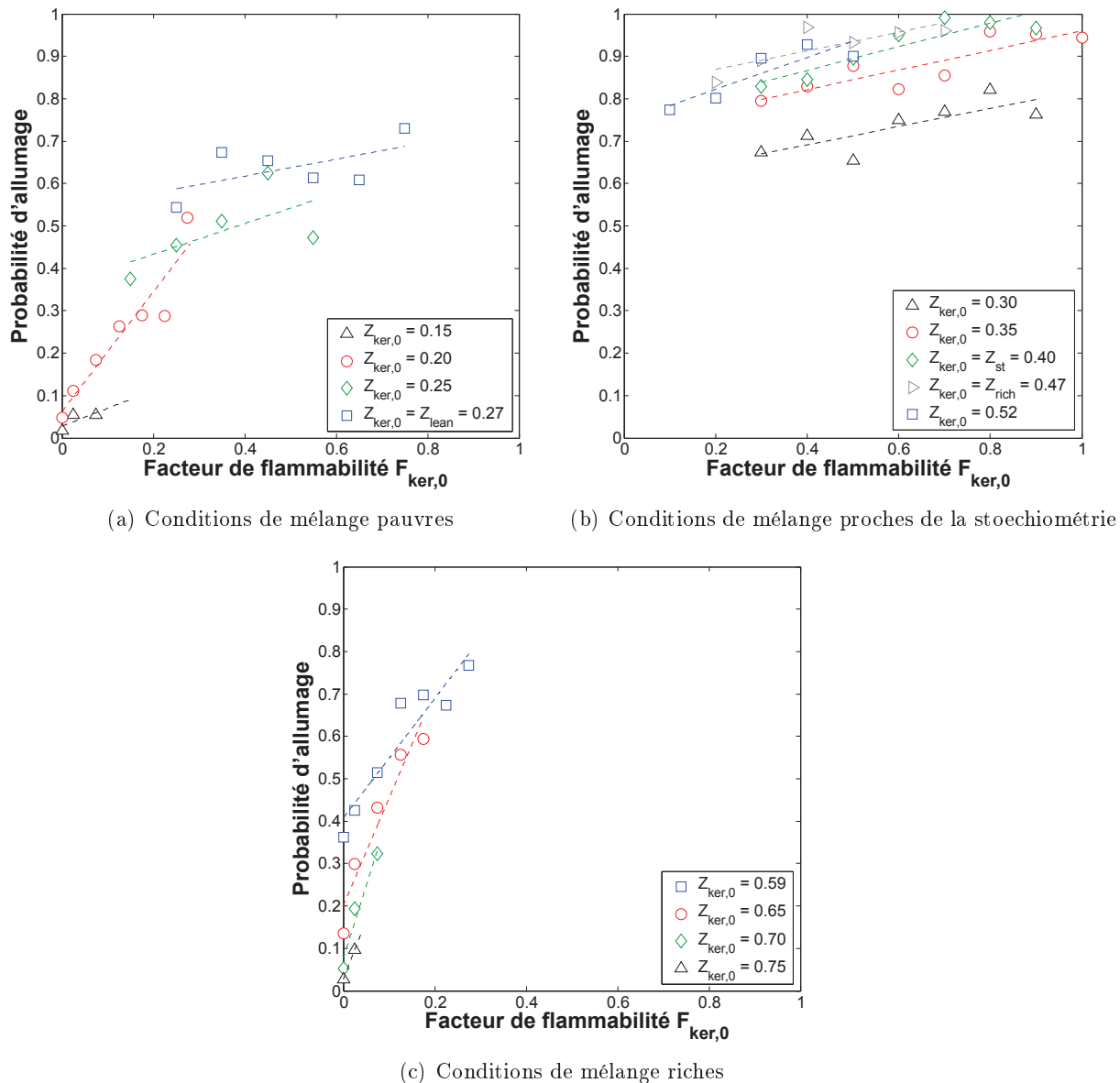


Figure 6.9 – Probabilité d’allumage en fonction du facteur de flammabilité local  $F_{ker,0}$  calculé à partir du champ de mélange délimité par le noyau à  $t = 50 \mu s$ . Résultats tracés pour une valeur de  $Z_{ker,0}$  donnée ( $Z_{ker,0} \pm 0.02$ ).

### 6.4.2.3 Expression de la probabilité d’allumage en fonction des conditions de mélange $Z_{ker,0}$ et $F_{ker,0}$

Connaissant la fraction de mélange locale moyenne à l’instant initial  $Z_{ker,0}$ , nous pouvons à partir des données de la Figure 6.5, déterminer la valeur de la probabilité d’allumage dans ces conditions. Les résultats reportés dans la partie 6.4.2.2 précédente nous ont montré que, pour une valeur donnée de  $Z_{ker,0}$ , la connaissance de la quantité locale de mélange inflammable  $F_{ker,0}$  apporte une information supplémentaire pour la détermination de la probabilité d’allumage. Compte tenu de ces observations, le but de cette partie est de déterminer une expression permettant de calculer la probabilité d’allumage à partir des conditions locales de mélange  $Z_{ker,0}$  et  $F_{ker,0}$ .

Soit  $P_{ign}$ , la valeur de la probabilité d’allumage lorsqu’elle est déterminée uniquement à partir

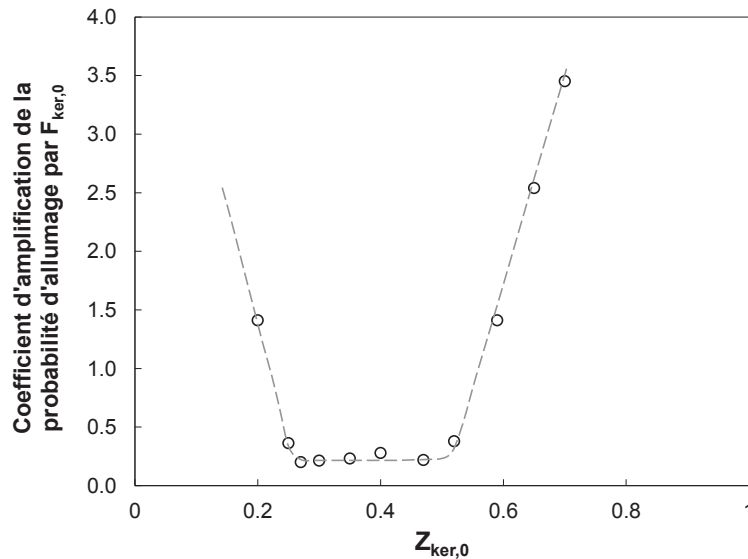


Figure 6.10 – Coefficient d'amplification de la probabilité d'allumage par  $F_{ker,0}$ , tracé en fonction de  $Z_{ker,0}$  (Coefficients directeurs des interpolations linéaires de la Figure 6.9).

de  $Z_{ker,0}$  (probabilité reportée sur la Figure 6.5), et  $P'_{ign}$ , la probabilité d'allumage obtenue à partir de  $F_{ker,0}$ , pour une valeur donnée de  $Z_{ker,0}$  (Figure 6.9). Une relation simple entre  $P_{ign}$  et  $P'_{ign}$  a été déterminée :

$$P'_{ign}(F_{ker,0}, Z_{ker,0}) = a(Z_{ker,0}) [F_{ker,0} - \overline{F_{ker,0}}(Z_{ker,0})] + P_{ign}(Z_{ker,0}) \quad (6.4)$$

$a(Z_{ker,0})$  est la pente de l'interpolation linéaire, dont les valeurs en fonction de  $Z_{ker,0}$  sont données par la Figure 6.10. Le terme  $\overline{F_{ker,0}}(Z_{ker,0})$  est la valeur moyenne de  $F_{ker,0}$  calculée pour une valeur donnée de  $Z_{ker,0}$ . L'expression de  $\overline{F_{ker,0}}(Z_{ker,0})$ , ainsi que le détail des calculs ayant permis d'établir la relation 6.4 sont reportés en Annexe A.

L'équation obtenue nous permet de faire les conclusions suivantes. Si seule  $Z_{ker,0}$  est connue, la valeur de la probabilité d'allumage peut être estimée et est égale à  $P_{ign}$ . Cependant, l'estimation de cette valeur peut être plus précise, si nous avons une information supplémentaire sur la quantité locale de mélange inflammable  $F_{ker,0}$ . Dans ce cas, la probabilité d'allumage estimée est égale à  $P_{ign}$ , corrigée par le terme  $a(Z_{ker,0})[F_{ker,0} - \overline{F_{ker,0}}(Z_{ker,0})]$ . De plus, notons que :

- si  $F_{ker,0} > \overline{F_{ker,0}} \Rightarrow P'_{ign} > P_{ign}$
- si  $F_{ker,0} < \overline{F_{ker,0}} \Rightarrow P'_{ign} < P_{ign}$

La connaissance de  $F_{ker,0}$  permet donc d'affiner la valeur de la probabilité d'allumage  $P_{ign}$ . Ainsi,  $P'_{ign}$  obtenue à partir de la connaissance de  $Z_{ker,0}$  et  $F_{ker,0}$  est plus précise que  $P_{ign}$ , déterminée uniquement à partir de  $Z_{ker,0}$ .

A partir de l'Equation 6.4, la probabilité d'allumage  $P'_{ign}$  a été tracée en fonction de  $Z_{ker,0}$  et  $F_{ker,0}$  (Figure 6.11).  $P'_{ign}$  n'a pas été déterminée pour les couples de valeurs  $(F_{ker,0}, Z_{ker,0})$  qui ne sont pas rencontrés expérimentalement dans notre étude. Ces conditions inexistantes sont représentées par une surface noire sur la Figure 6.11.b.



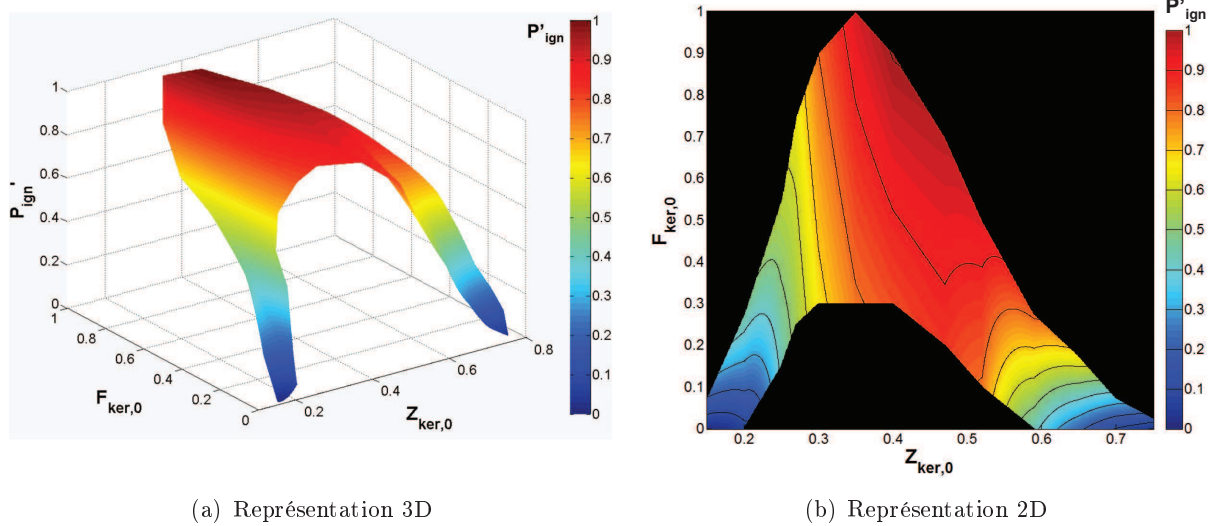


Figure 6.11 – Probabilité d'allumage  $P'_{ign}$  tracée en fonction de  $Z_{ker,0}$  et  $F_{ker,0}$ , à partir de l'Equation 6.4.

## 6.5 Etude du développement du noyau en fonction des conditions locales et initiales de mélange

La grande diversité d'essais d'allumage mise en évidence dans les parties 6.3 et 6.4 nous amène à différencier plusieurs cas pour l'analyse du développement du noyau. Les trois intervalles de  $Z_{ker,0}$  suivants sont étudiés (Figure 6.12) :

- Intervalle d'étude 1 : conditions de mélange proches de la stœchiométrie ( $Z_{lean} < Z_{ker,0} < 0.59$ ). Dans cet intervalle, la probabilité d'allumage atteint sa valeur maximale (Figure 6.5) et l'influence du facteur  $F_{ker,0}$  sur la probabilité d'allumage reste modérée (Figure 6.10). Nous fixons la limite inférieure de cet intervalle à  $Z_{lean}$  et la limite supérieure est la fraction de mélange pour laquelle une probabilité d'allumage identique est obtenue dans des conditions riches :  $Z_{ker,0} = 0.59$ .

- Intervalle d'étude 2 : conditions de mélange pauvre ( $Z_{ker,0} \leq Z_{lean}$ ).

- Intervalle d'étude 3 : conditions de mélange riche ( $Z_{ker,0} \geq 0.59$ ).

Dans ces deux derniers intervalles, la probabilité d'allumage décroît rapidement lorsque  $Z_{ker,0}$  diminue (cas pauvre) ou augmente (cas riche) et l'influence du facteur  $F_{ker,0}$  sur la probabilité d'allumage est importante.

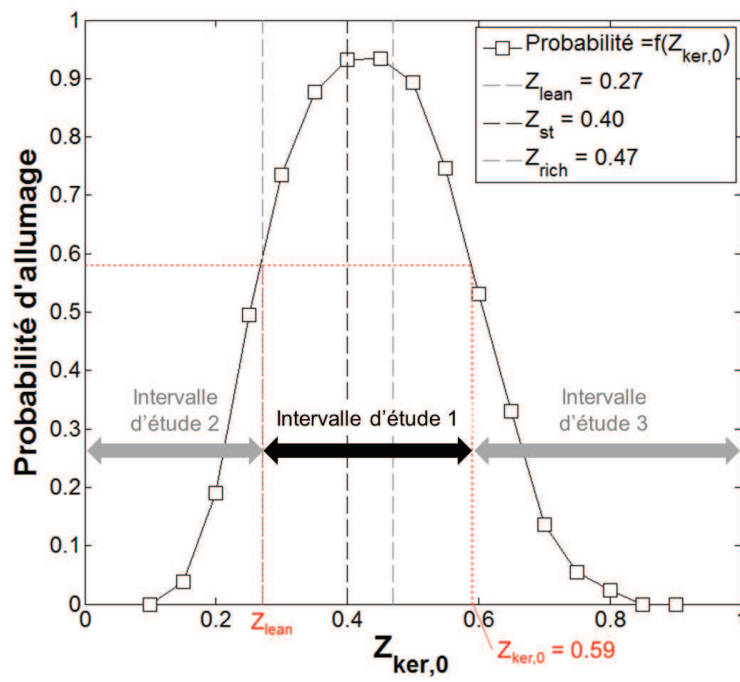


Figure 6.12 – Probabilité d’allumage en fonction de  $Z_{ker,0}$ . Représentation des trois intervalles de fraction de mélange étudiés dans cette partie.

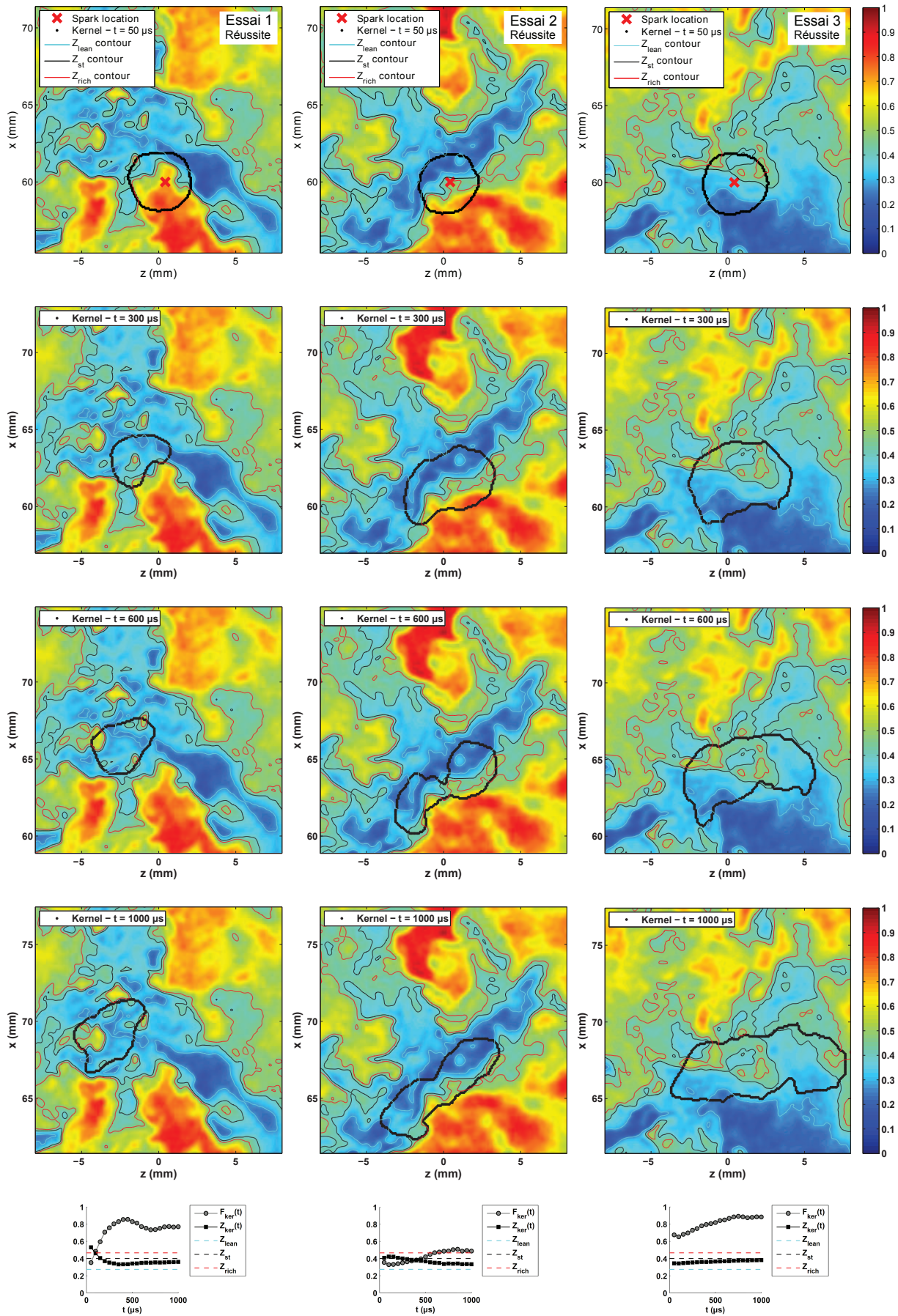


Figure 6.13 – Trois essais d'allumage réussis. Contour du noyau à différents instants reporté sur le champ de  $Z$  (représenté par l'échelle de couleur). L'évolution temporelle de  $Z_{ker}$  et  $F_{ker}$  est indiquée en bas.

### 6.5.1 Développement du noyau dans des conditions de mélange proches de la stœchiométrie : $Z_{lean} < Z_{ker,0} < 0.59$

Nous allons étudier le développement du noyau en fonction des conditions locales et initiales de mélange  $Z_{ker,0}$  et  $F_{ker,0}$ , dans le cas d'allumages réussis, dans l'intervalle  $Z_{lean} < Z_{ker,0} < 0.59$ .

Sur la Figure 6.13, trois essais d'allumages réussis sont présentés (essai 1 à gauche, essai 2 au centre, essai 3 à droite). Sur chaque colonne, le contour du noyau à différents instants est reporté sur le champ de fraction de mélange. L'évolution temporelle de  $Z_{ker}$  et de  $F_{ker}$  calculés à chaque instant dans la zone délimitée par le noyau est tracée sur le bas de la page.

Dans le cas de l'essai 1 (à gauche), une portion du noyau se situe au niveau d'une zone très riche de l'écoulement, à  $t = 50 \mu s$ . Au cours du temps, nous observons une extinction du noyau à ce niveau et une propagation vers les zones stœchiométriques du champ. Ainsi,  $Z_{ker}$  tend vers  $Z_{st}$  au cours du temps et  $F_{ker}$  augmente. De même, dans le cas des essais 2 et 3 de la Figure 6.13, le noyau croît rapidement dans les zones où la fraction de mélange est comprise entre les limites de flammabilité et une extinction est observée là où l'écoulement est trop riche (essai 2) ou trop pauvre (essai 3). Dans les cas 2 et 3, la fraction de mélange initiale étant de l'ordre de  $Z_{st}$ , l'évolution de  $Z_{ker}$  varie peu au cours du temps. En revanche, la propagation du noyau ayant lieu préférentiellement dans les zones inflammables, la facteur  $F_{ker}$  augmente en fonction du temps.

Concernant la taille du noyau, ce dernier est plus volumineux à  $t = 1000 \mu s$  dans le cas 3 que dans le cas 2. Bien que la fraction de mélange initiale  $Z_{ker,0}$  soit du même ordre de grandeur dans les deux cas,  $F_{ker,0}$  est plus élevé dans l'essai 3, ce qui pourrait expliquer la croissance plus rapide du noyau. En revanche, dans les cas 1 et 2,  $F_{ker,0}$  est du même ordre de grandeur, mais  $Z_{ker,0}$  diffère, ce qui conduit à une croissance plus rapide du noyau dans le cas où la fraction de mélange est proche de la stœchiométrie (essai 2).

Afin de caractériser les observations faites à partir de la Figure 6.13, l'évolution temporelle moyenne de  $Z_{ker}$  est tracée sur la Figure 6.14 pour différentes valeurs de la fraction de mélange initiale (essais d'allumage sélectionnés dans un intervalle  $Z_{ker,0} \pm 0.02$ ), dans le cas des réussites d'allumage. Les évolutions tracées pour des valeurs de  $Z_{ker,0}$  comprises dans l'intervalle étudié dans cette partie sont en noir sur la Figure, les autres sont en pointillés gris.

Pour  $Z_{ker,0} = Z_{st}$  et  $Z_{ker,0} = Z_{rich}$ , la fraction de mélange  $Z_{ker}$  suit une évolution presque constante au cours du temps. Lorsque les conditions initiales de fraction de mélange s'éloignent de la stœchiométrie,  $Z_{ker}$  augmente au cours du temps dans le cas pauvre et diminue dans le cas riche. Cette évolution traduit les phénomènes observés précédemment à partir de la Figure 6.13. Au cours du temps, le noyau se développe dans les zones où le mélange est favorable à l'allumage et une extinction de certaines portions du noyau est observée là où la fraction de mélange se situe en dehors des limites de flammabilité. Ainsi, au cours du temps,  $Z_{ker}$  tend vers des valeurs de fraction de mélange proches de  $Z_{st}$ . Notons que l'intervalle de fraction de mélange vers lequel tend  $Z_{ker}$  à  $t = 1000 \mu s$  est relativement large (entre 0.35 et 0.55), mais correspond à la gamme de fraction de mélange pour laquelle une très forte probabilité d'allumage (supérieure à 80 % d'après la Figure 6.6) est obtenue.

Afin d'étudier la croissance du noyau, l'évolution temporelle moyenne du rayon équivalent (obtenu à partir de la surface du noyau après binarisation) est présentée sur la Figure 6.15, pour différentes valeurs de la fraction de mélange initiale (essais d'allumage sélectionnés dans

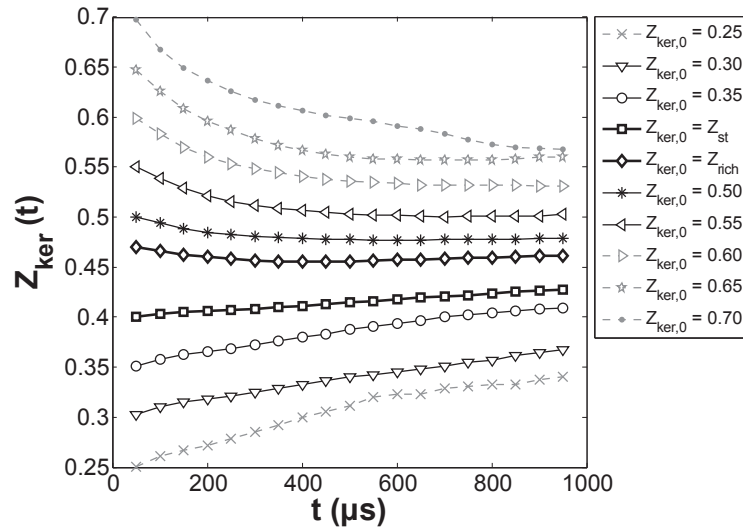


Figure 6.14 – Evolution temporelle moyenne de  $Z_{ker}$  tracée pour différentes valeurs de  $Z_{ker,0}$  (intervalle  $Z_{ker,0} \pm 0.02$ ), dans le cas des réussites d'allumage.

un intervalle  $Z_{ker,0} \pm 0.02$ ), dans le cas des allumages réussis. Nous constatons que la croissance la plus rapide est observée pour  $Z_{ker,0} = Z_{st}$ . Puis, plus les conditions initiales de fraction de mélange s'éloignent de la stœchiométrie, moins le rayon croît rapidement au cours du temps. Ceci est lié au fait que la vitesse de flamme laminaire est maximale à la stœchiométrie. Ce résultat est illustré par les observations faites précédemment concernant la taille du noyau des essais 1 et 2 de la Figure 6.13.

Notons également que pour des valeurs de  $Z_{ker,0}$  éloignées de la stœchiométrie, la Figure 6.15 montre que le rayon équivalent moyen augmente puis diminue au cours du temps, malgré la réussite de l'allumage. Ce phénomène sera étudié dans la suite (parties 6.5.2 et 6.5.3).

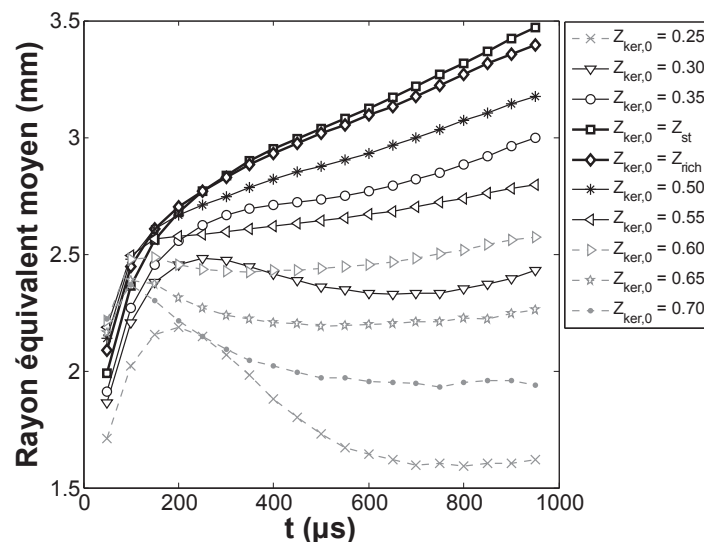


Figure 6.15 – Evolution temporelle moyenne du rayon équivalent du noyau, pour différentes valeurs de  $Z_{ker,0}$  (intervalle  $Z_{ker,0} \pm 0.02$ ), dans le cas des réussites d'allumage.

Enfin, afin d'étudier l'effet du facteur de flammabilité sur la vitesse de développement du noyau, l'évolution temporelle moyenne du rayon équivalent a été tracée pour  $Z_{ker,0} = Z_{st}$  sur la

Figure 6.16.a et pour  $Z_{ker,0} = Z_{rich}$  sur la Figure 6.16.b, en distinguant différents intervalles de  $F_{ker,0}$ . Nous constatons que plus la quantité locale de mélange inflammable est élevée, plus le noyau croît rapidement. Ainsi, même pour les valeurs de  $Z_{ker,0}$  les plus favorables à l'allumage et à la croissance du noyau,  $F_{ker,0}$  a une influence sur l'évolution temporelle du rayon équivalent. Par exemple, dans le cas  $Z_{ker,0} = Z_{st}$ , le rayon équivalent moyen à la fin de l'enregistrement est 1.5 fois plus élevé si  $0.9 \leq F_{ker,0} \leq 1$  que si  $0.3 \leq F_{ker,0} < 0.4$ .

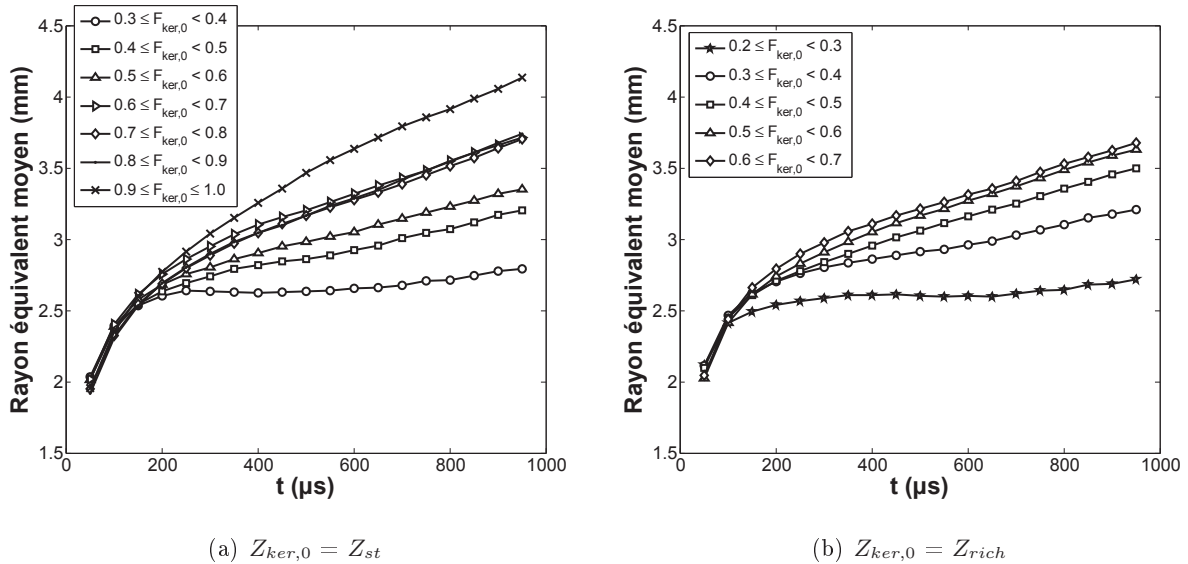


Figure 6.16 – Evolution temporelle moyenne du rayon équivalent du noyau, tracée en distinguant différents intervalles de  $F_{ker,0}$  - (a) cas  $Z_{ker,0} = Z_{st} \pm 0.02$  - (b) cas  $Z_{ker,0} = Z_{rich} \pm 0.02$ .

Les résultats présentés dans cette partie montrent donc que  $Z_{ker,0}$  et  $F_{ker,0}$  ont non seulement une forte influence sur la réussite de l'allumage, mais également sur la vitesse de développement du noyau, et que l'effet de ces grandeurs est observé même dans les conditions de mélange les plus favorables à l'allumage et à la croissance du noyau.

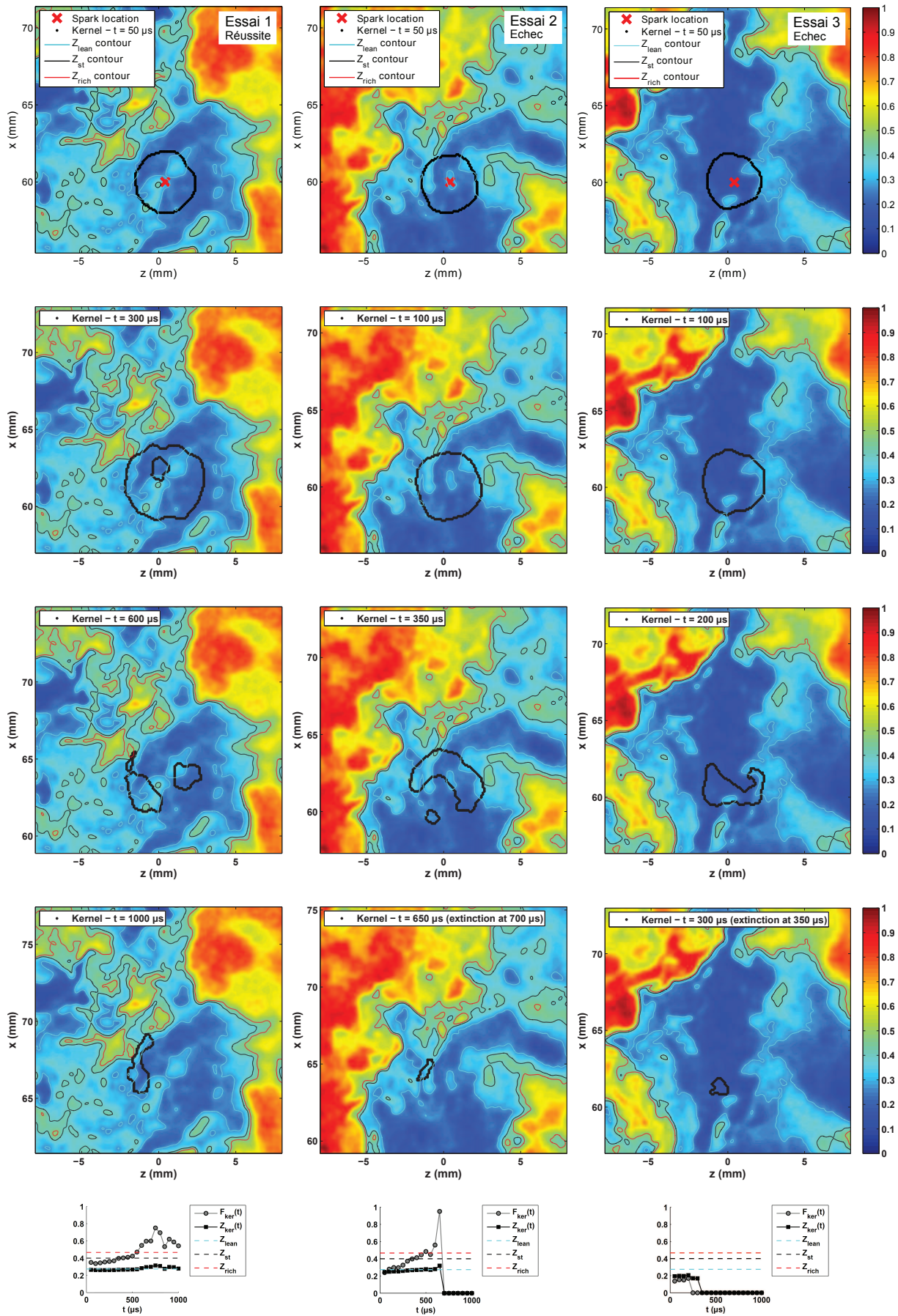


Figure 6.17 – Une réussite d'allumage (à gauche) et deux échecs (au centre et à droite). Contour du noyau à différents instants reporté sur le champ de  $Z$ . L'évolution temporelle de  $Z_{ker}$  et  $F_{ker}$  est indiquée en bas.

### 6.5.2 Développement du noyau dans des conditions de mélange pauvre : $Z_{ker,0} \leq Z_{lean}$

Dans cette partie, nous allons étudier le développement du noyau en fonction des conditions locales et initiales de fraction de mélange et de flammabilité, dans le cas de réussites et d'échecs d'allumage, dans l'intervalle  $Z_{ker,0} \leq Z_{lean}$ . Dans cet intervalle, une rapide décroissance de la probabilité d'allumage est observée, lorsque la fraction de mélange diminue (Figure 6.5) et l'influence du facteur  $F_{ker,0}$  sur la probabilité d'allumage est importante (Figures 6.9.a et 6.10). Rappelons que, dans cet intervalle, la fraction de mélange étudiée étant inférieure à  $Z_{lean}$ , les fluctuations turbulentes de vitesse peuvent être la cause d'une partie des échecs d'allumage.

Sur la Figure 6.17, un enregistrement d'allumage réussi (essai 1, à gauche) et deux enregistrements d'échec d'allumage (essais 2 et 3, au centre et à droite) sont présentés. Sur chaque colonne, le contour du noyau à différents instants est reporté sur le champ de fraction de mélange. Pour les allumages ratés, le temps d'extinction, correspondant à l'instant auquel le noyau n'est plus observé sur les images de caméra rapide, est indiqué dans la légende du dernier champ reporté sur la Figure 6.17. L'évolution temporelle des grandeurs  $Z_{ker}$  et  $F_{ker}$  calculées à chaque instant dans la zone délimitée par le noyau est tracée sur le bas de la page.

Les enregistrements de la Figure 6.17 montrent que la taille du noyau augmente initialement, quelle que soit la réussite de l'allumage. Puis, dans le cas des allumages ratés (essais 2 et 3), le noyau se refroidit et son rayon équivalent décroît rapidement. Cette diminution est plus rapide dans le cas 3 que dans le cas 2, conduisant à un temps d'extinction plus court (350  $\mu$ s pour le cas 3 et 700  $\mu$ s pour le cas 2). Cette différence est probablement due au fait que  $Z_{ker,0}$  et  $F_{ker,0}$  soient légèrement moins élevés dans le cas 3. Concernant l'essai 1, l'augmentation initiale de la taille du noyau est également suivie d'une diminution, malgré la réussite de l'allumage. Ceci est lié à l'extinction de certaines portions du noyau, localisées dans des zones très pauvres de l'écoulement. Ces extinctions locales ne conduisent pas un échec d'allumage, car le noyau est maintenu dans les zones de l'écoulement présentant des conditions favorables à l'initiation de la combustion. Cependant, la conséquence de ces extinctions locales est la faible taille du noyau (inférieure à sa taille initiale) à  $t = 1$  ms.

Les observations faites ici montrent que, quelle que soit la réussite de l'allumage, une augmentation puis une diminution de la taille du noyau est observée. Cette décroissance est liée à la présence de poches de gaz non inflammables qui entraînent l'extinction d'une partie du noyau. Dans le cas où cette décroissance de taille est rapide et si une portion du noyau ne parvient pas à être maintenue dans les zones de l'écoulement plus favorables à l'allumage, l'essai conduit à un échec d'allumage.

Afin de caractériser les observations faites à partir de la Figure 6.17, l'évolution temporelle moyenne du rayon équivalent du noyau a été tracée sur la Figure 6.18 en distinguant les réussites et échecs d'allumage, pour une valeur donnée de la fraction de mélange locale initiale,  $Z_{ker,0} = Z_{lean} \pm 0.02$ . Les résultats obtenus montrent une croissance puis une diminution de la taille du noyau, quelle que soit la réussite de l'allumage. Dans le cas des allumages ratés, cette décroissance est rapide et traduit l'extinction du noyau. Pour les allumages réussis, cette décroissance est liée à des extinctions locales du noyau dans les zones non inflammables, mais une partie du noyau est maintenue dans les zones de l'écoulement présentant des conditions de mélange favorables à l'allumage. La diminution du rayon dure peu de temps et le noyau atteint rapidement une taille constante. Cette évolution constante signifie que la quantité d'énergie dissipée par conduction et



par la turbulence est égale à la quantité d'énergie dégagée par les réactions de combustion dans le noyau. Or, la réussite de l'allumage est rendue possible si la quantité d'énergie dégagée par la combustion devient supérieure aux pertes thermiques induites par l'écoulement. Ici, cette évolution constante de la taille du noyau conduit tout de même à un allumage réussi. L'augmentation de la taille du noyau a donc lieu à des instants supérieurs à 1 ms et la réussite de l'allumage est probablement permise, soit grâce au fait que le noyau se développe dans une turbulence de grille spatialement décroissante dans notre configuration expérimentale (diminution des pertes thermiques au cours du temps), soit grâce à la propagation du noyau vers des zones de l'écoulement plus favorables à la combustion à des temps supérieurs à 1 ms (augmentation de l'énergie dégagée par les réactions).

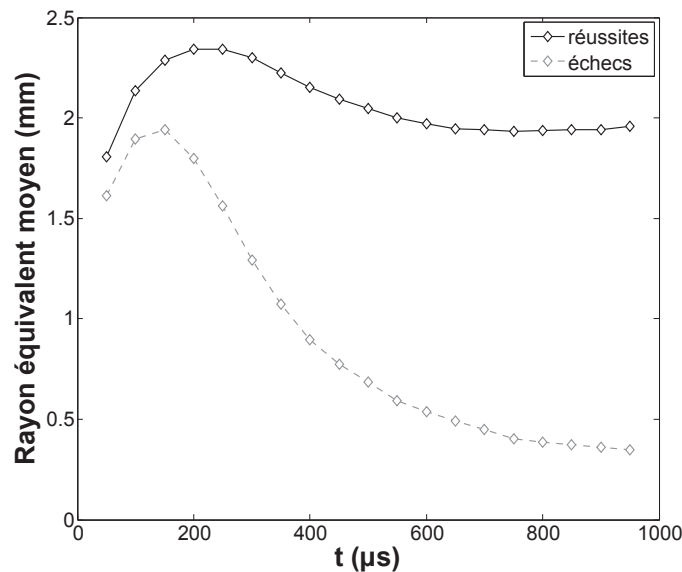


Figure 6.18 – Evolution temporelle moyenne du rayon équivalent du noyau tracée en distinguant les réussites et échecs d'allumage, pour une valeur donnée de la fraction de mélange locale initiale :  $Z_{ker,0} = Z_{lean} \pm 0.02$ .

La quantité locale de mélange inflammable joue un rôle essentiel, non seulement dans l'initiation de la combustion, mais également dans le développement du noyau. L'observation du développement du noyau à partir des enregistrements de la Figure 6.17 montre que quelle que soit la réussite de l'allumage, la présence de poches de gaz non inflammables entraîne l'extinction d'une partie du noyau, tandis que le noyau est maintenu dans les zones de l'écoulement plus favorables à l'allumage. Afin de mettre en évidence l'influence de  $F_{ker,0}$  sur le développement du noyau dans des conditions de mélange pauvre, l'évolution temporelle moyenne du rayon équivalent du noyau est tracée en distinguant les essais suivant différentes classes du facteur de flammabilité initial  $F_{ker,0}$  (Figure 6.19). Ces résultats sont obtenus pour une valeur donnée de la fraction de mélange locale initiale ( $Z_{ker,0} = Z_{lean} \pm 0.02$ ) et en distinguant les réussites et échecs d'allumage.

Dans le cas des allumages réussis, la Figure 6.19 montre que, plus  $F_{ker,0}$  est élevé, plus le rayon du noyau est important. De plus, à la suite de la période d'évolution constante du rayon du noyau, l'augmentation de taille requise pour que la réussite de l'allumage soit assurée, est observée avant la fin de l'enregistrement ( $t = 1$  ms), dans le cas  $0.4 \leq F_{ker,0} < 0.5$ .

Concernant les échecs d'allumage, le refroidissement du noyau est plus rapide lorsque  $F_{ker,0}$

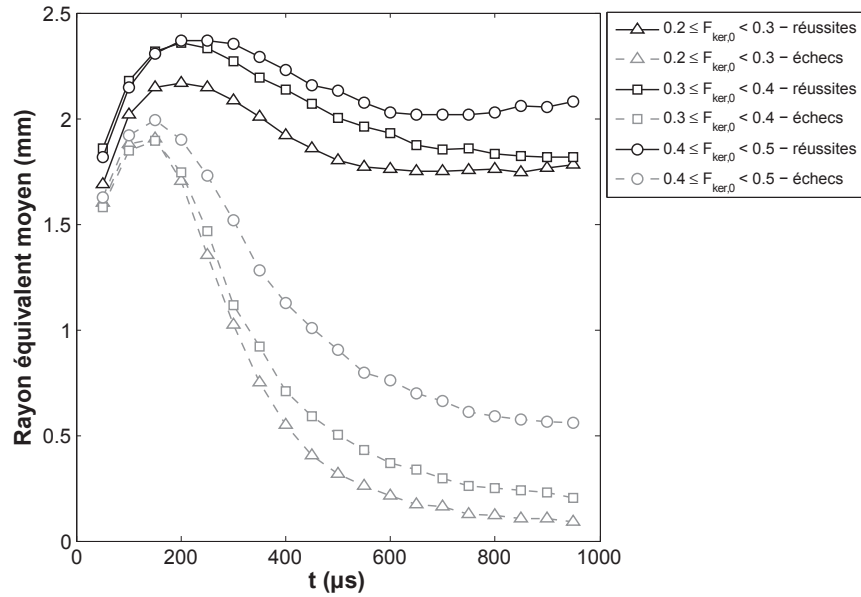


Figure 6.19 – Evolution temporelle moyenne du rayon équivalent du noyau tracée en distinguant différentes classes du facteur  $F_{ker,0}$ . Résultats obtenus pour une valeur donnée de la fraction de mélange locale initiale ( $Z_{ker,0} = Z_{lean} \pm 0.02$ ) et en distinguant les réussites et échecs d’allumage.

diminue. Cette tendance est confirmée par la valeur du temps d’extinction moyen, calculé dans les différentes conditions étudiées ici et reportées dans le Tableau 6.1.

Classe de $F_{ker,0}$ étudiée	Temps d’extinction moyen ( $\mu\text{s}$ )
quel que soit $F_{ker,0}$	$511 \pm 180$
$0.2 \leq F_{ker,0} < 0.3$	$470 \pm 125$
$0.3 \leq F_{ker,0} < 0.4$	$535 \pm 182$
$0.4 \leq F_{ker,0} < 0.5$	$546 \pm 198$

Tableau 6.1 – Temps d’extinction moyens du noyau, calculés pour différentes classes du facteur de flammabilité initial  $F_{ker,0}$ , dans le cas  $Z_{ker,0} = Z_{lean} \pm 0.02$ .

Les Figures 6.18 et 6.19 montrent également que, malgré un dépôt d’énergie identique et une même valeur de  $Z_{ker,0}$  (et de  $F_{ker,0}$  dans le cas de la Figure 6.19), le rayon moyen du noyau à  $t = 50 \mu\text{s}$  est plus faible pour les échecs que pour les réussites d’allumage. La taille initiale du noyau (à  $t = 50 \mu\text{s}$ ) a donc également un impact sur la réussite de l’allumage. Ceci signifie que, même si nous avons mis en évidence différents effets du champ de local et initial de fraction de mélange (à  $t = 50 \mu\text{s}$ ) sur la réussite de l’allumage, d’autres phénomènes se produisant à des instants plus courts ( $t < 50 \mu\text{s}$ ) sont encore à identifier et à étudier. L’une des causes à l’origine de cette différence de rayon pourrait être le phénomène de fluctuation de taille et d’intensité d’étincelle, observé d’un claquage à l’autre malgré le dépôt d’une même quantité d’énergie, et mis en évidence dans la partie 4.2.

Dans cette partie, l’étude de la propagation du noyau a été effectuée dans le cas où  $Z_{ker,0}$

=  $Z_{lean}$ . Afin de compléter notre analyse, l'évolution du rayon équivalent du noyau est étudiée pour différentes valeurs de la fraction de mélange initiale  $Z_{ker,0}$ . Dans le cas des allumages réussis, nous avons vu précédemment que plus le mélange local est pauvre, moins la croissance du noyau est rapide (Figure 6.15), en raison de la décroissance de la vitesse de flamme laminaire dans ces conditions. Dans le cas des échecs d'allumage, l'évolution temporelle moyenne du rayon équivalent du noyau montre une décroissance plus rapide lorsque  $Z_{ker,0}$  diminue (Figure 6.20). Ce résultat est en accord avec les temps d'extinction moyens, calculés pour différentes valeurs de  $Z_{ker,0}$  (Tableau 6.2).

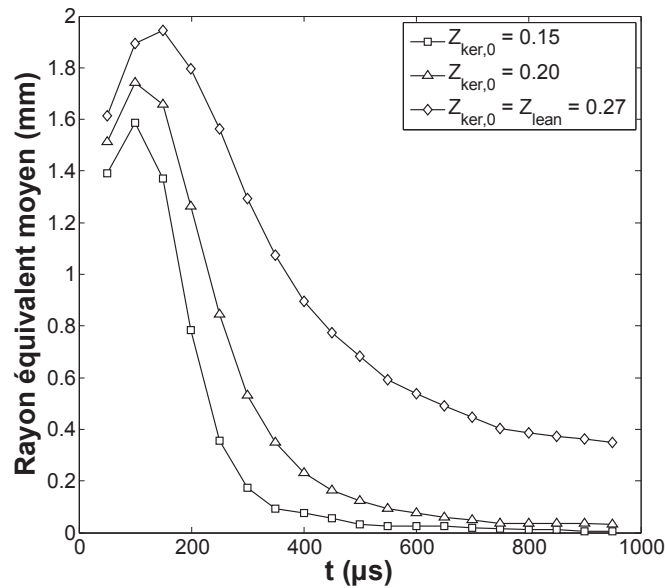


Figure 6.20 – Evolution temporelle moyenne du rayon équivalent du noyau tracée pour différentes valeurs de  $Z_{ker,0}$  (intervalle  $Z_{ker,0} \pm 0.02$ ), dans le cas des échecs d'allumage.

Valeur de $Z_{ker,0}$ étudiée	Temps d'extinction moyen ( $\mu\text{s}$ )
0.15	$290 \pm 110$
0.20	$373 \pm 126$
$Z_{lean} = 0.27$	$511 \pm 180$

Tableau 6.2 – Temps d'extinction moyens du noyau, calculés pour différentes valeurs de  $Z_{ker,0}$  ( $Z_{ker,0} \pm 0.02$ ).

### 6.5.3 Développement du noyau dans des conditions de mélange riche : $Z_{ker,0} \geq 0.59$

La dernière partie de notre étude est consacrée au cas  $Z_{ker,0} \geq 0.59$ . Rappelons que, dans cet intervalle de fraction de mélange, les extinctions peuvent être liées aux conditions de fraction de mélange, mais également aux fluctuations turbulentes de vitesse.

La Figure 6.21 présente un enregistrement d'allumage réussi (essai 1, à gauche) et deux enregistrements d'échec d'allumage (essais 2 et 3, au centre et à droite). Dans le cas de l'allumage réussi (essai 1), nous observons une extinction locale du noyau dans la zone présentant une fraction de mélange élevée et une propagation du noyau vers les conditions stœchiométriques de l'écoulement. Ainsi, le facteur de flammabilité  $F_{ker}$  croît rapidement au cours du temps et l'évolution temporelle de  $Z_{ker}$  tend vers  $Z_{st}$ . Cette tendance concernant  $Z_{ker}(t)$  est en accord avec les résultats reportés précédemment par la Figure 6.14, donnant l'évolution temporelle moyenne de la fraction de mélange locale pour différentes valeurs de  $Z_{ker,0}$ . Les deux échecs d'allumages reportés sur la Figure 6.21 (essais 2 et 3) montrent que l'extinction peut être plus ou moins rapide suivant les conditions initiales. Dans le cas 2,  $Z_{ker,0}$  est moins élevée que dans le cas 3, et une portion du noyau contient une poche de gaz inflammable. Grâce à cette poche, le noyau est maintenu plus longtemps avant son extinction. Dans ce cas, l'extinction ayant lieu d'abord dans les zones les plus riches,  $Z_{ker}(t)$  diminue vers  $Z_{st}$  et  $F_{ker}(t)$  augmente. Dans le cas 3, l'extinction est très rapide, le facteur de flammabilité initial étant nul. Notons que ces observations faites dans des conditions d'écoulement riche présentent des similitudes avec celles effectuées dans le cas pauvre étudié précédemment.

Afin de caractériser les phénomènes décrits ici, l'évolution temporelle moyenne du rayon équivalent du noyau est tracée en distinguant réussites et échecs d'allumage, pour une valeur donnée de  $Z_{ker,0}$  égale à  $0.59 \pm 0.02$ . Cette évolution est reportée quelle que soit la valeur de  $F_{ker,0}$  sur la Figure 6.22 et en distinguant les essais suivant différentes classes du facteur  $F_{ker,0}$  sur la Figure 6.23.

Dans le cas des allumages réussis, la Figure 6.22 montre que le rayon croît initialement, puis présente une évolution presque constante. Comme nous l'avons expliqué précédemment dans le cas pauvre, l'allumage est assuré si la taille du noyau augmente, c'est-à-dire si l'énergie dégagée par la combustion devient supérieure à l'énergie dissipée. Cette augmentation de taille a donc lieu après 1 ms et est permise soit grâce à la propagation du noyau vers des zones plus favorables à l'allumage, soit à la diminution des pertes thermiques liées à la turbulence (en raison de la turbulence spatialement décroissante existant dans notre dispositif). Dans le cas des échecs d'allumage, à la différence du cas pauvre, nous n'avons pas une croissance initiale de la taille du noyau, suivie d'une décroissance. La taille du noyau décroît rapidement à la suite du dépôt d'énergie.

Concernant les effets de  $F_{ker,0}$  sur le développement du noyau (Figure 6.23), les conditions riches étudiées ici conduisent aux mêmes tendances que celles mises en évidence dans le cas pauvre. Plus le facteur  $F_{ker,0}$  est élevé, plus la croissance du noyau est rapide dans le cas des allumages réussis et plus l'extinction du noyau est longue dans le cas des échecs d'allumage. Le temps d'extinction moyen calculé dans le cas  $Z_{ker,0} = 0.59$ , pour différentes valeurs de  $F_{ker,0}$  est reporté dans le Tableau 6.3. Les valeurs obtenues confirment l'influence de  $F_{ker,0}$  sur l'extinction.

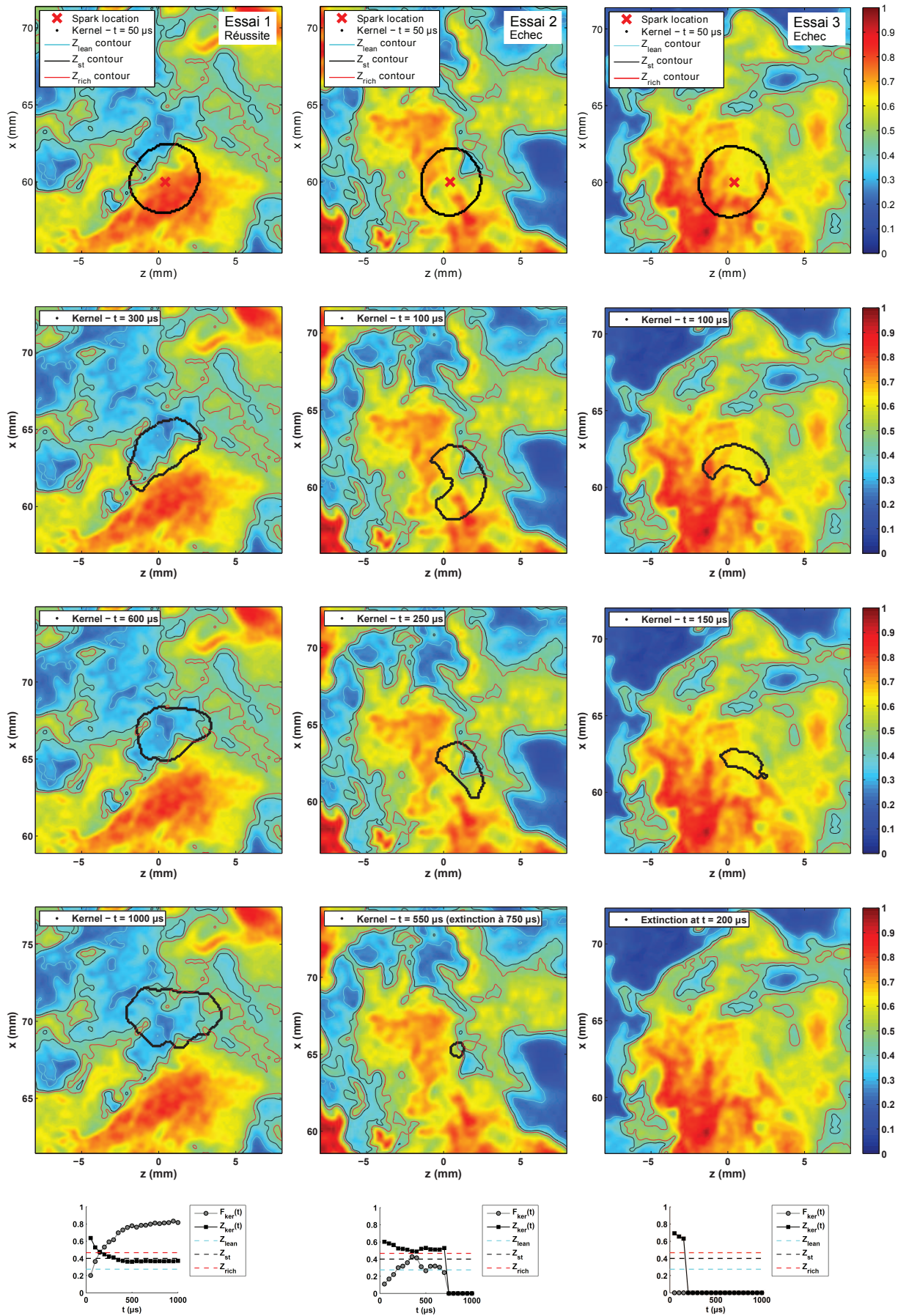


Figure 6.21 – Une réussite d’allumage (à gauche) et deux échecs (au centre et à droite). Contour du noyau à différents instants reporté sur le champ de  $Z$ . L’évolution temporelle de  $Z_{ker}$  et  $F_{ker}$  est indiquée en bas.

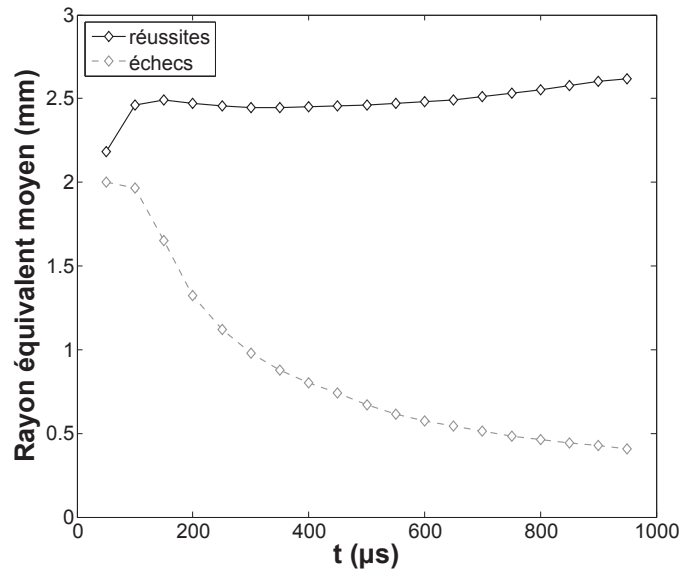


Figure 6.22 – Evolution temporelle moyenne du rayon équivalent du noyau tracée en distinguant les réussites et échecs d’allumage, pour une valeur donnée de la fraction de mélange locale initiale ( $Z_{ker,0} = 0.59 \pm 0.02$ ).

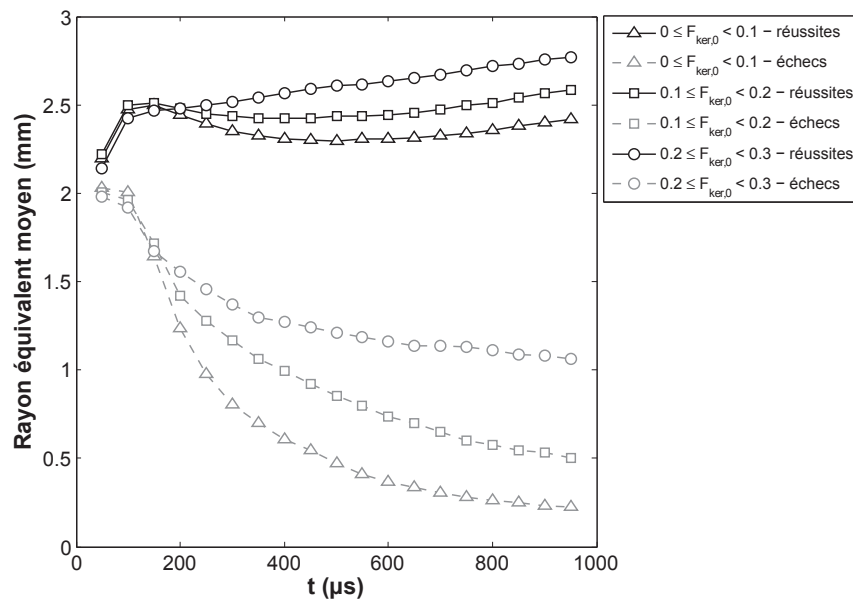


Figure 6.23 – Evolution temporelle moyenne du rayon équivalent du noyau tracée en distinguant différentes classes du facteur  $F_{ker,0}$ . Résultats obtenus pour une valeur donnée de la fraction de mélange locale initiale ( $Z_{ker,0} = 0.59 \pm 0.02$ ) et en distinguant les réussites et échecs d’allumage.

Enfin, l’influence de  $Z_{ker,0}$  sur le développement du noyau a également été étudiée dans le cas riche. La Figure 6.15 reportée précédemment a montré que plus  $Z_{ker,0}$  est élevée, moins la croissance du noyau est rapide. Dans le cas des allumages ratés, l’évolution temporelle moyenne du rayon équivalent du noyau montre une décroissance plus rapide lorsque  $Z_{ker,0}$  diminue (Figure 6.24). Ce résultat est en accord avec les temps d’extinction moyens, calculés pour différentes valeurs de  $Z_{ker,0}$  (Tableau 6.4).

Classe de $F_{ker,0}$ étudiée	Temps d'extinction moyen ( $\mu\text{s}$ )
quel que soit $F_{ker,0}$	$391 \pm 209$
$0 \leq F_{ker,0} < 0.05$	$359 \pm 203$
$0.05 \leq F_{ker,0} < 0.10$	$419 \pm 191$
$0.10 \leq F_{ker,0} < 0.20$	$431 \pm 209$

Tableau 6.3 – Temps d'extinction moyens du noyau, calculés pour différentes classes du facteur de flammabilité initial  $F_{ker,0}$ , dans le cas  $Z_{ker,0} = 0.59 \pm 0.02$ .

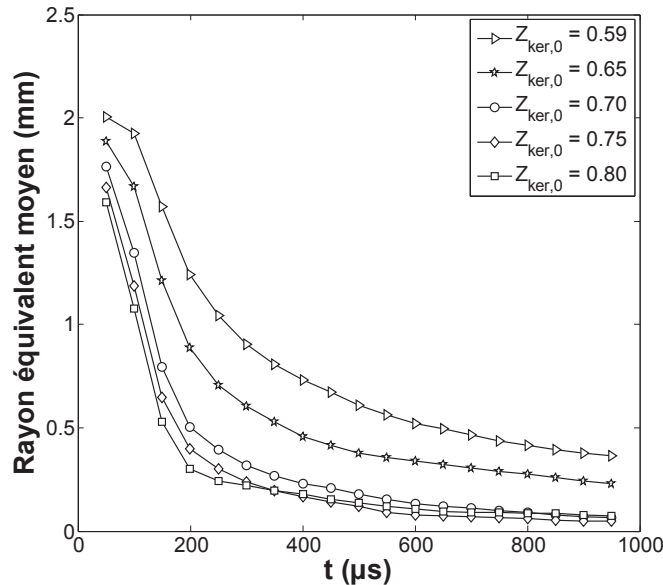


Figure 6.24 – Evolution temporelle moyenne du rayon équivalent du noyau tracée pour différentes valeurs de  $Z_{ker,0}$  (intervalle  $Z_{ker,0} \pm 0.02$ ), dans le cas des échecs d'allumage.

Valeur de $Z_{ker,0}$ étudiée	Temps d'extinction moyen ( $\mu\text{s}$ )
0.59	$391 \pm 209$
0.65	$304 \pm 182$
0.70	$265 \pm 185$
0.75	$232 \pm 152$
0.80	$213 \pm 150$

Tableau 6.4 – Temps d'extinction moyens du noyau, calculés pour différentes valeurs de  $Z_{ker,0}$  ( $Z_{ker,0} \pm 0.02$ ).

## 6.6 Conclusion et perspectives

Ce chapitre nous a amené à étudier l'effet du champ local et instantané de fraction de mélange sur l'allumage et sur la propagation du noyau en écoulement turbulent non prémélangé. La visualisation des enregistrements d'essais d'allumage (champ de fraction de mélange et trajet du noyau par imagerie rapide) a mis en évidence une grande diversité concernant les conditions initiales de mélange (valeurs locales et inhomogénéités de  $Z$ ) et la propagation du noyau (forme, taille, position et dans le cas des allumages ratés, instant d'extinction).

L'étude de la probabilité d'allumage en fonction de la fraction de mélange locale et initiale  $Z_{ker,0}$  a montré que la probabilité atteint un maximum en  $Z=Z_{st}$ . Cependant, bien que  $Z_{ker,0}$  soit calculée localement à chaque essai, ce n'est pas un paramètre suffisant pour étudier l'allumage, puisque des extinctions sont observées lorsque  $Z_{lean} < Z_{ker,0} < Z_{rich}$  et des réussites d'allumage ont lieu pour  $Z_{ker,0} < Z_{lean}$  et  $Z_{ker,0} > Z_{rich}$ . L'observation du champ local de fraction de mélange a montré que pour une même valeur de  $Z_{ker,0}$ , des inhomogénéités locales de mélange plus ou moins importantes peuvent exister et influencer la réussite de l'allumage.

Afin de tenir compte de ce phénomène, un facteur de flammabilité local, représentant le pourcentage de mélange inflammable dans le champ de  $Z$  délimité par le contour du noyau, a été introduit. Pour une valeur donnée de  $Z_{ker,0}$ , la probabilité d'allumage devient plus importante lorsque  $F_{ker,0}$  augmente. Ce facteur de flammabilité permet donc, au sein d'un intervalle réduit de fraction de mélange  $Z_{ker,0}$ , de distinguer différents cas d'allumage, suivant la quantité de mélange inflammable présente localement. De plus, l'élévation de la probabilité d'allumage en fonction de  $F_{ker,0}$  est d'autant plus marquée que les conditions locales de mélange sont éloignées de la stoechiométrie. Pour de faibles valeurs du facteur de flammabilité ( $F_{ker,0} \sim 0.1-0.2$ ), les résultats ont montré que même de faibles quantités de mélange inflammable présentes localement peuvent initier la combustion et qu'une légère augmentation de cette quantité entraîne une élévation non négligeable de la probabilité d'allumage. L'écriture de la relation entre la probabilité d'allumage  $P_{ign}$  déterminée uniquement à partir de  $Z_{ker,0}$  et la probabilité  $P'_{ign}$  obtenue à partir de  $Z_{ker,0}$  et  $F_{ker,0}$ , a montré que la connaissance de  $F_{ker,0}$  permet d'obtenir une valeur plus précise de la probabilité d'allumage.

Dans la suite, l'étude de la propagation du noyau entre 50  $\mu s$  et 1000  $\mu s$  a permis de constater que, dans le cas des allumages réussis, le noyau subit des extinctions locales lorsque des poches de mélange non inflammable sont présentes localement, et le noyau se propage vers les zones présentant des conditions de mélange plus favorables à l'allumage. Dans le cas des échecs d'allumage, l'extinction du noyau peut être plus ou moins rapide suivant les conditions locales de fraction de mélange. Afin de caractériser ces observations, l'influence de  $Z_{ker,0}$  et de  $F_{ker,0}$  sur l'évolution temporelle du rayon équivalent du noyau a été étudiée. Les résultats ont montré que plus  $F_{ker,0}$  est élevé et plus  $Z_{ker,0}$  tend vers  $Z_{st}$ , plus le noyau croît rapidement dans le cas des allumages réussis, ou plus il s'éteint lentement lors des échecs d'allumage. Cependant, même si  $Z_{ker,0}$  et  $F_{ker,0}$  influencent fortement la croissance du noyau, nous avons constaté que pour une même valeur de l'énergie déposée, de  $Z_{ker,0}$  et de  $F_{ker,0}$ , le rayon moyen du noyau à  $t = 50 \mu s$  est plus faible pour les échecs que pour les réussites d'allumage. La taille initiale du noyau (à  $t = 50 \mu s$ ) a donc également un impact sur la réussite de l'allumage. Ceci signifie que, même si nous avons identifié dans ce chapitre différents phénomènes se produisant à des instants courts (entre 50  $\mu s$  et 1000  $\mu s$ ) et permettant d'expliquer les réussites et échecs d'allumage, d'autres effets sont encore à identifier et à étudier, notamment à des temps inférieurs à 50  $\mu s$ . L'une des causes à l'origine de cette différence de taille peut être la fluctuation de taille et d'intensité d'étincelle, observée d'un claquage à l'autre malgré le dépôt d'une même quantité d'énergie, dans la partie 4.2.

Les résultats obtenus mettent donc en évidence le fait que l'étude de l'allumage du noyau doit être menée à partir de conditions locales, mesurées à l'instant initial, mais également au cours du développement du noyau (lors des premières centaines de microsecondes). En effet, nous avons vu que les conditions de mélange rencontrées pendant cette période influencent for-



tement la réussite de l'allumage et le développement du noyau. Cette observation est renforcée par le calcul du temps d'extinction moyen du noyau qui est de l'ordre de quelques centaines de microsecondes (valeur variable suivant  $Z_{ker,0}$  et  $F_{ker,0}$ ). Ce résultat signifie que les conditions locales rencontrées par le noyau pendant ce court intervalle de temps sont déterminantes pour la réussite de l'allumage.

Notons que le dispositif de mesure utilisé nous a demandé de faire plusieurs hypothèses (voir partie 6.2.3) qui peuvent conduire à des incertitudes de mesure. Cette analyse de l'allumage a été réalisée à partir de mesures en deux dimensions, dans une configuration d'écoulement en trois dimensions. Le système de mesure utilisé ne permet donc pas d'enregistrer la croissance du noyau selon la direction perpendiculaire au plan de mesure et de connaître le champ de fraction de mélange dans des plans parallèles à celui enregistré. De plus, le développement du noyau enregistré par caméra rapide entre  $t = 50 \mu\text{s}$  et  $1000 \mu\text{s}$  a été analysé à partir d'un seul champ de fraction de mélange enregistré à  $t = -10 \mu\text{s}$ . Ainsi, l'incertitude de calcul des propriétés locales de mélange dans le noyau croît lorsque le temps d'enregistrement augmente. Malgré ces incertitudes imposées par le dispositif expérimental, les mesures reportées ici présentent des résultats cohérents.

Dans ce chapitre, seule l'influence du champ local de fraction de mélange sur la réussite de l'allumage a été étudiée. Nous n'avons pas analysé l'influence du champ turbulent de vitesse sur l'allumage et sur la propagation du noyau. Pour des essais réalisés dans le cas  $Z_{lean} < Z_{ker,0} < Z_{rich}$ , nous avons fait l'hypothèse que le champ turbulent de vitesse ne peut pas entraîner d'extinctions du noyau, compte tenu de la richesse locale et de l'énergie déposée. En dehors des limites de flammabilité  $Z_{lean}$  et  $Z_{rich}$ , même si nous avons étudié l'influence de  $Z_{ker,0}$  et  $F_{ker,0}$  sur l'extinction du noyau, il ne faut pas oublier qu'une partie de ces extinctions peuvent être dues au champ turbulent de vitesse. De plus, la propagation du noyau a été étudiée en fonction du champ de fraction de mélange. Mais, rappelons que quelle que soit  $Z_{ker,0}$ , le champ turbulent de vitesse peut également avoir une influence sur le transport du noyau en le dirigeant vers des zones de l'écoulement plus ou moins favorables à l'allumage, comme cela a été expliqué dans la partie 1.6.2. Ce phénomène est particulièrement observé dans les configurations réelles de brûleur [2, 8], présentant des zones de recirculation.

Il serait donc important dans la suite, de mener une étude prenant un compte les effets combinés des champs turbulents de vitesse et de fraction de mélange sur la réussite de l'allumage. Les résultats reportés précédemment dans ce chapitre permettraient d'établir des critères pour les extinctions liées aux conditions locales de mélange. Il faudrait également ajouter des critères pour les extinctions induites par le champ turbulent de vitesse [8, 92].

Dans la suite, pour reproduire les conditions réelles rencontrées dans les moteurs à combustion interne et les chambres de combustion aéronautiques, il serait intéressant de réaliser le même type d'étude dans le cas d'un écoulement diphasique. Dans ce cas, des phénomènes supplémentaires pouvant influencer la réussite de l'allumage sont à prendre en compte (effet de la taille des gouttes de combustible, de la durée d'évaporation des gouttes...).

---

## Conclusion générale et perspectives

Afin de répondre aux problématiques posées par l'allumage dans les systèmes de combustion présentant des conditions fortement turbulentes et pauvres, des études appliquées de l'allumage (études dans des géométries réelles de chambres de combustion) sont réalisées. Des analyses plus fondamentales des mécanismes mis au jeu au cours des différentes étapes d'un allumage sont également nécessaires. L'étude reportée dans ce rapport propose ce type d'approche.

L'analyse des mécanismes d'allumage a été menée de manière expérimentale, à l'aide d'un dispositif d'allumage par étincelle induite par laser, dans une configuration simplifiée de brûleur (soufflerie verticale), permettant de générer une turbulence homogène et isotrope sur une large gamme d'intensités grâce à l'utilisation de différentes grilles. Le but de cette étude était d'analyser l'initiation d'un noyau de flamme, en se concentrant sur les temps courts ( $\sim$  ms) où la transition entre la phase de dépôt d'énergie et l'allumage d'un noyau de flamme en croissance auto-entretenu a lieu. Cette étude a été menée dans le cas laminaire, puis en écoulement turbulent prémélangé et non prémélangé, afin de caractériser l'impact des fluctuations de vitesse et de fraction de mélange sur l'initiation et le développement du noyau de flamme.

Cette étude se compose de différents chapitres traitant des phases successives intervenant lors de l'allumage d'un noyau de flamme auto-entretenu.

- Afin de caractériser le dispositif d'allumage utilisé pour notre étude, le phénomène de claquage induit par laser a d'abord été étudié (Chapitre 3). La mesure de l'énergie de claquage, la visualisation du plasma par caméra intensifiée et l'enregistrement de l'onde de choc par PIV et par fluorescence, ont été effectués pour différentes conditions expérimentales. Ces enregistrements ont montré des résultats cohérents avec ceux reportés dans la littérature.

- L'étude de l'allumage a débuté par une analyse de l'influence des caractéristiques de l'étincelle sur la réussite de l'allumage d'un noyau de flamme en écoulement laminaire (Chapitre 4, partie 4.2). Pour réaliser cette étude, les caractéristiques du plasma ont été enregistrées à des temps extrêmement courts après le déclenchement du laser (entre 10 et 100 ns). Nous avons constaté que le dépôt d'une même énergie peut conduire à des étincelles plus ou moins petites, contenant ainsi une énergie par unité de volume plus ou moins grande et présentant une intensité d'émission plus ou moins forte. L'étude des résultats des essais d'allumage a révélée que la réussite de l'allumage est favorisée par les étincelles de petite taille et de forte intensité d'émission.

- A partir de la mesure de l'évolution temporelle de l'intensité d'émission du noyau en écoulement laminaire prémélangé, les différentes étapes de l'allumage d'un noyau de flamme auto-

entretenu décrites dans la littérature ont pu être observées (Chapitre 4, partie 4.3). Quel que soit le résultat de l'essai d'allumage, une augmentation suivie d'une diminution de l'intensité d'émission, traduisant la formation puis le refroidissement du plasma induit par laser, sont observées. Dans le cas d'un allumage raté, cette décroissance d'intensité se poursuit jusqu'à atteindre une valeur nulle, en raison du refroidissement du noyau. Dans le cas d'un allumage réussi, la décroissance d'intensité d'émission, correspondant au refroidissement du plasma, est suivie d'une augmentation, liée à une élévation de la quantité de radicaux produits par les réactions de ramifications, essentielles pour l'initiation des réactions de combustion. Cet instant où le signal commence à augmenter correspond donc à la phase d'initiation des réactions chimiques et a été déterminé pour différentes richesses de mélanges méthane/air (cet instant est noté  $\tau_{CB}$ ).

Dans la suite, il serait intéressant de déterminer le temps  $\tau_{CB}$  de l'initiation des réactions chimiques pour d'autres systèmes d'allumage (allumage plasma, par arc électrique...), en mesurant l'évolution temporelle de l'émission du noyau ou de la fluorescence d'un radical donné (OH, CH...) par PLIF. Ces mesures permettraient de comparer les différents dispositifs d'allumage.

- L'étude de l'allumage en écoulement turbulent prémélangé a permis de mettre en évidence l'effet du champ turbulent de vitesse sur les premières étapes de développement du noyau, avant et après l'initiation des réactions chimiques (Chapitre 5). L'évolution de la MIE en fonction de  $\overline{u'}$  présente une transition d'allumage, pour les différentes richesses étudiées (comprises entre  $\phi = 0.55$  et  $0.75$ ). Le fait que ce phénomène ait déjà été reporté pour une configuration expérimentale très différente [14] laisse supposer que c'est un phénomène universel. Les valeurs de la MIE (normalisée par la MIE en écoulement laminaire,  $MIE_0$ ), fortement dépendantes de  $\overline{u'}$  et de la richesse, se regroupent en une seule courbe lorsqu'elles sont tracées en fonction du nombre  $Pe_{CB}$ , égal au rapport de la diffusivité turbulente, calculée à l'instant de l'initiation des réactions chimiques dans le noyau, et de la diffusivité thermique. Avant la transition d'allumage, le rapport  $MIE/MIE_0$  est de l'ordre de 1 quel que soit  $Pe_{CB}$ , ce qui signifie que la diffusivité turbulente est trop faible au moment de l'initiation des réactions chimiques pour entraîner des pertes thermiques importantes ayant un impact sur la valeur de la MIE. De plus, cette faible diffusivité turbulente est associée à un temps de Kolmogorov  $\tau_k$  supérieur ou égal à  $\tau_{CB}$ . Après la transition, le rapport  $MIE/MIE_0$  augmente rapidement en fonction de  $Pe_{CB}$ . Pour ces fortes intensités de turbulence, la diffusivité turbulente au moment de l'initiation de la combustion est suffisamment importante pour induire des pertes thermiques élevées, ayant un impact sur la valeur de l'énergie d'allumage. Ce mélange turbulent efficace est possible car  $\tau_k$  est inférieur à  $\tau_{CB}$ .

Les résultats reportés en écoulement turbulent prémélangé ont montré la nécessité d'une initiation rapide des réactions chimiques dans le noyau, notamment avant le début de son interaction avec la turbulence. Ceci permet en effet au noyau de disposer de plus d'énergie pour compenser les perturbations induites par la turbulence. Le temps d'initiation des réactions chimiques  $\tau_{CB}$  pourrait ainsi constituer un critère important, lors du choix du moyen d'allumage pour les systèmes de combustion présentant de forts niveaux de turbulence. Il serait donc intéressant de mesurer  $\tau_{CB}$  pour d'autres moyens d'allumage, car les premières étapes de l'allumage ainsi que le temps  $\tau_{CB}$  peuvent différer suivant le système d'allumage.

- L'influence du champ turbulent de fraction de mélange sur l'allumage et la propagation du noyau a été étudiée en écoulement turbulent (Chapitre 6), en reconstituant à chaque essai d'allumage, le trajet du noyau dans le champ local et instantané de fraction de mélange. Cette étude a permis de mettre en évidence deux paramètres influençant fortement l'allumage et la vitesse de développement du noyau : la fraction de mélange locale et initiale  $Z_{ker,0}$  et le pour-

centage local et initial de mélange inflammable  $F_{ker,0}$  (facteur de flammabilité dans le noyau). Plus  $Z_{ker,0}$  s'approche de la fraction de mélange à la stœchiométrie  $Z_{st}$  et plus  $F_{ker,0}$  est élevé, plus la probabilité d'allumage est grande. De plus, pour ces conditions, la taille du noyau croît plus rapidement, dans le cas d'un allumage réussi, et diminue plus lentement dans le cas d'un allumage raté. Nous avons également montré que la connaissance de  $F_{ker,0}$  permet d'obtenir une valeur plus précise de la probabilité d'allumage que lorsque celle-ci est déterminée uniquement à partir de  $Z_{ker,0}$ .

Les résultats obtenus ont montré que l'étude de l'allumage du noyau doit être menée à partir de conditions locales, mesurées à l'instant initial, mais également au cours du développement du noyau (lors des premières centaines de microsecondes), car les conditions de mélange rencontrées pendant cette période influencent fortement la réussite de l'allumage et le développement du noyau. Cette observation est renforcée par le calcul du temps d'extinction moyen du noyau qui est de l'ordre de quelques centaines de microsecondes. Ce résultat signifie que les conditions locales rencontrées par le noyau pendant ce court intervalle de temps sont déterminantes pour la réussite de l'allumage.

L'étude de l'allumage en écoulement turbulent non prémélangé a été effectuée en ne considérant que l'influence du champ local de fraction de mélange. Il serait donc important dans la suite, de mener une étude prenant un compte les effets combinés des champs turbulents de vitesse et de fraction de mélange sur la réussite de l'allumage. En effet, le champ turbulent de vitesse peut avoir une influence sur la réussite de l'allumage dans certaines conditions de mélange, et peut également modifier la trajectoire du noyau en le dirigeant vers des zones de l'écoulement plus ou moins favorables à l'allumage (en terme de vitesse et de richesse), comme cela a été expliqué dans la partie 1.6.2. Ce phénomène est particulièrement observé dans les configurations réelles de brûleur [2, 8], présentant des zones de recirculation. Dans le cadre d'une étude des effets combinés des champs turbulents de vitesse et de fraction de mélange sur la réussite de l'allumage, les résultats mis en évidence dans notre étude permettraient d'établir des critères pour les extinctions liées aux conditions locales de mélange. Il faudrait également ajouter des critères pour les extinctions induites par le champ turbulent de vitesse [8, 92].

Enfin, pour reproduire les conditions réelles rencontrées dans les moteurs à combustion interne et les chambres de combustion aéronautiques, il serait important dans la suite de mener le même type d'étude dans le cas d'un écoulement diphasique, où des phénomènes supplémentaires pouvant influencer la réussite de l'allumage sont à prendre en compte (effet de la taille des gouttes de combustible, de la durée d'évaporation des gouttes...).



---

## Bibliographie

- [1] S. F. Ahmed, R. Balachandran, T. Marchione, and E. Mastorakos. Spark ignition of turbulent nonpremixed bluff-body flames. *Combustion and Flame*, 151 :366–385, 2007.
- [2] T. Marchione, S.F. Ahmed, and E. Mastorakos. Ignition of turbulent swirling n-heptane spray flames using single and multiple sparks. *Combustion and Flame*, 156 :166–180, 2008.
- [3] K.G. Moesl, K.G. Vollmer, T. Sattelmayer, J. Eckstein, and H. Kopecek. Experimental study on laser-induced ignition of swirl-stabilized kerosene flames. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power-transactions of The Asme*, 131(2) :021501–21508, 2009.
- [4] D.W. Naegeli and L.G. Dodge. Ignition study in a gas turbine combustor. *Combustion Science and Technology*, 80(4-6) :164–184, 2012.
- [5] T.Y. Xiong, Z.X. Huang, and Y.Z. Wang. Some factors affecting altitude relighting performance of turbojet engine combustor. *ASME*, 81-GT-49, 1981.
- [6] M. Majcherczyk, N. Zarzalis, F. Turrini, and I. Vitale. Spark ignition of flowing kerosene jet-a1 – air mixtures at high altitude relight conditions. *ECM 2013*, P5-83, 2013.
- [7] R. Read, J.W. Rogerson, and S. Hochgreb. Flame imaging of gas-turbine relight. *AIAA Journal*, 48(9) :1916–1927, 2010.
- [8] A. Neophytou, E.S. Richardson, and E. Mastorakos. Spark ignition of turbulent recirculating non-premixed gas and spray flames : A model for predicting ignition probability. *Combustion and Flame*, 159 :1503–1522, 2012.
- [9] A. Eyssartier, B. Cuenot, L.Y.M. Gicquel, and T. Poinsot. Using les to predict ignition sequences and ignition probability of turbulent two-phase flames. *Combustion and Flame*, 160 :1191–1207, 2013.
- [10] M. Boileau, G. Staffelbach, B. Cuenot, T. Poinsot, and C. Bérat. Les of an ignition sequence in a gas turbine engine. *Combustion and Flame*, 154(1-2) :2–22, 2008.
- [11] W.P. Jones and A. Tyliczszak. Large eddy simulation of spark ignition in a gas turbine combustor. *Flow, Turbulence and Combustion*, 85(3-4) :711–734, 2010.
- [12] C. Ternel. Contribution au développement de l’allumage par laser pour les moteurs à combustion interne. *Thèse présentée à la faculté des sciences de l’Université de Rouen*, 2006.
- [13] N. Chakraborty, E. Mastorakos, and R. S. Cant. Effects of turbulence on spark ignition in inhomogeneous mixtures : A direct numerical simulation (dns) study. *Combustion Science and Technology*, 179 :293–317, 2007.
- [14] S. S. Shy, C. C. Liu, and W. T. Shih. Ignition transition in turbulent premixed combustion. *Combustion and Flame*, 157(2) :341–350, 2010.

- [15] N. Chakraborty and E. Mastorakos. Direct numerical simulations of localised forced ignition in turbulent mixing layers : The effects of mixture fraction and its gradient. *Flow, Turbulence and Combustion*, 80(2) :155–186, 2008.
- [16] T.A. Spiglanin, A. McIlroy, E.W. Fournier, and R.B. Cohen. Time-resolved imaging of flame kernels : Laser spark ignition of h<sub>2</sub>/o<sub>2</sub>/ar mixtures. *Combustion and Flame*, 102(3) :310–328, 1995.
- [17] J.-L. Beduneau, B. Kim, L. Zimmer, and Y. Ikeda. Measurements of minimum ignition energy in premixed laminar methane/air flow by using laser induced spark. *Combustion and Flame*, 132(4) :653–665, 2003.
- [18] J.-L. Beduneau, N. Kawahara, T. Nakayama, E. Tomita, and Y. Ikeda. Laser-induced radical generation and evolution to a self-sustaining flame. *Combustion and Flame*, 156(3) :642–656, 2009.
- [19] D. Bradley, C. G. W. Sheppard, I. M. Suardjaja, and R. Woolley. Fundamentals of high-energy spark ignition with lasers. *Combustion and Flame*, 138(1-2) :55–77, 2004.
- [20] T.X. Phuoc and F.P. White. Laser-induced spark ignition of ch<sub>4</sub>/air mixtures. *Combustion and Flame*, 119 :203–216, 1999.
- [21] C. DeMichelis. Laser induced gas breakdown : A bibliographical review. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 5(4) :188–202, 1969.
- [22] L.J. Radziemski and L.A. Cremers. *Laser-Induced Plasmas and Applications*. Marcel Dekker, New York, 1989.
- [23] N. Kawahara, J.L. Beduneau, T. Nakayama, E. Tomita, and Y. Ikeda. Spatially, temporally, and spectrally resolved measurement of laser-induced plasma in air. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 86 :605–614, 2007.
- [24] J.X. Ma, D.R. Alexander, and D.E. Poulain. Laser spark ignition and combustion characteristics of methane-air mixtures. *Combustion and Flame*, 112(4) :492–506, 1998.
- [25] R. Hickling and W.R. Smith. Combustion bomb tests of laser ignition. *Society of Automotive Engineers Paper*, 84 :555–562, 1974.
- [26] Y.L. Chen, J.W.L. Lewis, and C. Parigger. Spatial and temporal profiles of pulsed laser-induced air plasma emissions. *Journal of Quantitative Spectroscopy Radiative Transfer*, 67 :91–103, 2000.
- [27] S. Candel. *Mécanique des fluides*. Dunod, Paris, 1995.
- [28] G.I. Taylor. The formation of a blast wave by a very intense explosion. i. theoretical discussion. *Proceeding of the Royal Society A*, 201 :159–174, 1950.
- [29] M. Lackner, S. Charareh, F. Winter, K.F. Iskra, D. Rüdissler, T. Neger, Kopecek H., and E. Wintner. Investigation of the early stages in laser-induced ignition by schlieren photography and laser-induced fluorescence spectroscopy. *Optics Express*, 12(19) :4546–4557, 2004.
- [30] D.H. McNeill. Minimum ignition energy for laser spark ignition. *Proceeding of the Combustion Institute*, 30 :2913–2920, 2005.
- [31] M.H. Morsy and S.H. Chung. Numerical simulation of front lobe formation in laser-induced spark ignition of ch<sub>4</sub>/air mixtures. *Proceeding of the Combustion Institute*, 29(2) :1613–1619, 2002.

- [32] K. Ishii, O. Aoki, Y. Ujiie, and M. Kono. Investigation of ignition by composite sparks under high turbulence intensity conditions. *Proceeding of the Combustion Institute*, 24(1) :1793–1798, 1992.
- [33] R. Maly. *Fuel Economy in Road Vehicles Powered By Spark Ignition Engines*. Plenum Press, 1984.
- [34] N. Ozdor, M. Dulger, and E. Sher. Cyclic variability in spark ignition engines a literature survey. *SAE Technical Paper*, No. 94-0987, 1994.
- [35] P.D. Ronney. Laser versus conventional ignition flames. *Optical Engineering*, 33(2) :510–521, 1994.
- [36] C. Letty, A. Pastore, E. Mastorakos, R. Balachandran, and S. Couris. Comparison of electrical and laser spark emission spectroscopy for fuel concentration measurements. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 34 :338–345, 2010.
- [37] G.G. DeSoete, A. Queraud, and C. Giorgetti. Vitesse initiale de la propagation des flammes de prémélange créées par étincelle. *Rapport IFP n° 29476*.
- [38] N. Pashley, R. Store, and G. Roberts. Ignition system measurement techniques and correlations for breakdown and arc voltages and currents. *SAE Technical Paper*, No. 01-0245, 2000.
- [39] T.X. Phuoc. Single-point versus multi-point laser ignition : experimental measurements of combustion times and pressures. *Combustion and Flame*, 122(4) :508–510, 2000.
- [40] M. Kono, K. Hatori, and K. Inuma. Investigation on ignition ability of composite sparks in flowing mixtures. *Proceeding of the Combustion Institute*, 20 :133–140, 1984.
- [41] G.F.W. Ziegler, E.P. Wagner, and R.R. Maly. Ignition of lean methane-air mixtures by high pressure glow and arc discharges. *Proceeding of the Combustion Institute*, 20 :1817–1824, 1984.
- [42] J.A. Syage, Fournier, E.W., R. Rianda, and R.B. Cohen. Dynamics of flame propagation using laser-induced spark initiation : Ignition energy measurements. *Journal of Applied Physics*, 64(3) :1499–1507, 1988.
- [43] M. Champion, B. Deshaies, G. Joulin, and K. Kinoshita. Spherical flame initiation : Theory versus experiments for lean propane-air mixtures. *Combustion and Flame*, 65 :319–337, 1986.
- [44] B. Lewis and G. Von Elbe. *Combustion Flames and Explosions of Gases*. Academic Press, 1987.
- [45] I. Glassman. *Combustion*. Second Edition Academic Press, 1987.
- [46] R. Borghi and M. Destriau. *La combustion et les flammes*. Editions Technip, Paris, 1995.
- [47] T. Poinot and D. Veynante. *Theoretical and numerical combustion*. R.T. Edwards, 2001.
- [48] Y. Lafay, B. Renou, G. Cabot, and M. Boukhalfa. Experimental and numerical investigation of the effect of h2 enrichment on laminar methane-air flame thickness. *Combustion and Flame*, 153(4) :540–561, 2008.
- [49] P.D. Ronney. Flame ignition. *Cours, University of Southern California*, 2002.
- [50] M.V. Blanc, P.G. Guest, G. Von Elbe, and B. Lewis. Ignition of explosive gas mixtures by electric sparks : Iii. minimum ignition energies and quenching distances of mixtures of hydrocarbons and ether with oxygen and inert gases. *Proceeding of the Combustion Institute*, 3(1) :363–367, 1949.



- [51] D.R. Ballal and A.H. Lefebvre. The influence of flow parameters on minimum ignition energy and quenching distance. *Proceeding of the Combustion Institute*, 15(1) :1473–1481, 1975.
- [52] O.O. Akindele, D. Bradley, P. W. Mak, and M. McMahon. Spark ignition of turbulent gases. *Combustion and Flame*, 47 :129–155, 1982.
- [53] Derek Bradley, P. H. Gaskell, and X. J. Gu. Burning velocities, markstein lengths, and flame quenching for spherical methane-air flames : A computational study. *Combustion and Flame*, 104(1-2) :176–198, 1996.
- [54] E. S. Richardson and E. Mastorakos. Numerical investigation of forced ignition in laminar counterflow non-premixed methane-air flames. *Combustion Science and Technology*, 179(1-2) :21–37, 2007.
- [55] D.R. Ballal and A.H. Lefebvre. Flame quenching in turbulent flowing gaseous mixtures. *Proceeding of the Combustion Institute*, 16(1) :1689–1698, 1977.
- [56] R.N. Dahms, M.C. Drake, T.D. Fansler, T.W. Kuo, and N. Peters. Understanding ignition processes in spray-guided gasoline engines using high-speed imaging and the extended spark-ignition model sparkcimm. part a : Spark channel processes and the turbulent flame front propagation. *Combustion and Flame*, 158 :2229–2244, 2011.
- [57] Derek Bradley and F. K. K. Lung. Spark ignition and the early stages of turbulent flame propagation. *Combustion and Flame*, 69(1) :71–93, 1987.
- [58] B. Renou. Contribution à l'étude de la propagation d'une flamme de prémélange instationnaire dans un écoulement turbulent. *Thèse présentée à la faculté des sciences de l'Université de Rouen*, 1999.
- [59] B. Renou and A. Boukhalfa. An experimental study of freely propagating premixed flames at various lewis numbers. *Combustion Science and Technology*, 162 :347–370, 2001.
- [60] Hult J. Alden M. Lindenmaier S. Dreizler A. Maas U. Baum M. Kaminski, C. F. Spark ignition of turbulent methane/air mixtures revealed by time-resolved planar laser-induced fluorescence and direct numerical simulations. *Proceedings of the combustion institute*, 28 :399–405, 2000.
- [61] N. Peters. *Turbulent combustion*. Cambridge, cambridge university press edition, 2000.
- [62] D.A. Eichenberger and W.L. Roberts. Effect of unsteady stretch on spark-ignited flame kernel survival. *Combustion and Flame*, 118 :469–478, 1999.
- [63] H. Reddy and J. Abraham. A numerical study of vortex interactions with flames developing from ignition kernels in lean methane/air mixtures. *Combustion and Flame*, 158 :401–415, 2011.
- [64] P.H. Renard, D. Thévenin, J.C. Rolon, and S. Candel. Dynamics of flame/vortex interactions. *Progress in Energy and Combustion Science*, 26 :225–282, 2000.
- [65] D.R. Ballal and A.H. Lefebvre. Ignition and flame quenching in flowing gaseous mixtures. *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, 357 :163–181, 1977.
- [66] C. C. Huang, S. S. Shy, C. C. Liu, and Y. Y. Yan. A transition on minimum ignition energy for lean turbulent methane combustion in flamelet and distributed regimes. *Proceeding of the Combustion Institute*, 31(1) :1401–1409, 2007.
- [67] S. S. Shy, W. T. Shih, and C. C. Liu. More on minimum ignition energy transition for lean premixed turbulent methane combustion in flamelet and distributed regimes. *Combustion Science and Technology*, 180 :1735–1747, 2008.

- [68] S. F. Ahmed and E. Mastorakos. Spark ignition of lifted turbulent jet flames. *Combustion and Flame*, 146(1-2) :215–231, 2006.
- [69] S. F. Ahmed, R. Balachandran, and E. Mastorakos. Measurements of ignition probability in turbulent non-premixed counterflow flames. *Proceeding of the Combustion Institute*, 31 :1507–1513, 2007.
- [70] M. Klein, N. Chakraborty, and R.S. Cant. Effects of turbulence on self-sustained combustion in premixed flame kernels : A direct numerical simulation (dns) study. *Flow Turbulence Combustion*, 81 :583–607, 2008.
- [71] H. Kolera-Gokula and T. Echehki. Direct numerical simulation of premixed flame kernel–vortex interactions in hydrogen–air mixtures. *Combustion and Flame*, 146 :155–167, 2006.
- [72] T. Poinso. Using direct numerical simulations to understand premixed turbulent combustion. *Proceeding of the Combustion Institute*, 26(1) :219–232, 1996.
- [73] V.P. Karpov and A.S. Sokolik. *Proceedings of the Academy of Sciences of the URSS - Physical chemistry section*, 141 :866, 1961.
- [74] R. G. Abdel-Gayed, K.J. Al-Khishali, and D. Bradley. Turbulent burning velocities and flame straining in explosions. *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, 391 :393–414, 1984.
- [75] R. G. Abdel-Gayed, D. Bradley, M.N. Hamid, and M. Lawes. Lewis number effects on turbulent burning velocity. *Proceeding of the Combustion Institute*, 20(1) :505–512, 1985.
- [76] R. G. Abdel-Gayed, D. Bradley, and M. McMahon. Turbulent flame propagation in premixed gases : Theory and experiment. *Proceeding of the Combustion Institute*, 17(1) :245–254, 1979.
- [77] J. Chomiak and J. Jarosinski. Flame quenching by turbulence. *Combustion and Flame*, 48 :241–249, 1982.
- [78] K.J. Al-Khishali and D. Bradley. Turbulent combustion of near-limit hydrogen-air mixtures. *Combustion and Flame*, 54 :61–70, 1983.
- [79] R. G. Abdel-Gayed and D. Bradley. Criteria for turbulent propagation limits of premixed flames. *Combustion and Flame*, 62 :61–68, 1985.
- [80] R. G. Abdel-Gayed and D. Bradley. Combustion regimes and the straining of turbulent premixed flames. *Combustion and Flame*, 76 :213–218, 1989.
- [81] N. Chakraborty, H. Hesse, and E. Mastorakos. Effects of fuel lewis number on localised forced ignition of turbulent mixing layers. *Flow Turbulence Combustion*, 84(1) :125–166, 2010.
- [82] R.N. Dahms, M.C. Drake, T.D. Fansler, T.W. Kuo, and N. Peters. Understanding ignition processes in spray-guided gasoline engines using high-speed imaging and the extended spark-ignition model sparkcimm. part b : Importance of molecular fuel properties in early flame front propagation. *Combustion and Flame*, 158 :2245–2260, 2011.
- [83] E. Mastorakos. Ignition of turbulent non-premixed flames. *Progress in Energy and Combustion Science*, 35(1) :57–97, 2009.
- [84] C. Pantano. Direct simulation of non-premixed flame extinction in a methane–air jet with reduced chemistry. *Journal of Fluid Mechanics*, 514 :231–270, 2004.
- [85] N. Swaminathan and S. Mahalingam. Structure of nonpremixed reaction zones in numerical isotropic turbulence. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 8 :201–218, 1996.

- [86] L. Zimmer, K. Okaia, and Y. Kurosawab. Combined laser induced ignition and plasma spectroscopy : Fundamentals and application to a hydrogen–air combustor. *Spectrochimica Acta Part B : Atomic Spectroscopy*, 62(12) :1484–1495, 2007.
- [87] S. F. Ahmed and E. Mastorakos. Correlation of spark ignition with the local instantaneous mixture fraction in a turbulent nonpremixed methane jet. *Combustion Science and Technology*, 182 :1360–1368, 2010.
- [88] A.D. Birch, D.R. Brown, M.G. Dodson, and J.R. Thomas. Studies of flammability in turbulent flows using laser raman spectroscopy. *Proceeding of the Combustion Institute*, 17 :307–314, 1978.
- [89] A.D. Birch, D.R. Brown, and M.G. Dodson. Ignition probabilities in turbulent mixing flows. *Proceeding of the Combustion Institute*, 18 :1775–1780, 1981.
- [90] M.T.E. Smith, A.D. Birch, D.R. Brown, and M. Fairweather. Studies of ignition and flame propagation in turbulent jets of natural gas, propane and gas with a high hydrogen content. *Proceeding of the Combustion Institute*, 21 :1403–1408, 1986.
- [91] V. Subramanian, P. Domingo, and Vervisch L. Large eddy simulation of forced ignition of an annular bluff-body burner. *Combustion and Flame*, 157 :579–601, 2010.
- [92] M. Cordier, A. Vandel, B. Renou, G. Cabot, and M.A. Boukhalfa. Spark ignition of confined swirled flames : experimental and numerical investigation. *Proceedings of ASME*, GT2013-94384, 2013.
- [93] *Evaluation of measurement data - Guide to the expression of Uncertainty in Measurement (GUM)*, JCGM 100. JCGM 100. 2008.
- [94] F. Van den Schoor, R.T.E. Hermanns, Van Oijen J.A., F. Verplaetsen, and L.P.H. De Goey. Comparison and evaluation of methods for the determination of flammability limits, applied to methane/hydrogen/air mixtures. *Journal of Hazardous Materials*, 150 :573–581, 2008.
- [95] P.D. Ronney and H.Y. Wachman. Effect of gravity on laminar premixed gas combustion. i. flammability limits and burning velocities. *Combustion and Flame*, 62 :107–119, 1985.
- [96] K.N. Lakshmisha, P.J. Paul, N.K.S. Rajan, G. Goyal, and H.S. Mukunda. Behavior of methane–oxygen–nitrogen mixtures near flammability limits. *Proceedings of the combustion institute*, 22(1) :1573–1578, 1989.
- [97] C.T. Chong and S. Hochgreb. Measurements of laminar flame speeds of acetone/methane/air mixtures. *Combustion and Flame*, 158 :490–500, 2011.
- [98] O. Dégardin, B. Renou, and A. M. Boukhalfa. Simultaneous measurement of temperature and fuel mole fraction using acetone planar induced fluorescence and rayleigh scattering in stratified flames. *Experiments in Fluids*, V40(3) :452–463, 2006. 10.1007/s00348-005-0086-5.
- [99] N. Mazellier, L. Danaila, and B. Renou. Multi-scale energy injection : a new tool to generate intense homogeneous and isotropic turbulence for premixed combustion. *Journal of Turbulence*, 11 :N43, 2010.
- [100] E. Samson. Etude expérimentale de la propagation de flammes en expansion dans un milieu à richesse stratifiée. *Thèse présentée à l'Institut National des Sciences Appliquées de Rouen*, pages 34–64, 2002.
- [101] M. Raffel, C. Willert, S. Wereley, and J. Kompenhans. *Particule Image Velocimetry : A Practical Guide - Second Edition*. Springer, 2007.

- [102] G. Boutin. Mélange et micro-mélange dans un réacteur à multiples jets cisailés. *Thèse présentée à la faculté des sciences de l'Université de Rouen*, 2010.
- [103] F Grossmann, P.B. Monkhouse, M. Ridder, V. Sick, and J. Wolfrum. Temperature and pressure dependences of the laser-induced fluorescence of gas-phase acetone and 3-pentanone. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 62 :249–253, 1996.
- [104] A. Lozano, B. Yip, and R. K. Hanson. Acetone : a tracer for concentration measurements in gaseous flows by planar laser-induced fluorescence. *Experiments in Fluids*, 13(6) :369–376, 1992.
- [105] Christof Schulz and Volker Sick. Tracer-lif diagnostics : Quantitative measurement of fuel concentration, temperature and fuel/air ratio in practical combustion systems. *Progress in Energy and Combustion Science*, 31(1) :75–121, 2005.
- [106] A. Halpern and W.R. Ware. Excited singlet state radiative and nonradiative transition probabilities for acetone, acetone-d6, and hexafluoroacetone in gas phase, in solution, and in the neat liquid. *Journal of Chemical Physics*, 54(3) :1271–1276, 1971.
- [107] M.C. Thurber, F. Grisch, B.J. Kirby, M. Votsmeier, and R. K. Hanson. Measurements and modeling of acetone laser-induced fluorescence with implications for temperature-imaging diagnostics. *Applied Optics*, 37 :4963–4978, 1998.
- [108] A.C. Eckbreth. Laser diagnostics for combustion temperature and species - first edition. *Energy and Engineering Science*, 1988.
- [109] J. F. Krawczynski, B. Renou, L. Danaïla, and F. X. Demoulin. Small-scale measurements in a partially stirred reactor. *Experiments in Fluids*, 40(5) :667–682, 2006.
- [110] J. F. Krawczynski. La structure du champ de vitesse dans un réacteur à jets opposés - caractérisation du mélange turbulent. *Thèse présentée à la faculté des sciences de l'Université de Rouen*, 2007.
- [111] N. Otsu. A threshold selection method from gray-level histograms. *IEEE Transactions on Systems, Man, and Cybernetics*, 9(1) :62–66, 1979.
- [112] H. El-Rabii. Etude de l'allumage par laser de mélanges en phases liquides dispersées et gazeuses. *Thèse présentée à l'Ecole Centrale Paris - Laboratoire EM2C*, 2004.
- [113] S.S Harilal and B. Harilal. Diagnostics of laser induced spark in air using fast iccd photography. *Internal Lab report, Laser Plasma and Laser Matter Interactions Laboratory, University of California, San Diego*, 2002.
- [114] S. S. Shy, W. K. I, and M. L. Lin. A new cruciform burner and its turbulence measurements for premixed turbulent combustion study. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 20(3-4) :105–114, 2000.
- [115] C. Cardin, B. Renou, G. Cabot, and A. M. Boukhalfa. Experimental analysis of laser-induced spark ignition of lean turbulent premixed flames : New insight into ignition transition. *Combustion and Flame*, 160(8) :1414–1427, 2013.
- [116] V. Kurdyumov, J. Blasco, A.L. Sánchez, and A. Liñán. On the calculation of the minimum ignition energy. *Combustion and Flame*, 136(3) :394–397, 2004.
- [117] V. Erard. Etude spatiale et temporelle des champs thermiques et dynamiques de la combustion de premelange turbulente instationnaire. *Thèse présentée à la faculté des sciences de l'Université de Rouen*, 1997.
- [118] D.R. Ballal and A.H. Lefebvre. The structure and propagation of turbulent flames. *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, 344 :217–234, 1975.

- [119] D. Bradley. How fast can we burn? *Proceeding of the Combustion Institute*, 24 :247–262, 1992.
- [120] R. G. Abdel-Gayed and D. Bradley. Turbulent length scales and the turbulent transport number for isotropic turbulence. *Journal of Fluids Engineering*, (102) :389, 1980.

## Annexe A

### Détermination de la relation entre $P_{ign}$ et $P'_{ign}$

Cette annexe présente le détail des calculs ayant permis d'établir la relation 6.4 (voir partie 6.4.2.3).

Soit  $P_{ign}$ , la valeur de la probabilité d'allumage lorsqu'elle est déterminée uniquement à partir de  $Z_{ker,0}$  (probabilité reportée sur la Figure 6.5), et  $P'_{ign}$ , la probabilité d'allumage obtenue à partir de  $F_{ker,0}$ , pour une valeur donnée de  $Z_{ker,0}$  (Figure 6.9). D'après les interpolations linéaires tracées sur la Figure 6.9,  $P'_{ign}$  peut être exprimée de la manière suivante :

$$P'_{ign}(F_{ker,0}, Z_{ker,0}) = a(Z_{ker,0}) \cdot F_{ker,0} + P'_{ign}(0, Z_{ker,0}) \quad (\text{A.1})$$

où  $P'_{ign}(0, Z_{ker,0})$  est l'ordonnée à l'origine et  $a(Z_{ker,0})$  est la pente de l'interpolation linéaire, dont les valeurs en fonction de  $Z_{ker,0}$  sont données par la Figure 6.10.

La relation entre les deux probabilités  $P_{ign}$  et  $P'_{ign}$  est la suivante :

$$P_{ign}(Z_{ker,0}) = \frac{\sum_{i=1}^N P'_{ign}((F_{ker,0})_i, Z_{ker,0}) \cdot n((F_{ker,0})_i, Z_{ker,0})}{\sum_{i=1}^N n((F_{ker,0})_i, Z_{ker,0})} \quad (\text{A.2})$$

où  $N$  est le nombre de classes de  $F_{ker,0}$  définies pour le calcul de la probabilité d'allumage  $P'_{ign}$  et  $n(F_{ker,0}, Z_{ker,0})$  est le nombre d'essais d'allumage dont les conditions de fraction de mélange et de flammabilité sont égales à  $Z_{ker,0}$  et  $F_{ker,0}$ . En reportant l'expression A.1 de  $P'_{ign}$  dans l'équation A.2, nous avons :

$$P_{ign}(Z_{ker,0}) = \frac{\sum_{i=1}^N a(Z_{ker,0}) \cdot (F_{ker,0})_i \cdot n((F_{ker,0})_i, Z_{ker,0}) + \sum_{i=1}^N P'_{ign}(0, Z_{ker,0}) \cdot n((F_{ker,0})_i, Z_{ker,0})}{\sum_{i=1}^N n((F_{ker,0})_i, Z_{ker,0})} \quad (\text{A.3})$$

Sachant que les grandeurs  $a(Z_{ker,0})$  et  $P'_{ign}(0, Z_{ker,0})$  dépendent uniquement de la fraction de mélange  $Z_{ker,0}$ , elles peuvent être placées en dehors du calcul de somme effectué sur les différentes classes de  $F_{ker,0}$  :

$$P_{ign}(Z_{ker,0}) = a(Z_{ker,0}) \frac{\sum_{i=1}^N (F_{ker,0})_i \cdot n((F_{ker,0})_i, Z_{ker,0})}{\sum_{i=1}^N n((F_{ker,0})_i, Z_{ker,0})} + P'_{ign}(0, Z_{ker,0}) \frac{\sum_{i=1}^N n((F_{ker,0})_i, Z_{ker,0})}{\sum_{i=1}^N n((F_{ker,0})_i, Z_{ker,0})} \quad (\text{A.4})$$

Posons  $\overline{F_{ker,0}}(Z_{ker,0})$ , la valeur moyenne de  $F_{ker,0}$  calculée pour une valeur donnée de  $Z_{ker,0}$  :

$$\overline{F_{ker,0}}(Z_{ker,0}) = \frac{\sum_{i=1}^N (F_{ker,0})_i \cdot n((F_{ker,0})_i, Z_{ker,0})}{\sum_{i=1}^N n((F_{ker,0})_i, Z_{ker,0})} \quad (\text{A.5})$$

Nous obtenons donc l'équation suivante pour  $P_{ign}$  :

$$P_{ign}(Z_{ker,0}) = a(Z_{ker,0}) \overline{F_{ker,0}}(Z_{ker,0}) + P'_{ign}(0, Z_{ker,0}) \quad (\text{A.6})$$

Ceci nous permet d'exprimer  $P'_{ign}(0, Z_{ker,0})$  :

$$P'_{ign}(0, Z_{ker,0}) = P_{ign}(Z_{ker,0}) - a(Z_{ker,0})\overline{F_{ker,0}}(Z_{ker,0}) \quad (\text{A.7})$$

En reportant l'expression de  $P'_{ign}(0, Z_{ker,0})$  dans celle de  $P'_{ign}$  (Equation A.1), nous obtenons la relation entre  $P_{ign}$  et  $P'_{ign}$  (Equation 6.4, reportée dans la partie 6.4.2.3) :

$$\boxed{P'_{ign}(F_{ker,0}, Z_{ker,0}) = a(Z_{ker,0})[F_{ker,0} - \overline{F_{ker,0}}(Z_{ker,0})] + P_{ign}(Z_{ker,0})} \quad (\text{A.8})$$