



HAL
open science

Etude expérimentale des effets hydrodynamiques des décharges nanosecondes répétitives pulsées (NRP) dans l'interaction plasma-flamme

Allassane Seydou Moumouni

► **To cite this version:**

Allassane Seydou Moumouni. Etude expérimentale des effets hydrodynamiques des décharges nanosecondes répétitives pulsées (NRP) dans l'interaction plasma-flamme. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2016. Français. NNT : 2016ESMA0029 . tel-01592541

HAL Id: tel-01592541

<https://theses.hal.science/tel-01592541>

Submitted on 25 Sep 2017

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.

THESE

Pour l'obtention du Grade de

**DOCTEUR DE L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE MECANIQUE ET
D'AEROTECHNIQUE**

(Diplôme National – Arrêté du 25 mai 2016)

**Ecole Doctorale : Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Energétique et
Aéronautique**

Secteur de Recherche : Energétique, Thermique, Combustion

Présentée par :

Allassane SEYDOU MOUMOUNI

**ETUDE EXPERIMENTALE DES EFFETS HYDRODYNAMIQUES DES
DECHARGES NANOSECONDES REPETITIVES PULSEES (NRP) DANS
L'INTERACTION PLASMA-FLAMME**

Directeurs de thèse : Marc BELLENOUE et Julien SOTTON

Soutenue le 20 Décembre 2016

devant la Commission d'Examen

JURY

Rapporteurs

**Mme Armelle CESSOU
M. Christophe LAUX,**

**Directrice de Recherche CNRS, CORIA, Rouen
Professeur, EM2C, Ecole Centrale Paris**

Examineurs

**M. Fabrice FOUCHER
M. Marc BELLENOUE
M. Julien SOTTON,**

**Professeur, Université d'Orléans
Professeur, ENSMA, Poitiers
Professeur, ENSMA, Poitiers**

Remerciements

Je remercie Tout d'abord LE BON DIEU de m'avoir donné l'opportunité de réaliser cette thèse à l'Institut PPRIME.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à mes encadrant de thèse Marc BELLENOUE et Julien SOTTON qui ont su me guider, me conseiller et m'encourager tout au long de ces travaux. Ils ont été d'un support infaillible et inestimable tant du point de vue scientifique qu'humain. Je les remercie très chaleureusement pour leur aide et conseils avisés ainsi que leur disponibilité.

Je tiens à remercier Prof. Fabrice FOUCHER qui m'a fait l'honneur de présider le jury de cette thèse. J'adresse mes sincères remerciements à Dr Armelle CESSOU et Prof. Christophe LAUX pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ce mémoire, ainsi que pour leurs remarques pertinentes.

J'exprime ma reconnaissance à Alain CLAVERIE pour son assistance sur les diagnostics optiques, sa rigueur et sa disponibilité. J'ai toujours admiré ta passion pour les diagnostics. Je voudrai aussi te dire que les rendez-vous tardifs avec Marc que tu t'arranges à "me trouver" (Ha ha ha) chaque soir sont maintenant arrivés à leur termes.

Je remercie aussi Bastien BOUST et Camille STROZZI pour leur assistance, conseil et disponibilité.

Je remercie le personnel de l'atelier mécanique Jean Christophe JOUVANNEAU, Alain DESTOR, Benoit CARME, Laurick PROUTEAU, sur qui j'ai pu compter tout au long de ma thèse pour des travaux de réalisations de pièces, dépannages ponctuels et assistance. Mes remerciements vont également à l'encontre de Vincent MONTASSIER pour sa disponibilité et la réalisation des mélanges ; à Jacques BAILLARGEAT pour sa disponibilité et son aide dans la résolution de problèmes de compatibilité électromagnétique. Sa justesse de vue et sa connaissance des appareils électroniques m'ont permis de débloquent nombre de situations délicates (Compatibilité Electro Magnétique), et en particulier à mon dernier jour de manip.

Je remercie Hervé DOREAU de l'informatique pour sa disponibilité et le dépannage.

Je remercie également le personnel du bureau d'études Nicolas PAPIN & Jean-Karl ROUSSEAU pour leur apport et la conception du dispositif de déplacement des électrodes.

Je n'oublierai sans doute pas mes collègues de bureau Clément INDIANNA, Moez BEN-HOUIDI, Stéphane LAMORY, Romain LE-DORTZ et Carlos BENITO ainsi que mes autres collègues Quentin MICHALSKI, Nicolas RIAUD, Hugo QUINTENS. Je vous remercie les gars pour avoir passé de très bons moments au labo dans une ambiance conviviale. Les croissants du Mercredi vont certainement me manquer.

Je remercie Cannelle COSSIN pour son aide et sa disponibilité. Toujours de bonne humeur et à l'écoute, j'ai pu compter sur ton aide pour mes démarches administratives.

Je tiens à adresser ma reconnaissance à Jocelyne BARDEAU. Elle a tout fait pour me mettre à l'aise et faciliter mon intégration au labo. Je te remercie sincèrement pour ta bonne humeur et ton assistance ô combien importante. Ta porte m'a toujours été grandement ouverte et les quelques minutes de discussion dans ton bureau me procurent du réconfort. Je te remercie encore pour tout.

Je ne saurai terminer sans une pensée pour tous ceux dont j'ai pu croiser le chemin et qui de près ou de loin ont contribué à ma réussite.

Une mention spéciale à mon ami Rachid Boha, qui a spécialement fait le déplacement depuis le Niger pour assister à ma soutenance, je tiens à te remercier pour ton amitié et ta présence.

La liste est loin d'être exhaustive, ceux que j'ai pu oublier, je vous prie de m'en excuser.

Enfin, je tiens à exprimer ma reconnaissance et mon estime envers Hadiza KANE qui a toujours été là pour moi. Sa patience, son soutien et sa présence m'ont apporté l'énergie, le courage et la tranquillité nécessaire pour garder le cap. Tu as toujours su me réconforter et me donner le moral lorsque j'en avais besoin. Je te remercie sincèrement.

Last but not least, j'exprime ma profonde gratitude et ma reconnaissance éternelle envers ma famille et mes amis qui m'ont toujours soutenu et encouragé. J'ai pu compter sur leur soutien infaillible et inconditionnel. Comme je dis tous les jours : Thank GOD for having You ! Vous êtes la source de mon inspiration.

Résumé

Les plasmas nanosecondes répétitives pulsées (NRP) hors-équilibre à basse température sont récemment privilégiés pour promouvoir l'allumage et la combustion et réduire la pollution de mélanges combustibles. L'efficacité est considérée en termes de réduction du délai d'allumage, production de radicaux réactifs, stabilisation de flamme et réduction de la pollution. L'interaction plasma-flamme résulte d'une interaction complexe entre processus physico-chimiques et hydrodynamiques. Toutefois, dans la littérature, l'influence des effets hydrodynamiques est souvent négligée au profit des effets thermiques et chimiques. L'objectif de nos travaux est de mettre en évidence expérimentalement le rôle des effets hydrodynamiques des décharges NRP dans l'interaction plasma-flamme.

Dans la première partie, un écoulement d'air ensemencé à l'huile de pépin de raisin est généré à vitesse variable. Les électrodes utilisées sont en tungstène et disposées dans l'écoulement en configuration pointe-pointe horizontale. La vélocimétrie par image de particules (PIV) est mise en œuvre pour caractériser l'écoulement et étudier l'interaction plasma-écoulement inerte. Cette démarche a permis de mettre en évidence les effets hydrodynamiques des décharges NRP, caractérisés par une onde de choc dans les premiers instants (1-30 μs), et un noyau chaud pour les délais supérieurs (30-500 μs). Une étude paramétrique de la quantité d'énergie déposée par la décharge, obtenue par multiplication du nombre de décharges successives, et son influence sur le champ aérodynamique a été réalisée.

Dans la seconde partie, une chambre de combustion à volume constant est utilisée pour réaliser des expériences d'allumage par décharges NRP de mélange méthane-air en régimes laminaire et turbulent. Nous avons effectué simultanément la fluorescence induite par plan laser (PLIF) OH et la chimiluminescence OH* afin de mieux comprendre les processus d'allumage. Des images sont enregistrées par PLIF OH à différents instants après les décharges répétitives alors que les mesures de chimiluminescence sont synchronisées aux décharges et enregistrent les premiers instants d'allumage et la propagation de la flamme. Une analyse basée sur la vitesse apparente du front réactif est conduite afin de comprendre le mécanisme d'allumage et le plissement du front de flamme à mesure que le nombre de décharges augmente. Pour chaque régime une comparaison de l'efficacité d'allumage est réalisée avec un allumeur classique.

Mots-clés : Décharges nanosecondes répétitives pulsées (NRP), Allumage, Combustion, flamme, Onde de choc, Vélocimétrie par images de particules (PIV), Fluorescence induite par plan laser (PLIF), Chimiluminescence.

Abstract

Low temperature non-equilibrium nanosecond repetitive pulsed (NRP) plasmas have been efficiently used for the last decades to promote ignition and combustion and reduce pollutant formation of fuel-containing mixtures. This efficiency is considered in terms of ignition delay reduction, active radicals' production, flame stabilization and pollutant formation reduction. Different phenomena are involved in plasma-assisted ignition/combustion and result in a complex interaction of physico-chemical and hydrodynamic processes. However, in the literature, the influence of the hydrodynamic effects is often neglected and most of studies support chemical and thermal effects as the main mechanisms of interaction. The aim of this experimental study is to highlight the role of the hydrodynamic effects of NRP discharges for a better comprehension of the main mechanisms involved in plasma-flame interaction.

In the first part, an airflow produced at different velocities. This inert flow is seeded with grape seed oil particles. The electrodes are made with tungsten and placed within the airflow in pin-to-pin horizontal configuration. Particle image velocimetry (PIV) is performed to characterize the airflow and study plasma-inert flow interaction. This approach enabled highlight hydrodynamic effects of NRP discharges. These hydrodynamic effects are characterized by a shock wave that propagates in early stages of NRP discharge application (1-30 μ s) followed by a hot kernel development at later stages (30-500 μ s). Parametric study on the influence of the mean velocity, electrical energy or turbulence is also conducted.

In the second part, a constant volume combustion chamber is used in reactive case to conduct single shot experiments of methane-air mixture ignition by NRP discharges in laminar and turbulent configurations. We performed simultaneous planar laser-induced fluorescence (PLIF) and chemiluminescence on OH radical in order to better understand ignition processes. Single shot PLIF images are taken at different time delays after the occurrence of the repetitive discharges while chemiluminescence images are synchronized to the discharge and record early stages of the ignition kernel as well as flame propagation. An analysis based on apparent flame velocity of the reactive front is conducted in order to understand the ignition process as well as the observed flame front wrinkling as the number of discharges pulses is increased. For each case (laminar or turbulent) comparisons with a conventional igniter are undertaken.

Keywords: Nanosecond repetitive pulsed (NRP) discharges, Ignition, Combustion, flame, shock wave, Particle image velocimetry (PIV), planar laser-induced fluorescence (PLIF), chemiluminescence.

<i>Remerciements</i>	i
Résumé	iii
Abstract	iv
CHAPITRE 1 : INTRODUCTION	1
1.1 Contexte de l'étude	1
1.2 Application des décharges plasmas (NRP)	3
1.3 Objectif de la thèse	5
1.4 Démarche de rédaction de la thèse	6
CHAPITRE 2 : RAPPELS THEORIQUES ET SYNTHESE BIBLIOGRAPHIQUE	7
Introduction	7
2.1 Combustion laminaire de pré-mélange	7
2.1.1 Structure de flamme	7
2.1.2 Epaisseur de flamme	8
2.1.3 Vitesse de flamme laminaire	9
2.2 Combustion turbulente de pré-mélange	13
2.2.1 Phénoménologie et grandeurs caractéristiques de la turbulence	13
2.2.2 Epaisseur et vitesse de flamme turbulente	15
2.2.3 Régimes de combustion turbulente	16
2.3 Instabilités dans les flammes	19
2.3.1 Instabilités dues aux forces de gravité	19
2.3.2 Instabilités thermo-diffusives	19
2.3.3 Instabilités dues aux effets hydrodynamiques	20
2.3.4 Instabilités de Richtmyer-Meshkov : effet barocline	21
2.4 Les décharges nanosecondes répétitives (NRP)	23
2.4.1 Définition, principes	23
2.4.2 Structure des décharges NRP	25
2.4.3 Diamètre de la décharge	26
2.4.4 Propriétés des décharges NRP	27
2.4.4.1 Effets chimiques des NRP	27
2.4.4.2 Effets hydrodynamiques et thermiques des NRP	29
2.5 Applications des décharges NRP en combustion et mécanismes d'interaction	32
2.5.1 Allumage	32
2.5.2 Combustion	34

Conclusion	36
CHAPITRE 3 : DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX ET DIAGNOSTICS MIS EN ŒUVRE	37
Introduction	37
3.1 Ecoulement de jet plan	37
3.2 Caractéristiques de la décharge	40
3.3 Chambre de combustion à volume constant	45
3.4 Vélocimétrie par image de particules (PIV)	48
3.5 Chimiluminescence	52
3.6 Fluorescence induite par plan laser sur le radical OH (PLIF)	53
3.7 Synchronisation de chimiluminescence OH* et PLIF OH simultanées	54
Conclusion	58
CHAPITRE 4 : INTERACTION PLASMA-ECOULEMENT INERTE	59
Introduction	59
4.1 Caractérisation de l'écoulement d'un jet plan	59
4.2 Effets hydrodynamiques des décharges NRP	62
4.2.1 Influence de l'ensemencement	62
4.2.2 Onde de choc produite par les décharges NRP	63
4.2.3 Noyau chaud produit par les décharges NRP	68
4.3 Interaction plasma-hydrodynamique (à pression atmosphérique)	76
4.3.1 Influence de la vitesse moyenne d'écoulement	77
4.3.2 Influence de l'énergie déposée	85
4.3.3 Influence de la turbulence	90
Conclusion	93
CHAPITRE 5 : INTERACTION PLASMA-FLAMME	94
Introduction	94
5.1 Interaction plasma NRP-flamme laminaire	94
5.1.1 Etude paramétrique : recherche de points de fonctionnement limite	95
5.1.1.1 Influence de la richesse	96
5.1.1.2 Influence de la pression initiale	98

5.1.1.3	Influence de la dilution : énergie minimale d'allumage	100
5.1.2	Influence de l'énergie déposée par la décharge NRP	105
5.1.2.1	Analyse locale de l'allumage	108
5.1.2.2	Analyse quantitative :	112
5.1.2.3	Analyse des effets hydrodynamiques dans le mécanisme d'allumage/combustion	117
5.1.3	Comparaison NRP/ allumeur classique en combustion laminaire	120
5.2	Allumage par décharges NRP en écoulement turbulent	131
5.2.1	Conditions aérodynamiques	131
5.2.2	Etude paramétrique de l'allumage	135
5.2.3	Analyse locale de l'allumage et la propagation de flamme	138
5.2.3.1	Allumage en régime faiblement turbulent	138
5.2.3.2	Allumage en régime fortement turbulent	141
5.2.4	Comparaison NRP vs allumeur classique en combustion turbulente	143
Conclusion		148
CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES		149
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES		152
ANNEXE A : PHYSIQUE DES DECHARGES PLASMAS		160
A.1	Processus physiques dans les plasmas	160
A.1.1	Grandeurs fondamentales dans les plasmas	160
A.1.2	Les lois fondamentales d'équilibre dans les gaz	161
A.1.3	Classification	161
A.2	Décharges dans les gaz	162
A.2.1	Théorie de Townsend	162
A.2.2	Théorie des streamers	166
ANNEXE B : DIAGNOSTICS OPTIQUES		170
B.1	Caractérisation de l'huile d'ensemencement	170
B.2	Procédure de synchronisation de la PIV	171
B.3	Courbes de transmission des filtres utilisés	173
B.4	Fluorescence induite par plan laser (PLIF)	174
B.4.1	Principe	174
B.4.2	Caractéristiques des éléments de la chaîne d'acquisition	179

CHAPITRE 1 : INTRODUCTION

Chapitre 1 : Introduction

1.1 Contexte de l'étude

L'un des aspects les plus importants dans l'optimisation des moteurs thermiques consiste en l'amélioration de la combustion et la réduction de la pollution. La conférence des Nations Unies sur les changements climatiques (COP21) récemment tenue à Paris (France) témoigne de l'intérêt porté envers cette problématique majeure de notre ère. Il devient alors primordial d'améliorer l'efficacité de la combustion afin de réduire la consommation et la formation des polluants (CO_2 , NO_x , SO_x , suies, ...). De plus, des normes (Euro 5, Euro 6, ...) de plus en plus contraignantes obligent les constructeurs à innover et optimiser en permanence leurs produits.

Une des techniques utilisées pour améliorer l'efficacité des moteurs consiste à allumer des mélanges pauvres au voisinage de leur limite d'inflammabilité [Furutani et al. (1998) ; Danaiah et al. (2012)] abaissant par la même occasion la température de combustion. L'avantage de cette technique est de réduire la consommation de carburant et limiter la formation de polluants, tels que les oxydes d'azotes (NO_x) largement produits à haute température. L'inconvénient majeur de ce procédé est la nécessité d'une importante énergie d'allumage et la fluctuation du dégagement de la chaleur lors de la combustion. Les performances et la durée de vie des moteurs sont particulièrement affectées par ces fluctuations.

L'utilisation de la combustion de mélange stratifié ou charge diluée (HCCI pour Homogeneous Charge Compression Ignition) [Yao et al. (2009) ; Hussaini et al. (2016)] pour l'amélioration de la combustion a montré des résultats prometteurs quant à la diminution de la consommation et de la pollution. Cependant, la combustion de mélanges très pauvres provoque l'apparition d'instabilités de dégagement de chaleur. Ces instabilités de combustion sont à l'origine de l'endommagement précoce des moteurs.

Ces dernières décennies, de nouvelles technologies ont fait leur apparition pour répondre à la problématique de l'amélioration de l'efficacité de la combustion et la réduction de la pollution. C'est ainsi que les plasmas hors-équilibres à basse température sont de plus envisagés pour assister l'allumage et stabiliser la combustion. Le plasma peut être décrit comme le quatrième état de la matière et correspond à un milieu gazeux électriquement neutre dans lequel coexistent simultanément des électrons libres, des ions, des espèces excitées, des atomes et des molécules. Ses principales caractéristiques peuvent être résumées en : neutralité électrique (à l'échelle de Debye), état d'excitation élevée, écarts à l'équilibre thermodynamique

et conductivité électrique élevée. Il existe deux différentes méthodes pour l'obtention de décharges plasmas dans un gaz : (1) par voie thermique et transfert d'énergie par collision des particules chargées avec les espèces neutres et (2) par application d'un champ électromagnétique externe permettant l'accélération des électrons.

Les décharges micro-ondes et radiofréquences sont utilisées pour assister la combustion. Elles permettent un allumage "multi point" du fait de la distribution filamentaire et spatiale de ce type de décharge et favorisent notamment la réduction du délai d'allumage [Han and Yamashita (2014), Hwang et al. (2016)], la production de radicaux libres [Han and Yamashita (2014)], l'augmentation de la vitesse de flamme [Hwang et al. (2016)] et l'extension de la limite d'inflammabilité [Wolk et al. (2013)]. Les mécanismes à la base de ces améliorations ne sont pas encore totalement compris. La consommation d'énergie de ce type de décharge peut cependant constituer un frein à la généralisation de leur utilisation dans des applications industrielles.

Les plasmas obtenus par laser sont également utilisés pour l'allumage et la stabilisation de la combustion [Srivastava et al. (2011), Cardin (2013)]. Ils se caractérisent par des durées de décharges assez faibles (de l'ordre de la ns) et des fréquences de répétition élevées, offrant ainsi des temps caractéristiques largement inférieurs à ceux de la combustion. La densité énergétique est relativement élevée et conduit à un allumage rapide de mélanges très pauvres. L'inconvénient majeur des plasmas laser réside dans leur mise en œuvre car ils nécessitent des accès optiques et des systèmes encore largement encombrants pour les systèmes industriels.

Une autre technologie de plus en plus privilégiée concerne les plasmas nanosecondes répétitifs (NRP) à basse température. L'intérêt de ces décharges hors-équilibre réside dans leur faible consommation énergétique, leur uniformité et stabilité spatiales et la génération d'espèces actives. De plus, leur faible temps caractéristique permet d'atteindre des fréquences de répétition élevées telles que la période est inférieure à la durée de vie (temps de recombinaison) des espèces produites. Ceci favorise l'accumulation d'espèces actives et de chaleur issues de la décharge, constituant ainsi un réservoir d'énergie pour l'initiation de la combustion.

Ces plasmas nanosecondes ont montré des résultats prometteurs quant à la réduction du délai d'allumage [Pancheshnyi et al. (2006) ; Aleksandrov et al. (2009); Kosarev et al. (2008)], la production des radicaux [O] [Stancu et al. (2009) ; Mintusov et al. (2009)], [OH] [Yin et al. (2013)] et [H] [Kosarev et al. (2008)] et la stabilisation de flammes [Pilla (2008)]. Par ailleurs,

les processus qui gouvernent l'amélioration de l'allumage et/ou la combustion assistée par plasma à haute pression sont de nature diverse et complexe, englobant des mécanismes physiques, thermiques, chimiques et hydrodynamiques. L'interaction complexe entre ces mécanismes demeure cependant non élucidée. D'où l'utilité d'entreprendre des études afin de mieux comprendre les processus qui gouvernent l'allumage et la combustion. **Le Projet PLASMAFLAME** s'inscrit dans ce cadre et englobe l'étude fondamentale aussi bien expérimentale que numérique de la physique des décharges nanosecondes répétitives (NRP) et de leur influence sur la combustion.

1.2 Application des décharges plasmas (NRP)

L'application dans un gaz des décharges NRP aux bornes de deux électrodes consiste en un dépôt local et intense d'énergie électromagnétique. Ce dépôt d'énergie chauffe le milieu et génère une onde de choc qui se propage dans le milieu en des temps caractéristiques relativement faibles (de quelques ns à quelques μ s). Cette onde de choc est suivie de l'apparition et du développement d'un noyau chaud du plasma pour des délais allant de quelques dizaines de μ s à quelques centaines de μ s après la décharge. Ces deux grandeurs caractéristiques des décharges NRP (onde de choc et noyau chaud) sont susceptibles d'interagir avec le milieu environnant et modifier localement les caractéristiques de la turbulence en affectant la densité et la viscosité locale du gaz.

Ils sont couramment utilisés dans le secteur biomédical [Fridman et al (2006) ; Pointu et al (2008)], les nanotechnologies, le traitement et l'activation chimique de surface. Les plasmas NRP sont également utilisés pour le contrôle d'écoulement [Debien et al (2012) ; Pavòn (2008) ; Corke et al (2007)], le traitement des gaz d'échappement [Senichi Masuda (1988)], et récemment pour l'amélioration de l'allumage et la combustion [Pancheshnyi et al. (2006) ; Starikovskaia (2006) ; Pilla (2008), Adamovitch et al (2008) ; Ombrello (2010a), (2010b)] ; [Starikovskii & Aleksandrov (2013) ; Xu et al. (2016)]. C'est cette dernière problématique qui fera l'objet de la présente étude.

[Jiguang Ju & Wenting sun (2015)] ont identifié et résumé quatre différents chemins d'amélioration de la combustion par les décharges plasmas : (1) voie thermique, (2) voie chimique, (3) par décomposition directe du fuel, (4) par effet hydrodynamique. L'influence de

chacune des voies n'est à ce jour malheureusement pas complètement quantifiée et les interactions entre les mécanismes non encore élucidés.

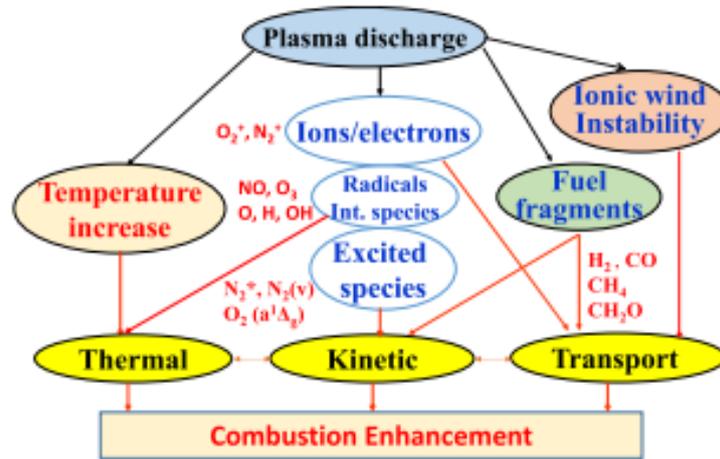


Figure 1.1 : Les différents chemins d'amélioration de la combustion par les décharges plasmas. [Ju & Sun (2015)]

Bien que l'interaction plasma-flamme résulte d'une interaction complexe entre mécanismes physiques, thermiques, chimiques et hydrodynamiques, la plupart des études considèrent que l'amélioration de l'allumage et la stabilisation de flamme par les NRP provient essentiellement de la combinaison d'effets thermiques et chimiques [Pilla (2008) ; Tholin et al. (2013) ; Aleksandrov et al. (2009)]. L'effet thermique consiste en un chauffage rapide du mélange par transfert d'énergie de translation des électrons vers les espèces neutres (atomes et molécules) du milieu et favorise l'accélération des taux de réaction décrits par la loi d'Arrhenius. L'effet chimique correspond quant à lui à la production de radicaux libres et espèces réactives par les électrons, ions et molécules excitées très énergétiques. La présence de radicaux libres et d'espèces réactives dans le mélange combustible accélère les taux de réaction chimique et crée potentiellement de nouvelles chaînes d'initiation et de développement de la combustion. [Da Xu (2013)] a récemment mis en évidence les effets thermique et hydrodynamique des décharges nanosecondes répétitives dans l'air. Ces effets se manifestent par le chauffage ultra rapide de l'air, suivi de la création et de la propagation d'une onde de pression et d'un noyau chaud. La structure et les dimensions des interfaces du fluide varient sous l'influence des vorticités générées par la recirculation, ce qui amplifie les fluctuations et produit localement des ondes de pression supplémentaires [Picone et al (1984)].

Néanmoins, l'état des connaissances actuelles ne permet pas de quantifier la proportion de chaque effet sur l'amélioration de la combustion assistée par plasma, en particulier celle de l'effet hydrodynamique qui est souvent négligée.

Malgré l'intérêt porté ces dernières décennies par la communauté scientifique à la problématique de l'allumage/ combustion assisté(e) par plasma, il y a un manque de données expérimentales sur les effets des décharges plasma NRP sur l'allumage et la combustion de mélanges notamment dans des conditions aérodynamiques proches de celles rencontrées dans les moteurs. Ceci constitue un frein au développement de la connaissance, à l'établissement de modèle et au développement de nouveaux systèmes d'allumage plus performants.

1.3 Objectif de la thèse

L'objectif principal de cette thèse expérimentale est de mieux comprendre l'influence de l'hydrodynamique lors de l'interaction plasma NRP-flamme.

Pour cela, nous allons d'abord étudier l'interaction mutuelle plasma-écoulement inerte aux conditions ambiantes ($P_{\text{atm}} = 1 \text{ bar}$, $T_{\text{amb}} = 293 \text{ K}$). Les propriétés hydrodynamiques et électriques de la décharge nanoseconde seront caractérisées dans un écoulement pour une gamme de vitesse ($0,2 \text{ m/s} \leq V \leq 26 \text{ m/s}$). Une étude paramétrique de la quantité d'énergie déposée par la décharge, obtenue par multiplication du nombre de décharges successives sera également conduite et son influence sur le champ aérodynamique sera quantifiée. Dans cette partie, la vélocimétrie par image de particules (PIV) est utilisée pour caractériser la vitesse et le niveau de turbulence. Les paramètres électriques de la décharge (signaux de courant, tension et énergie) sont systématiquement enregistrés à l'aide de sondes appropriées et permettent de faire la corrélation entre l'effet observé et l'énergie déposée par la décharge.

Ensuite, nous étudierons l'allumage de mélanges par décharges NRP en régime laminaire et turbulent dans une chambre de combustion à volume constant. Un mélange méthane-air sera considéré avec différentes valeurs de richesse et de dilution à l'azote. L'énergie, le délai d'allumage ainsi que la vitesse de propagation de la flamme suite à l'application de décharges NRP seront déterminés à l'aide de visualisations simultanées par chimiluminescence et par fluorescence induite par plan laser. Dans l'étude, les décharges nanosecondes répétitives (NRP) utilisée (amplitude $U=10 \text{ kV}$, fréquence de répétition $f=30$

kHz) seront appliquées aux bornes de deux électrodes en tungstène en configuration pointe-pointe séparées de $d = 1$ mm.

1.4 Démarche de rédaction de la thèse

Le présent manuscrit est subdivisé en 4 chapitres complémentaires à cette introduction de la problématique.

Le second chapitre concerne les rappels théoriques et une synthèse bibliographique sur les flammes de pré-mélange (laminaire et turbulente), la physique des plasmas et l'application des décharges nanosecondes en combustion. Un aperçu des grandeurs, définitions et concepts sur la combustion, les plasmas et l'interaction plasma-flamme y est présenté.

Le troisième chapitre est dédié à la description des dispositifs expérimentaux. Le premier permet la génération d'un jet plan utilisé pour l'étude de l'interaction plasma-écoulement. Le second est une chambre de combustion à volume qui sera utilisée pour l'étude de l'interaction plasma-flamme. Cette section sera complétée par une description des diagnostics mis en place et les synchronisations associées.

Le quatrième chapitre présente l'étude de l'interaction plasma-écoulement en conditions inertes. Après avoir caractérisé le jet plan et mis en évidence les propriétés des décharges (onde de pression et noyau chaud), nous étudierons successivement les influences de la vitesse moyenne, l'énergie déposée et la turbulence dans l'interaction plasma-écoulement.

Dans le cinquième chapitre, nous développerons les résultats de l'étude de l'interaction plasma-flamme en milieu réactif en régime laminaire et turbulent. Une comparaison sera faite avec un allumeur automobile standard de référence.

Nous concluons ces travaux de thèse par une conclusion générale qui sera suivie des perspectives.

CHAPITRE 2 : RAPPELS THEORIQUES ET SYNTHESE BIBLIOGRAPHIQUE

Chapitre 2 : Rappels théoriques et synthèse bibliographique

Introduction

Dans le but de mieux comprendre l'interaction plasma-flamme, nous allons dans ce chapitre, introduire respectivement les notions de bases relatives aux deux grands domaines abordés. Après avoir décrit les propriétés des flammes de pré-mélange en combustion laminaire et turbulente, nous parlerons des instabilités rencontrées dans les flammes. Ensuite nous aborderons la physique des décharges plasmas, puis nous introduirons les décharges nanosecondes répétitives (NRP). Enfin, nous discuterons de l'application des décharges NRP pour l'allumage et la combustion ainsi que les mécanismes d'interaction plasma-flamme considérés dans la littérature.

2.1 Combustion laminaire de pré-mélange

2.1.1 Structure de flamme

On parle de flamme de pré-mélange lorsque les réactifs sont initialement mélangés au niveau moléculaire avant d'atteindre la zone de réaction. Lorsque l'on atteint localement des conditions thermodynamiques particulières, l'initiation de la combustion peut être spontanée : on parle d'auto-inflammation. On peut également volontairement "induire" ces conditions particulières au niveau local soit en chauffant le mélange ou en augmentant la concentration d'espèces réactives susceptibles d'initier la combustion. Le dégagement de chaleur issu des réactions chimiques induit un fort gradient thermique et permet de chauffer les couches de mélange par diffusion thermique des gaz brûlés. Lorsque celles-ci atteignent la température d'inflammation, le même phénomène se reproduit. Ainsi, de proche en proche le front de flamme se propage des gaz brûlés vers les gaz frais. La diffusion moléculaire d'espèces radicalaires actives dans les gaz frais peut également provoquer l'inflammation du pré-mélange. Lors de la propagation de la flamme, il s'établit un équilibre entre la convection des gaz frais vers la zone de réaction, la diffusion des produits et de la chaleur et les réactions chimiques. Deux grandeurs fondamentales permettent de décrire la flamme laminaire de pré-mélange : l'épaisseur et la vitesse fondamentale de flamme laminaire.

La structure d'une flamme laminaire de pré-mélange est décrite par la **figure 2.1** ci-après :

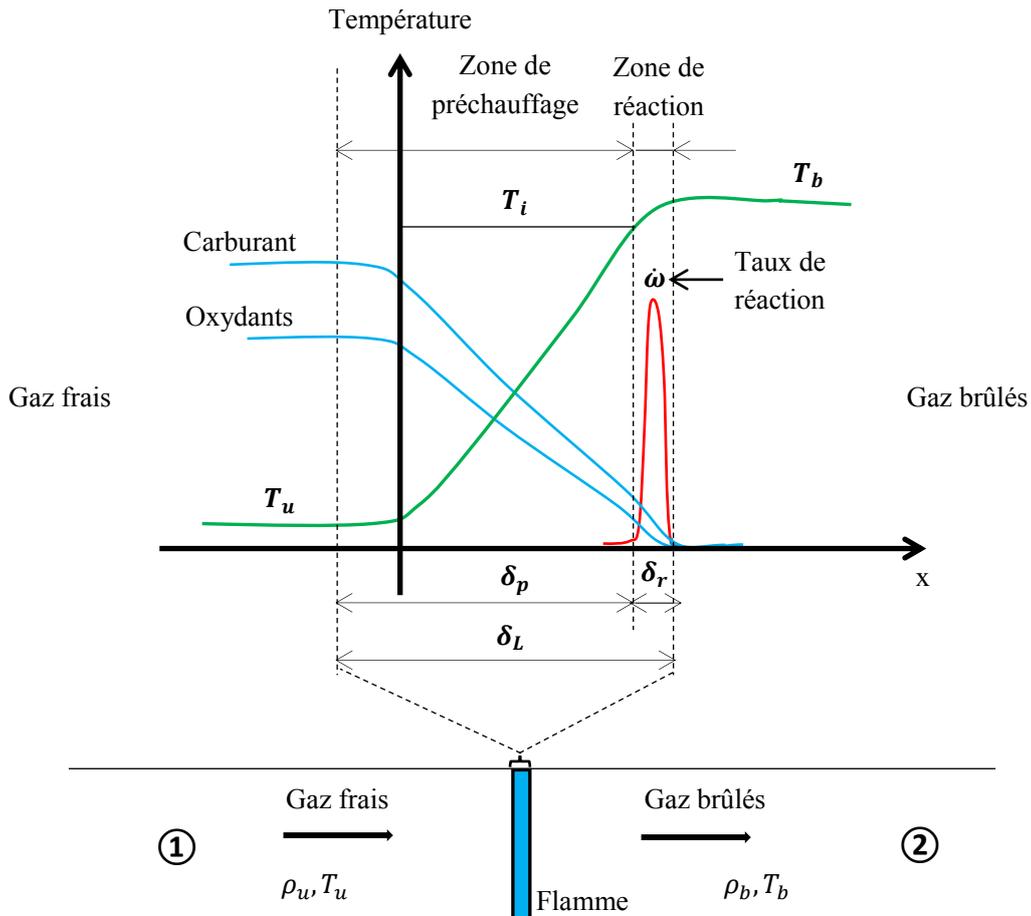


Figure 2.1: Structure de flamme laminaire de pré-mélange

2.1.2 Epaisseur de flamme

La figure 2.1 met en évidence les différents mécanismes mis en jeu dans une combustion de pré-mélange laminaire. La zone de combustion peut être subdivisée en deux parties :

- Une zone de préchauffage d'épaisseur δ_p dans laquelle les processus de convection et diffusion sont prépondérants par rapport aux réactions chimiques.
- Une zone de réaction d'épaisseur δ_r très mince dans laquelle les réactions chimiques, sources de chaleur sont prédominantes, la conduction étant négligeable.

L'épaisseur de la zone de combustion δ_L correspond à la somme des épaisseurs des zones de préchauffage et de réaction :

$$\delta_L = \delta_p + \delta_r \quad (\text{Equation 2.1})$$

Zeldovitch donne une définition de l'épaisseur de la zone de préchauffage en émettant l'hypothèse que la totalité de l'énergie dégagée par la combustion sert à chauffer les gaz frais de la température initiale jusqu'à la température des gaz brûlés. Mathématiquement, cette relation de conservation conduit à :

$$\delta_p = \frac{\lambda}{\rho_u C_p S_L} \quad (\text{Equation 2.2})$$

Avec λ , C_p et ρ_u respectivement la conductivité thermique, la capacité calorifique et la masse volumique du mélange réactif. S_L désigne la vitesse fondamentale de flamme laminaire.

Une autre définition plus locale et couramment utilisée est celle proposée par Spalding. Il définit l'épaisseur de la zone de dégagement de chaleur δ_s par le rapport entre la différence de température entre gaz brûlés et gaz frais et le maximum du gradient de température.

$$\delta_s = \frac{T_b - T_u}{\max(\text{grad}(T))} \quad (\text{Equation 2.3})$$

L'épaisseur de la zone de réaction peut être déduite de celle de la zone de préchauffage à travers la relation :

$$\delta_r = \frac{\delta_p}{\beta} \quad (\text{Equation 2.4})$$

Avec :

$$\beta = \frac{E_A}{RT_b^2} (T_b - T_u) \quad (\text{Equation 2.5})$$

Où β est le nombre de Zeldovitch et correspond à une énergie d'activation réduite de la réaction, E_A l'énergie d'activation, et R constante universelle des gaz parfaits. T_u et T_b représentent respectivement la température des gaz frais et des gaz brûlés.

Pour de grandes énergies d'activation, l'épaisseur de la zone de réaction devient négligeable devant δ_p . L'épaisseur de la zone de préchauffage peut alors être assimilée à l'épaisseur de flamme.

2.1.3 Vitesse de flamme laminaire

Les mécanismes de propagation de la flamme laminaire sont de deux sortes :
1) transfert thermique (conduction, convection) de la chaleur dégagée par les réactions

chimiques au niveau du front de flamme pour chauffer les gaz frais, et 2) diffusion d'espèces due à l'agitation moléculaire, du front de flamme vers les gaz frais. On définit la vitesse fondamentale de flamme laminaire S_L^0 comme étant la vitesse de propagation d'une flamme plane laminaire non-étirée dans les gaz frais d'un mélange réactif au repos. C'est une caractéristique importante des flammes de pré-mélange qui ne dépend que des propriétés thermodynamiques intrinsèques du mélange (propriétés chimiques, température, pression). La vitesse S_f est la vitesse normale à laquelle se déplace le front de flamme dans le référentiel du laboratoire. Elle dépend des caractéristiques aérodynamiques du mélange combustible, de la richesse du mélange ou encore de la nature du carburant.

La combustion de pré-mélanges combustibles est généralement décrite à l'aide de l'équation de réaction globale suivante :



Où v_F et v_O correspondent aux coefficients stœchiométriques relatifs au combustible et au comburant respectivement. Le terme Q_{th} représente la chaleur dégagée par la combustion. Le taux de réaction de cette combustion \dot{w} (s^{-1}) est déterminé à l'aide de l'équation suivante :

$$\dot{w} = k_o Y_f^{v_f} Y_o^{v_o} \text{Exp}\left(-\frac{E_A}{RT}\right) \quad (\text{Equation 2.7})$$

Avec : k_o (s^{-1}) constante dépendant du mélange, Y_f et Y_o respectivement les fractions massiques du combustible et du comburant. E_A ($J.mol^{-1}$) énergie d'activation, $R = 8,314 J.mol^{-1}.K^{-1}$, constante universelle des gaz parfaits et T (K) la température.

Pour de grandes énergies d'activation, Zeldovitch donne une expression analytique de la vitesse de flamme laminaire basée sur un équilibre d'énergie dans la zone de préchauffage entre le flux de conduction issu de la zone de réaction et l'évacuation de la chaleur par le flux convectif résultant du mouvement du front de flamme des gaz brûlés vers les gaz frais :

$$S_L^0 = \frac{\rho_b}{\rho_u} \sqrt{L_e^n \frac{D_{th}}{\beta^{n+1} + \tau_R}} \quad (\text{Equation 2.8})$$

$D_{th} = \frac{\lambda}{\rho_u c_p}$ diffusivité thermique dans les gaz frais, τ_R est le temps chimique associé à la réaction. $L_e = \frac{D_{th}}{D_m}$ nombre de Lewis. Il représente le rapport entre la diffusivité thermique D_{th} et la diffusivité moléculaire D_m et caractérise l'importance du mode de diffusion (transfert de chaleur ou de masse) sur la propagation du front de flamme.

Lorsque l'on considère une flamme sphérique, la vitesse apparente de propagation laminaire peut être déterminée de la manière suivante :

$$S_f = \frac{dR_f}{dt} \quad (\text{Equation 2.9})$$

S_f et R_f représentent respectivement la vitesse apparente et le rayon de flamme. Cette vitesse englobe les effets d'étirement local et de courbure du front de flamme. Plusieurs modèles existent pour la détermination de la vitesse de flamme. Le lecteur intéressé pourra se référer à l'ouvrage de [Landry (2009) ; Dirrenberger (2014)] pour plus de détails.

Pour de faibles étirements, la vitesse apparente de propagation laminaire peut être reliée à la vitesse apparente de flamme laminaire non étirée par la relation linéaire suivante :

$$S_f = S_b^0 - KL_b \quad (\text{Equation 2.10})$$

S_b^0 représente la vitesse apparente de flamme non-étirée. L_b est la longueur de Markstein. Sa valeur, positive ou négative permet de quantifier l'effet de l'étirement sur le front de flamme. Si $L_b < 0$, la vitesse de flamme augmente avec l'étirement et la flamme devient de plus en plus instable. Par contre lorsque $L_b > 0$, la vitesse de flamme diminue, ce qui a pour effet de stabiliser la flamme. K est le taux d'étirement et correspond au taux relatif de variation de surface du front de flamme lors de sa propagation :

$$K = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = \frac{2}{R_f} \frac{dR_f}{dt} \quad (\text{Equation 2.11})$$

La définition d'une géométrie de propagation de flamme sphérique en combustion à volume constant permet de calculer S_f et K . Le tracé sur un graphe qui présente S_f en fonction de K permet de retrouver S_b^0 et L_b qui correspondent respectivement à l'ordonnée à l'origine et la pente de la courbe. Finalement, en utilisant la relation de conservation de la masse et sous l'hypothèse de basse température de flamme, nous pouvons aisément déterminer la vitesse fondamentale de flamme laminaire S_u^0 :

$$S_u^0 = \frac{\rho_b}{\rho_u} S_b^0 \quad (\text{Equation 2.12})$$

ρ_u et ρ_b représentent respectivement la masse volumique des gaz frais et des gaz brûlés.

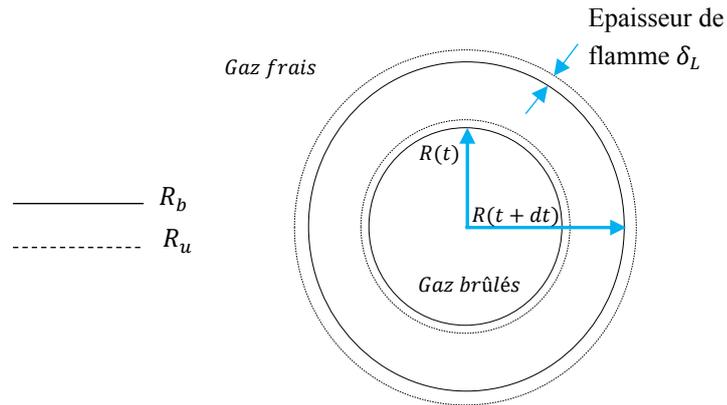


Figure 2.2: Expansion d'une flamme sphérique en combustion à volume constant

Lorsqu'on se situe dans les limites d'inflammabilité d'un mélange combustible, la vitesse de flamme varie en fonction de la richesse selon l'allure de la courbe donnée par la **figure 2.3** ci-dessous pour un mélange méthane-air.

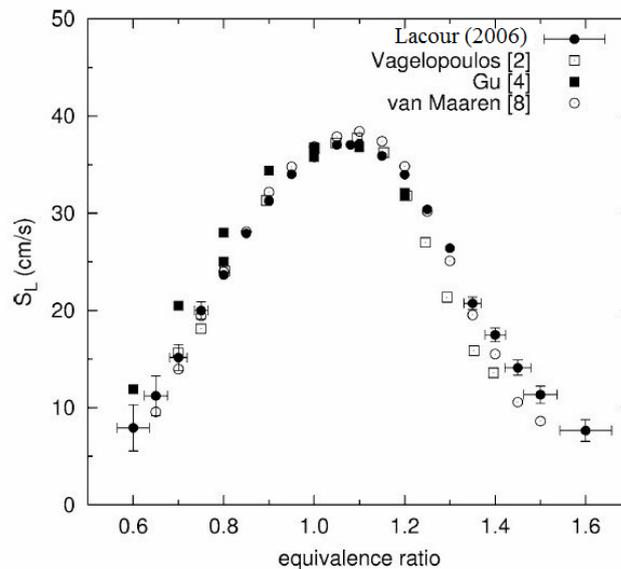


Figure 2.3: Influence de la richesse ϕ sur la propagation d'une flamme laminaire méthane-air. Graphe issu de Lacour 2006

Pour une flamme de pré-mélange méthane-air, la figure 2.3 montre que la vitesse de flamme atteint un maximum aux alentours de la stœchiométrie ($\phi \approx 1.1$) et décroît rapidement lorsqu'on s'écarte de la stœchiométrie (vers les richesses pauvre et riche).

2.2 Combustion turbulente de pré-mélange

2.2.1 Phénoménologie et grandeurs caractéristiques de la turbulence

La turbulence est un mouvement chaotique caractérisé par la fluctuation rapide et stochastique des grandeurs physiques locales caractéristiques d'un milieu. Elle est présente dans les écoulements à forte vitesse (donc nombre de Reynolds élevé), et est caractérisée par l'existence d'une multitude d'échelles spatiales et temporelles. Différentes techniques de décomposition ont été mises en œuvre pour faciliter le traitement de problèmes liés à la présence de la turbulence dans la plus part des applications industrielles.

Considérons une grandeur physique f (vitesse, pression, énergie, densité, ...) qui fluctue dans un écoulement turbulent. Cette grandeur peut être décomposée en valeur moyenne (\bar{f}) et en fluctuations ou déviation par rapport à la valeur moyenne (f') de sorte à avoir :

$$f = \bar{f} + f' \quad (\text{Equation 2.13})$$

Lorsque la grandeur concernée correspond à la vitesse, nous pouvons alors déterminer la vitesse instantanée d'un écoulement à tout point et à chaque instant :

$$U(x) = \bar{U}(x) + u'(x) \quad (\text{Equation 2.14})$$

L'intensité de turbulence est alors donnée par :

$$I = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\bar{u}} \quad (\text{Equation 2.15})$$

L'énergie cinétique de turbulence k permet également de décrire la turbulence et est définie par :

$$K = \frac{1}{2} [u'(x)^2 + v'(x)^2 + w'(x)^2] \quad (\text{Equation 2.16})$$

u' , v' et w' sont les composantes des fluctuations.

La détermination de K permet de déterminer la distribution de cette énergie cinétique de turbulence en fonction du nombre d'onde $k = \frac{2\pi}{l}$, avec l longueur caractéristique des grandes échelles. Cette distribution est représentée sur la **figure 2.4** ci-dessous.

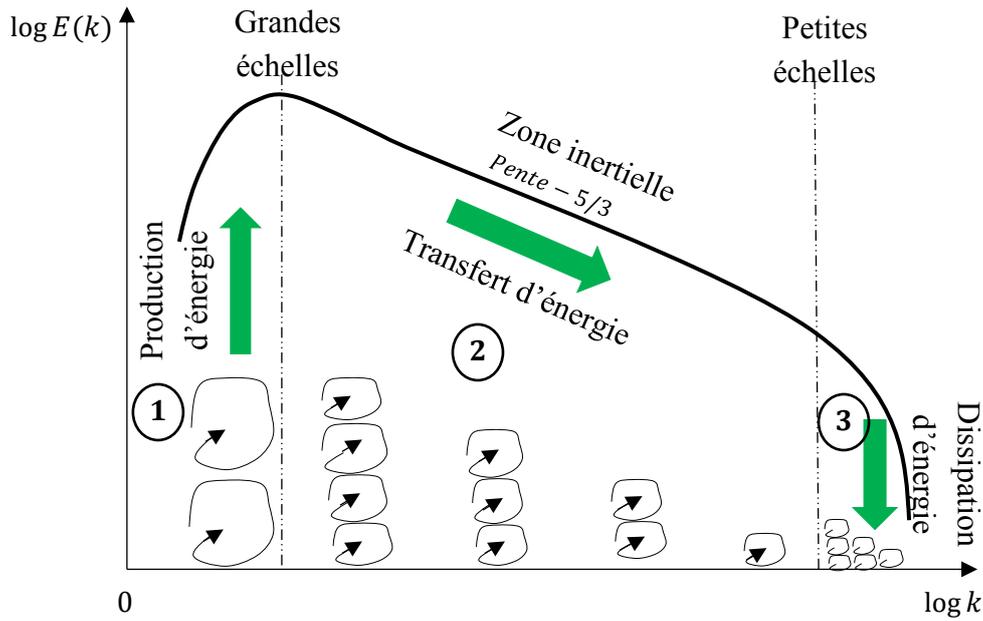


Figure 2.4: Phénoménologie de la turbulence : spectre d'énergie dans l'espace des vecteurs d'ondes $k = \frac{2\pi}{l}$ mettant évidence la cascade énergétique de Richardson

La figure 2.4 met en évidence l'existence de plusieurs régions et longueurs caractéristiques de la turbulence :

- ❖ La région 1 correspond à la zone de production d'énergie. L'énergie cinétique produite est contenue dans les plus grosses structures caractérisées par l'échelle intégrale de la turbulence $l_t = \frac{\bar{U}}{T}$ où T est la durée de vie de ces structures. Ceci permet de définir un nombre de Reynolds dans cette zone de l'écoulement par :

$$Re_t = \frac{\bar{U}l_t}{\nu} \quad (\text{Equation 2.17})$$

Où ν correspond à la viscosité cinématique du fluide.

- ❖ La région 2 également appelée zone inertielle, où l'énergie produite est seulement transférée des grosses structures vers les plus petites par cascade énergétique. L'échelle de longueur caractéristique est réduite et correspond à la micro-échelle de Taylor λ_T .
- ❖ Dans la région 3, l'énergie est dissipée par les plus petites échelles spatiales η_k appelées échelles de dissipation ou de Kolmogorov. Le nombre de Reynolds correspondant est

de l'ordre de l'unité $Re_\eta \approx 1$. Les échelles caractéristiques spatiale η_k et temporelle t_k de Kolmogorov sont définies par :

$$\eta_k = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{1/4} \quad (\text{Equation 2.18})$$

$$t_k = \left(\frac{\nu}{\varepsilon}\right)^{1/2} \quad (\text{Equation 2.19})$$

Avec : ν (m^2s^{-1}) et ε (m^2s^{-3}) représentent respectivement la viscosité cinématique et le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente.

Ces échelles permettent par comparaison avec celles des réactions chimiques, de définir des nombres adimensionnels qui vont servir à décrire la combustion turbulente de pré-mélange.

2.2.2 Epaisseur et vitesse de flamme turbulente

Les conditions aérodynamiques influencent le comportement de la combustion. En effet, la turbulence modifie la structure de flamme et conduit au plissement du front de flamme. Elle favorise le taux de mélange entre les gaz frais et les gaz brûlés en accélérant le processus de diffusion de chaleur et de masse. La pénétration des gaz frais dans les gaz brûlés permet d'augmenter le taux de réaction et d'augmenter la vitesse des réactions chimiques.

Sur la figure 2.5 ci-dessous est représenté un front plissé d'une flamme turbulente.

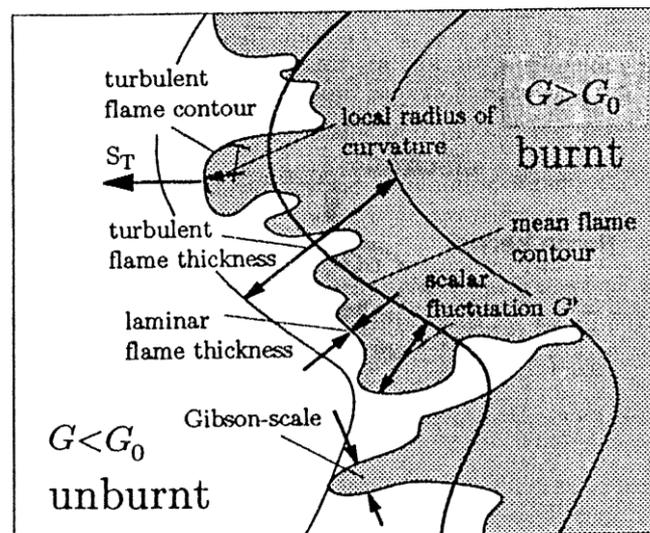


Figure 2 5: Structure d'un front plissé de flamme turbulente et les paramètres caractéristiques associés. [J. B. Heywood (1994)]

La flamme turbulente occupe généralement une zone dont la largeur moyenne correspond à l'épaisseur de flamme turbulente δ_T . Celle-ci est souvent définie à l'aide du rayon moyen du front de flamme plissé et les courbes parallèles à ce rayon et passant par les contours de flamme maximum (côté gaz frais) et minimum (côté gaz brûlés). La bande comprise entre les deux courbes peut alors être assimilée à l'épaisseur de flamme turbulente.

La vitesse de flamme turbulente S_T correspond au taux volumique de consommation de masse de gaz frais par unité de surface. Contrairement à la vitesse fondamentale de flamme laminaire qui est fonction des propriétés du mélange initial, la vitesse de combustion turbulente S_T dépend des conditions aérodynamiques en présence. Plusieurs modèles de calcul de la vitesse de flamme turbulente sont proposés dans la littérature. En utilisant la relation de conservation de la masse, la vitesse S_T peut être reliée à la vitesse de flamme laminaire S_L par la relation :

$$\frac{S_T}{A_T} = \frac{S_L}{A_L} \quad \Rightarrow \quad S_T = S_L \frac{A_T}{A_L} \quad (\text{Equation 2.20})$$

Où A_T et A_L représentent les surfaces de flamme turbulente et de front de flamme laminaire respectivement.

L'accroissement de la surface de flamme A_T en raison de la turbulence impose que la vitesse de flamme turbulente sera toujours supérieure à celle de flamme laminaire.

En tenant compte des conditions aérodynamiques, la vitesse de flamme turbulente peut être approximée par la corrélation classique suivante :

$$\frac{S_T}{S_L} = 1 + c \left(\frac{u'}{S_L} \right)^n \quad (\text{Equation 2.21})$$

Où c et n désignent des constantes.

2.2.3 Régimes de combustion turbulente

Dans les flammes turbulentes, il y a une interaction mutuelle et complexe entre phénomènes aérodynamiques et réactions chimiques. Elle peut être décrite au moyen de leurs temps caractéristiques respectifs. Différents nombres adimensionnels sont définis à cet effet :

- Le nombre de Damköhler D_a représente le rapport entre le temps caractéristique de retournement des échelles spatiales intégrales τ_L et le temps caractéristique de la chimie de la combustion τ_c .

$$D_a = \frac{\tau_L}{\tau_c} \quad (\text{Equation 2.22})$$

Où $\tau_L = \frac{l_t}{\sqrt{K}}$, et l_t et K correspondent respectivement à l'échelle spatiale intégrale et l'énergie cinétique turbulente.

Lorsque $D_a \ll 1$, le temps de retournement des échelles intégrales spatiales est inférieur au temps chimique. La combustion est contrôlée par le mélange. Les réactifs sont d'abord mélangés par les structures turbulentes avant la réaction. Par contre si $D_a \gg 1$, le temps caractéristiques des plus grosses structures devient largement supérieur au temps chimique de combustion. La combustion est alors infiniment rapide. Selon le régime, la turbulence n'affecte pas la structure interne du front de flamme. Celui-ci est considéré comme une zone de réaction mince et plissée convectée par les structures turbulentes.

- Le nombre de Karlovitz K_a correspond au rapport entre le temps caractéristique de la chimie τ_c et le temps caractéristique des échelles de Kolmogorov τ_k .

$$K_a = \frac{\tau_c}{\tau_k} \quad (\text{Equation 2.23})$$

Avec $\tau_k = \left(\frac{\nu l_t}{K^{3/2}}\right)^{1/2}$, et ν la viscosité cinématique.

Pour des $K_a \ll 1$, le temps de combustion est très faible par rapport au temps de Kolmogorov. Il s'ensuit une combustion vive dont le dégagement de chaleur peut compenser l'étirement dû aux petites échelles et éviter ainsi localement l'extinction de la flamme. Enfin, si $K_a \gg 1$, l'extinction de la flamme peut se produire par étirement lors de la pénétration des petites structures au sein de la structure de la flamme.

A travers les nombres de Damköhler et Karlovitz, il est possible de classer les flammes turbulentes selon différentes structures :

- ❖ *Flamme laminaire* : Le domaine est délimité par le nombre de Reynolds turbulent tel que $Re_t = 1$ également appelé critère de Reynolds.
- ❖ *Flamme plissée* : elle est formée de « flammellettes » laminares plus ou moins plissées par la turbulence. Le nombre de Damköhler y est supérieur à l'unité ($D_a > 1$) et celui de Karlovitz inférieur à l'unité ($K_a < 1$). Le temps caractéristique de la combustion est alors inférieur au temps de Kolmogorov. Les gradients de vitesse permettent de convecter et de plisser le front de flamme sans modifier la structure. Le régime de flammes plissées est délimité par $K_a = 1$, appelée critère de Klimov-Williams.

- ❖ *Flamme plissée-épaissie* : dans ce régime intermédiaire, les nombres de Damköhler et de Karlovitz sont supérieurs à l'unité. Le temps caractéristique des échelles de Kolmogorov est alors plus faible que celui de la combustion. La structure interne du front de flamme peut être affectée par la turbulence. Les échelles intégrales spatiales plissent le front de flamme. L'étirement dû aux petits tourbillons des échelles de Kolmogorov provoquent l'extinction locale de la flamme.
- ❖ *Flamme épaissie* : au niveau de ce régime, le temps caractéristique chimique est supérieur à celui de retournement des plus grosses structures. La réaction sera ainsi contrôlée par la cinétique chimique.

La répartition des différents régimes de combustion est donnée par le diagramme ci-dessous.

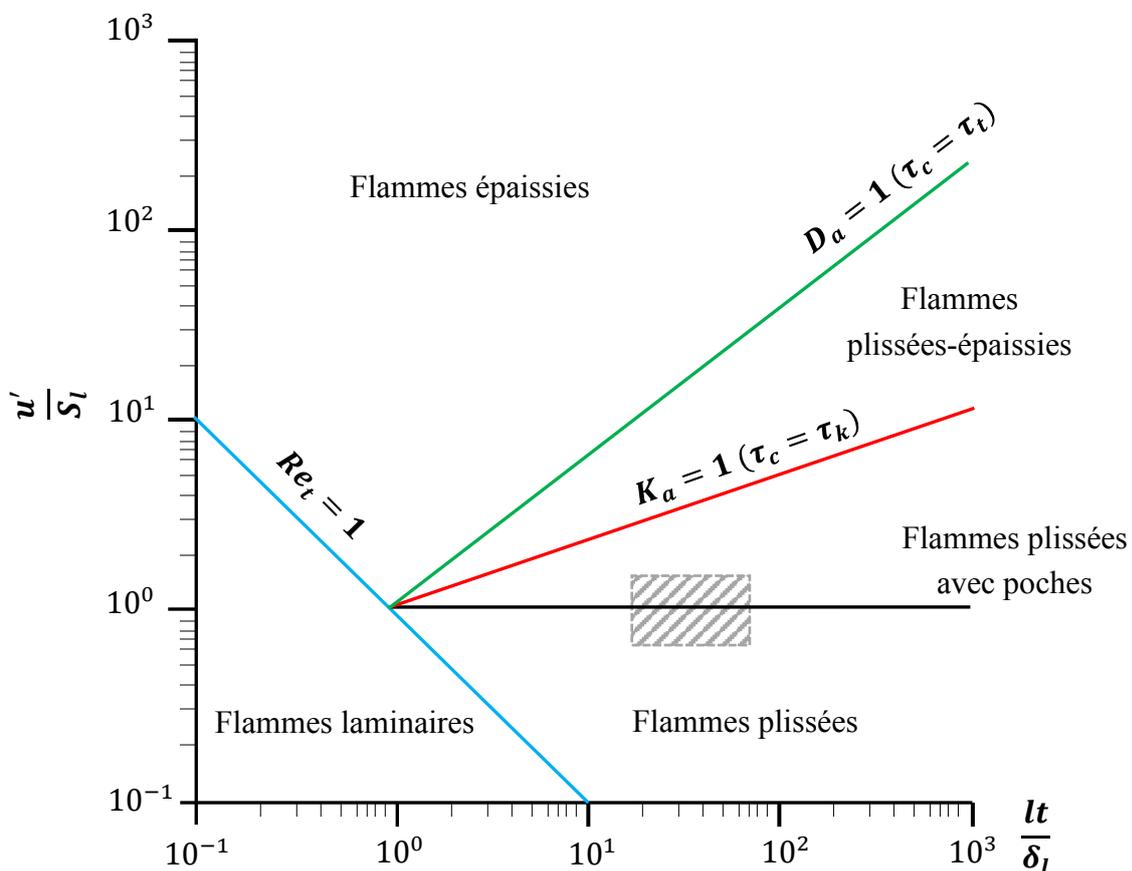


Figure 2.6: Diagramme de combustion turbulente (inspiré de [Borghi & Destriau (1995)])

Au vu des caractéristiques du mélange et des conditions aérodynamiques de la présente étude, le régime de flamme correspond à la zone hachurée sur la figure 2.6.

2.3 Instabilités dans les flammes

2.3.1 Instabilités dues aux forces de gravité

Lorsque deux fluides de masses volumiques différentes sont en contact ou séparés par une couche mince, des instabilités résultant de l'effet de gravité apparaissent. On considère la flamme comme une interface horizontale très mince qui sépare les gaz frais des gaz brûlés et qui se propage verticalement (cf figure 2.7). La force de gravité étant dirigée vers le bas, une flamme de pré-mélange sera stable lorsque la propagation se fait vers le bas (gaz frais en-dessous des gaz brûlés) et instable dans le cas contraire. Le nombre de Froude ($\mathbf{Fr} = \frac{S_L^2}{g\delta_L}$) permet de quantifier l'influence des forces de gravité sur les instabilités.

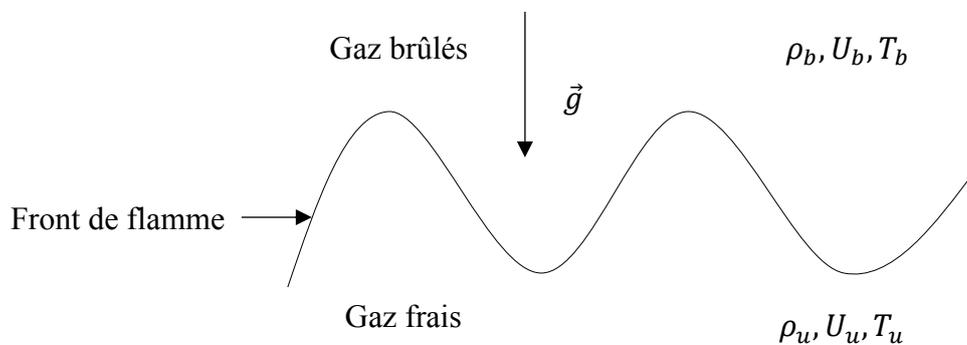


Figure 2.7: Influence de la gravité sur le front de flamme

2.3.2 Instabilités thermo-diffusives

Ce sont des instabilités inhérentes aux flammes de pré-mélange. Lorsque l'épaisseur de flamme δ_L devient non-négligeable, le plissement du front de flamme induit des gradients de température et de concentration. Il en résulte une diffusion de flux de chaleur et de masse dans des directions opposées caractérisées respectivement par les diffusivités thermique D_{th} et moléculaire D_m qui contrôlent les instabilités thermo-diffusives. En plus du dégagement de chaleur provenant des réactions chimiques, la diffusion de chaleur et de masse contribue à modifier localement les conditions thermodynamiques et chimiques. Le nombre de Lewis L_e défini par le rapport $\frac{D_{th}}{D_m}$ permet de mettre en évidence la compétition entre ces deux modes de diffusion de flux. Sa valeur renseigne donc sur la dynamique et la stabilité du front de flamme :

- Lorsque $L_e < 1$, la diffusivité thermique est inférieure à la diffusivité moléculaire. Les espèces réactives diffusent alors plus rapidement vers les gaz

brûlés que la chaleur ne diffuse vers les gaz frais (zone concave). Il s'ensuit un chauffage des espèces par les gaz brûlés, d'où une augmentation de la vitesse de flamme. Dans la zone convexe, la diffusion des espèces n'est pas compensée par l'apport de la chaleur. La vitesse de flamme diminue alors et le régime devient instable.

- Si $L_e = 1$, il y a équilibre entre les deux modes de diffusion de flux. Le front de flamme sera par conséquent stable.
- Pour $L_e > 1$, la diffusion de chaleur devient prépondérante vis-à-vis de la diffusion d'espèces. Dans la zone concave, la diffusion d'espèces ne peut pas compenser la chaleur évacuée. Le refroidissement va alors conduire à une diminution de la vitesse de flamme. Par contre dans la zone convexe, la concentration de chaleur augmente la température du milieu et améliore les réactions chimiques. L'augmentation de la vitesse de flamme qui en résulte permet de stabiliser le front de flamme.

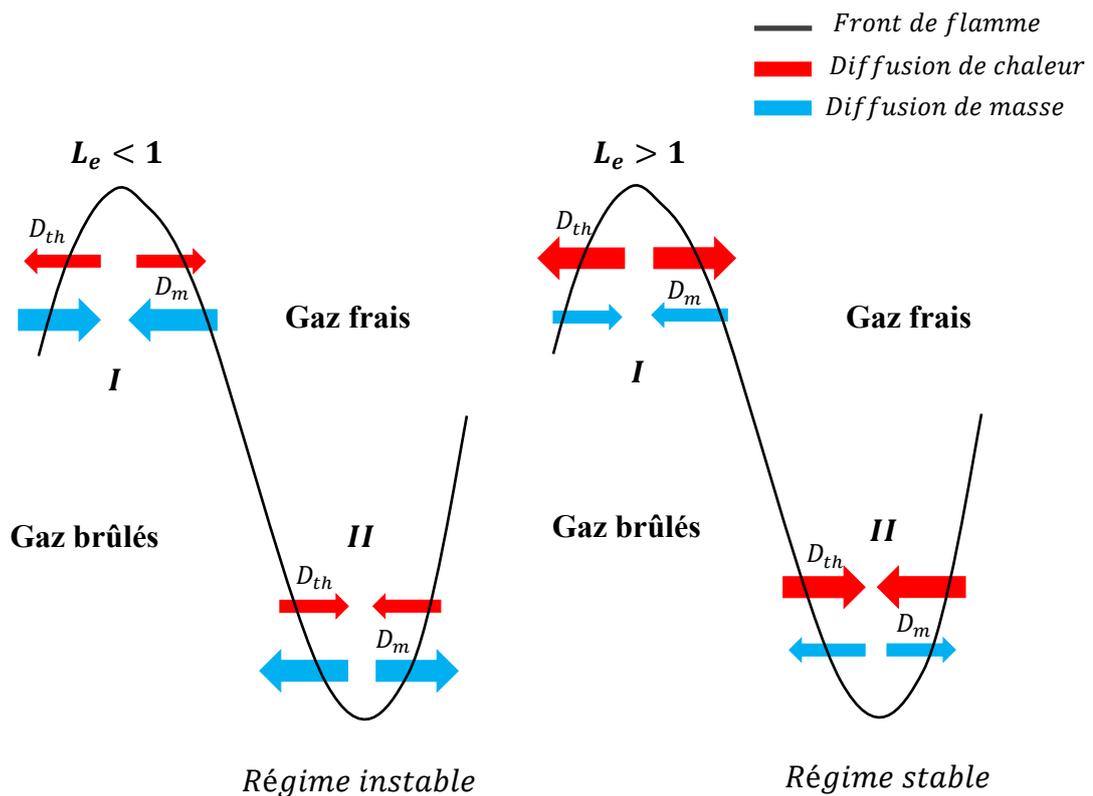


Figure 2.8: Instabilités thermo-diffusives d'un front de flamme laminaire de pré-mélange

2.3.3 Instabilités dues aux effets hydrodynamiques

Le front de flamme est considéré comme une discontinuité séparant les gaz frais (masse volumique ρ_u) des gaz brûlés (masse volumique ρ_b). Cette interface très mince est le siège de fort gradient de masse volumique. En assimilant le front de flamme à une interface hydrodynamique séparant les gaz frais des gaz brûlés qui se propage à une vitesse de combustion non-étirée, [Darrieus (1945)] et [Landau (1944)] ont montré que la flamme de pré-mélange est nécessairement instable. Une perturbation de faible amplitude déplace le front de flamme initialement plan des gaz frais vers les gaz brûlés. La vitesse de ces derniers augmente localement de u^+ et par conséquent devient supérieure à la vitesse fondamentale de flamme laminaire ($S_b > S_L^0$). Le plissement provoque une convergence des lignes de courants pour maintenir la conservation de masse et de quantité de mouvement en alimentant la zone concave en gaz frais. La forme concave du front de flamme s'accroît et le front se déplace vers les gaz brûlés. Si par contre la perturbation provoque un déplacement du front de flamme vers les gaz frais, le phénomène inverse se produit. La divergence des lignes de courant qui en résulte induit une diminution de vitesse de u^- . La vitesse de flamme sera alors inférieure à S_L^0 .

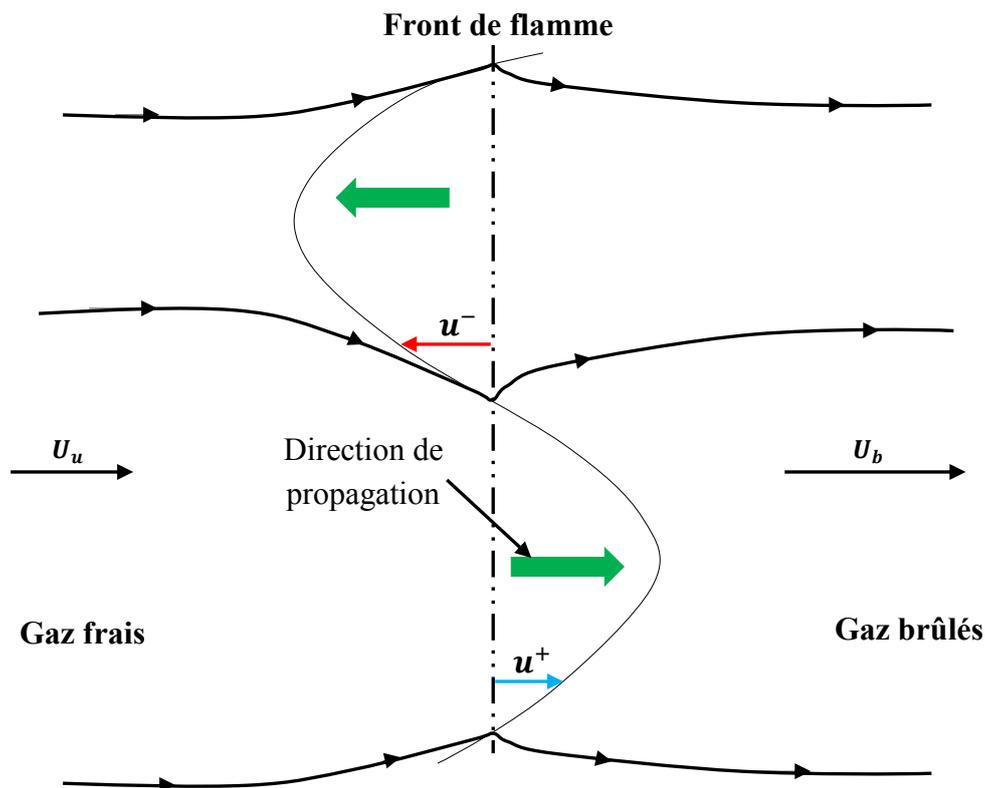


Figure 2.9: Instabilités hydrodynamiques de Darrieus-Landau

2.3.4 Instabilités de Richtmyer-Meshkov : effet barocline

La production de vorticité est régie par l'équation suivante :

$$\frac{d\Omega}{dt} = \frac{\nabla\rho(\text{flamme}) \times \nabla P(\text{onde de pression})}{\rho^2} \quad (\text{Equation 2.24})$$

Où $\Omega = \nabla \times v$ la vorticité, et ρ et P représentent respectivement la masse volumique et la pression.

Il suffit que les gradients de masse volumique et de pression ne soient pas alignés pour qu'on génère de la vorticité, terme source d'un mouvement tourbillonnaire. Cette condition est pratiquement vérifiée à l'interface de la flamme notamment lors de la combustion assistée par décharges plasma répétitives qui fera l'objet de notre présente étude.

Le phénomène d'interaction entre une onde de choc et une interface a d'abord été mis en évidence par [Markstein (1957)], puis étudié théoriquement et numériquement par [Richtmyer (1960)]. Par la suite, [Meshkov (1967)] démontra expérimentalement les résultats précédents en utilisant un tube à choc.

2.4 Les décharges nanosecondes répétitives (NRP)

2.4.1 Définition, principes

Différents types de décharges peuvent exister selon le mode d'alimentation utilisé. Nous pouvons citer les décharges à courants continu (DC) ou alternatif (AC), les décharges radiofréquence, les décharges micro-ondes, les décharges induites par laser et les décharges à barrière diélectrique. Ces décharges conduisent le plus souvent à la thermalisation du milieu (transition à l'arc électrique) et donc une perte d'énergie pour les applications. Une des méthodes pour éviter le passage à l'arc et optimiser l'efficacité énergétique est d'utiliser des décharges dont la durée de l'impulsion est de l'ordre de quelques nanosecondes. Ces décharges offrent également la possibilité d'un taux de répétition élevé (30 kHz dans notre cas) et la production d'un plasma hautement réactif, d'où le nom de décharges nanosecondes répétitives (NRP). L'énergie est déposée à des temps caractéristiques inférieurs à ceux de recombinaison des espèces actives et du passage à l'arc. Les espèces formées s'accumulent donc durant la période de répétition. La figure 2.11 illustre l'obtention des décharges NRP.

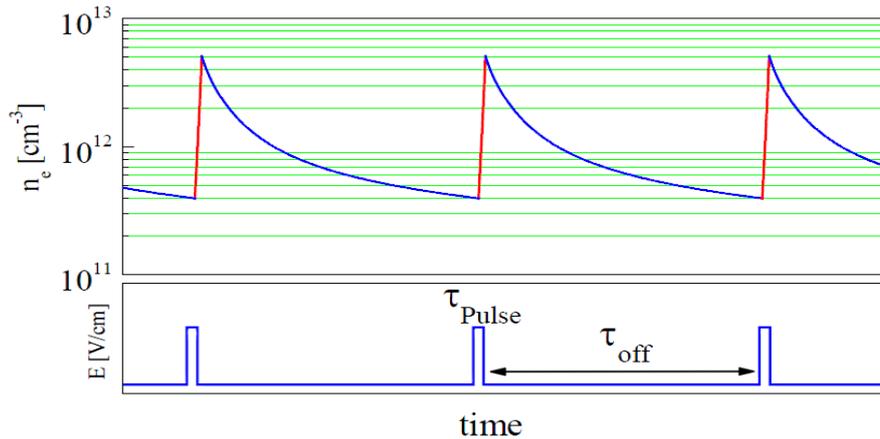


Figure 2.11: Stratégie d'obtention des décharges NRP. [Packan D. (2003)]

La distribution de la puissance de la décharge dissipée dans l'air en fonction du champ réduit est représentée par la figure 2.12. Selon la valeur du champ réduit (E/N), différents niveaux d'énergie sont excités en des proportions différentes. Dans les gaz comme l'air contenant le diazote N_2 , gaz faiblement électronégatif, l'énergie électronique de la décharge est "injectée" majoritairement dans l'excitation vibrationnelle du N_2 lorsque le champ réduit augmente, typiquement de 10 à 100 Td ($1 \text{ Td} = 10^{-17} \text{ V.cm}^2$). Au-delà de 100 Td, une grande efficacité d'ionisation est atteinte ainsi qu'une réduction de la consommation énergétique.

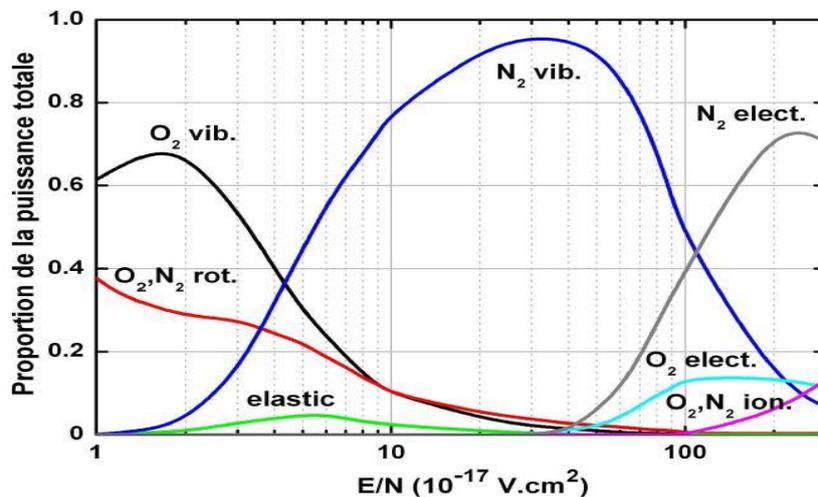


Figure 2.12: Puissance dissipée par la décharge dans l'air. [Aleksandrov et al. (1981)]

2.4.2 Structure des décharges NRP

[Pai D. (2008)] a étudié expérimentalement les propriétés des décharges nanosecondes répétitives dans l'air préchauffé à la pression atmosphérique. Il a observé 3 principaux régimes de décharge : Régime C (Corona), régime D (Diffus ou Glow) et le régime F (Filamentaire ou Spark).

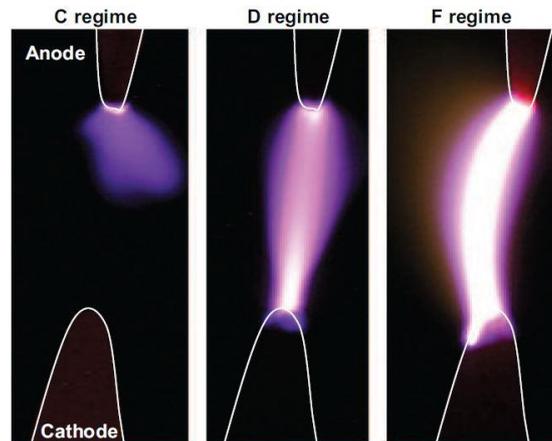


Figure 2.13: Image des différents régimes (C, D, F) de décharge nanoseconde dans l'air à la pression atmosphérique et $T = 1000 \text{ K}$, fréquence de répétition $f = 10 \text{ kHz}$, espace inter-électrode = 4.5 mm , $V = 1 \text{ m/s}$. [Pai D. (2008)]

Le domaine d'apparition de ces régimes de décharge dépend de la tension appliquée, la fréquence de répétition et l'espace inter-électrode comme le montre la figure 2.14 ci-dessous :

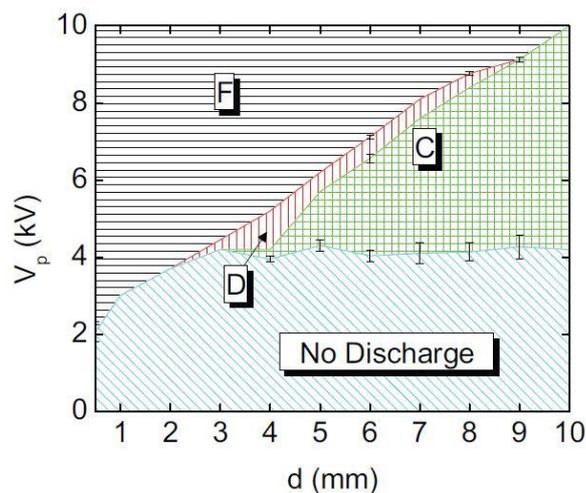


Figure 2.14: Cartographie des régimes de décharge selon la tension en fonction de l'espace inter-électrode. $T = 1000 \text{ K}$, fréquence de répétition $f = 30 \text{ kHz}$, $V = 1.6 \text{ m/s}$. [Pai D. (2008)]

La décharge appliquée dans la présente étude (caractéristiques : $U=10$ kV, fréquence de répétition $f=30$ kHz, espace inter-électrode $d=1$ mm) est localisée dans le régime F et correspond à une décharge filamentaire (cf. figure 2.14).

2.4.3 Diamètre de la décharge

[Rusterholtz D. (2012)] a effectué des mesures expérimentales par spectroscopie d'émission lors de l'application d'une décharge nanoseconde répétitive en régime spark dans l'air pour une température de gaz T_g de 1000 K. Les électrodes sont disposées en configuration pointe-pointe verticale avec un espace inter-électrode $d = 4$ mm. Un écoulement d'air à la vitesse $V = 2.6$ m/s est imposé parallèlement à l'axe inter-électrodes. La tension et la fréquence de répétition de la décharge sont respectivement de $V_p = 5.7$ kV et $PRF = 10$ kHz. Le diamètre de la décharge est déterminé expérimentalement en mesurant la largeur à mi-hauteur (FWHM) du profil radial de densité de $N_2(C)$. Ce profil radial est obtenu par inversion d'Abel pour les différentes longueurs d'onde du profil latéral d'intensité émise par le plasma. Le diamètre obtenu par cette méthode est de l'ordre de 400 à 500 μm .

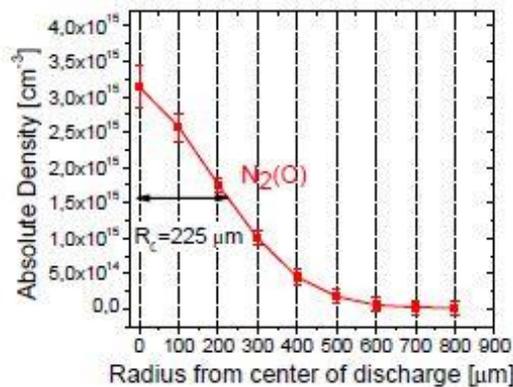


Figure 2.15: Profil radial de la densité $N_2(C)$. [Rusterholtz D. (2012)]

Ce diamètre diminue de manière non-linéaire quand la pression augmente, mais croît avec l'énergie déposée comme le montre la figure 2.16 pour une décharge appliquée dans l'air pur ou dans un mélange pauvre de propane [Xu D. (2013)].

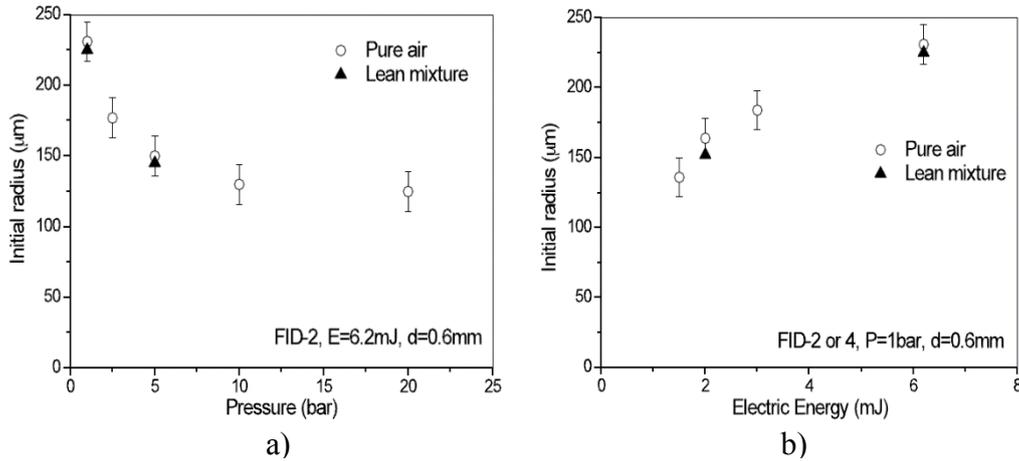


Figure 2.16: Rayon de la décharge en fonction de a) la pression et b) l'énergie. [Xu D. (2013)]

2.4.4 Propriétés des décharges NRP

2.4.4.1 Effets chimiques des NRP

L'énergie électronique des décharges NRP appliquées dans l'air est majoritairement transférée aux états vibrationnels excités du diazote N_2 par impact électronique. Une partie de cette énergie est utilisée pour dissocier le dioxygène tandis qu'une faible proportion sert à exciter le dioxygène [Lo A. (2012)].

Dans les premiers instants suivant l'application de la décharge (\approx dizaine de ns), l'excitation est essentiellement due à l'impact électronique $N_2(X) + e^- \Rightarrow N_2(A, B, C) + e^-$ [Rusterholtz D. (2012)], ensuite de 10 à 20 ns, elle peut être attribuée à la réaction $N_2(B) + e^- \Rightarrow N_2(C) + e^-$ [Popov (2011)]. Au-delà de 20 ns, l'excitation est majoritairement due aux réactions suivantes:



Plusieurs études ont montré un chauffage très rapide des milieux gazeux dans lesquels les décharges nanosecondes sont appliquées. Pour expliquer ce chauffage ultra rapide, [Popov (2001)] a proposé le mécanisme à deux étapes suivant : (1) excitation électronique de N_2 sur ses états excités ($A^3\Sigma$, $B^3\Pi$, $C^3\Pi$) lors de l'application de la haute tension et (2) quenching dissociatif de N_2 par O_2 suivi de production d'oxygène atomique et de dégagement de chaleur.

Les mesures expérimentales de densité d'oxygène atomique [Stancu et al. (2009)], de température de l'air 50 ns après la décharge [Xu et al. (2011)], et des populations états excités $N_2(C)$ et $N_2(B)$ [Rusterholtz D. (2012), Lo A. (2012)] confirment ce mécanisme de chauffage

ultra rapide. En effet, ils ont montré que l'augmentation de la densité d'oxygène atomique correspond à la diminution des populations des états excités du diazote $N_2(C)$ et $N_2(B)$.

La figure 2.17 montre l'évolution temporelle des différentes grandeurs mis en jeu dans la décharge nanoseconde (tension, courant, champ réduit, température du gaz, populations de $N_2(C)$ et $N_2(B)$) et permet de mettre en évidence le chauffage ultra rapide.

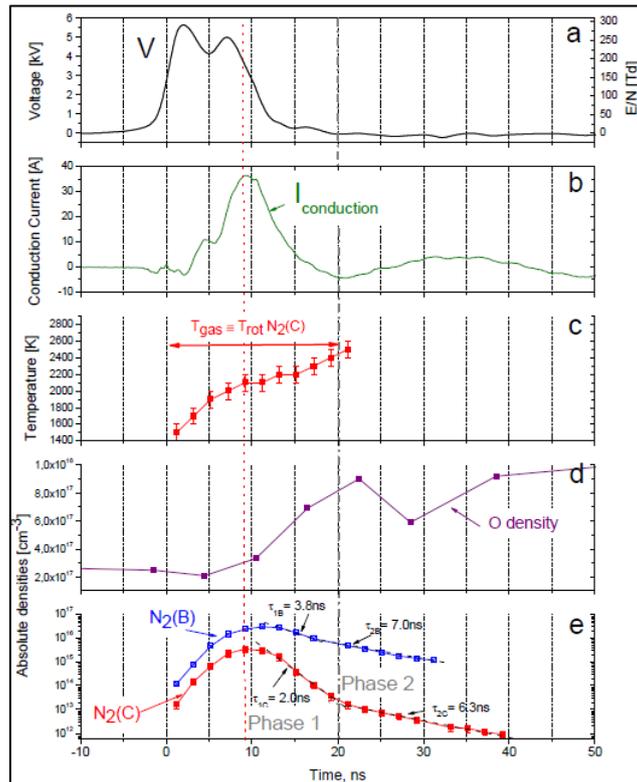


Figure 2.17: Profil temporel de tension, courant, champ réduit, température, densité de l'oxygène atomique, $N_2(C)$ et $N_2(B)$. [Rusterholtz D. (2012)]

Pour une configuration d'électrodes pointe-pointe, des simulations numériques conduites par [Tholin et al. (2013)] montrent que le niveau de dissociation maximum de l'oxygène atomique au sein du plasma est élevé au niveau des pointes par rapport au centre de l'espace inter-électrode.

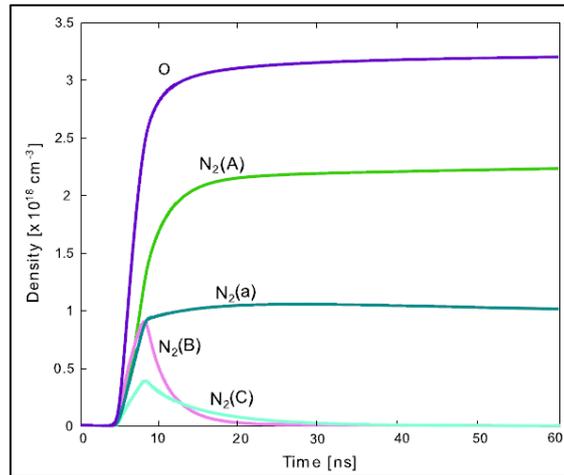


Figure 2.18: Profil radial temporel d'oxygène atomique. Tholin et al (2013)]

[Bak et al. (2011)] ont étudié expérimentalement par spectroscopie d'émission la production d'oxygène atomique dans l'air lors de l'application de la décharge NRP ($V=8$ kV, durée=10 ns, $f=50$ kHz) aux bornes de deux électrodes en tungstène (diamètre $\Phi=1$ mm espace inter-électrode $d=1$ mm). Leurs résultats montrent qu'une partie des états excités de l'azote N_2 subit le quenching par le $N_2(X)$ (N_2 à l'état fondamental) tandis que l'autre partie (majoritaire) subit le quenching par le dioxygène (O_2). Ceci permet ainsi de produire de l'oxygène atomique. Dans les conditions de l'étude, environ 82% de l'oxygène atomique produit est attribué au quenching des états excités de N_2 par O_2 , alors que l'impact électronique direct permet de produire seulement 5% de l'oxygène atomique.

2.4.4.2 Effets hydrodynamiques et thermiques des NRP

Des études expérimentales [Borghèse et al. (1988) ; Xu et al. (2011) ; Xu (2013) ; Bane et al. (2015)] et numériques [Kono et al. (1988) ; Ishii et al. (1990) ; M. N. Shneider (2006) ; Tholin and Bourdon (2013) ; Bane et al. (2015) ; Castela et al. (2016)] ont mis en évidence les effets hydrodynamiques et thermiques qui résultent de l'application des décharges nanosecondes répétitives pulsées (NRP) dans l'air à la pression atmosphérique. Une onde de choc (initialement cylindrique puis sphérique) apparaît dans les premiers instants de la décharge et se propage. Elle est accompagnée du chauffage du canal de décharge et de l'expansion du gaz. La pression au sein du canal baisse en-dessous de la pression atmosphérique et génère un gradient de pression entre l'extérieur et l'intérieur du front de l'onde de choc. Une onde de détente se propage alors de l'extérieur (gaz frais) vers le canal de décharge ramenant les gaz frais par mouvement de convection. La pression au sein du canal augmente jusqu'à atteindre la

pression atmosphérique tandis que le volume du canal diminue. La température diminue progressivement et la densité des espèces augmente. Un mouvement radial de convection des gaz ‘frais’ vers le canal de décharge s’opère.

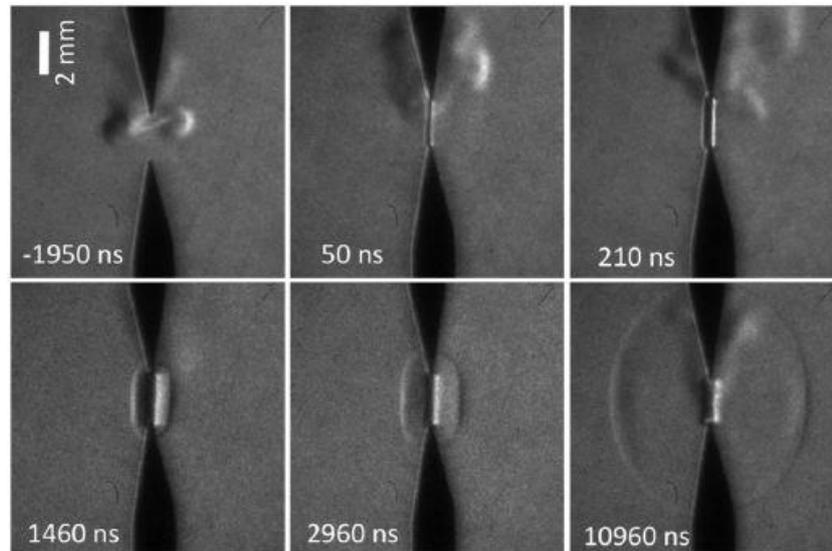


Figure 2.19: Images Schlieren de l’onde de choc produite par la décharge nanoseconde dans l’air à la pression atmosphérique, $T = 300$ K, espace inter-électrode = 2 mm, $f = 10$ kHz. [Xu D. (2013)]

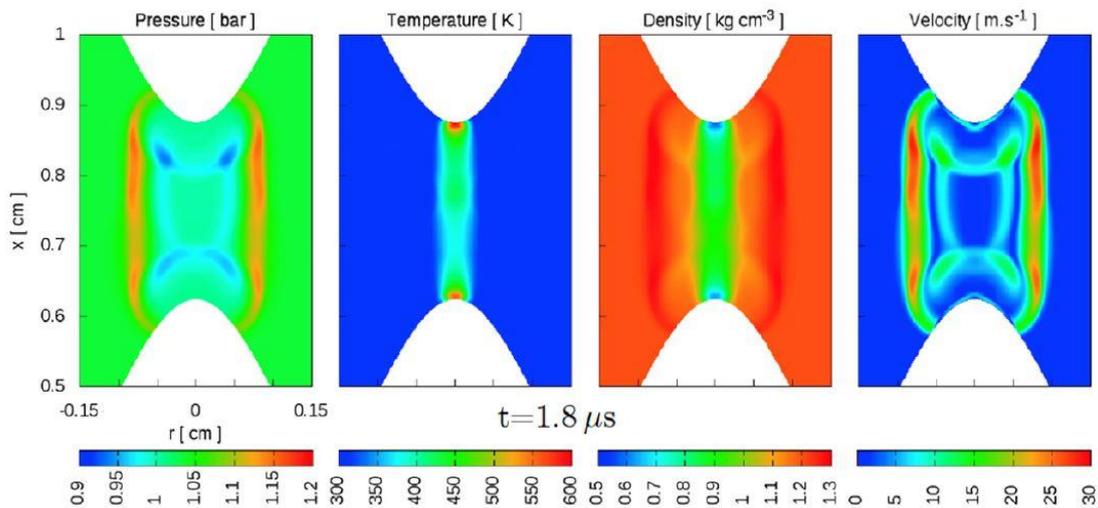


Figure 2.20: Vue transversale de pression, température, densité et vitesse du gaz à $T = 300$ K, $1.8 \mu\text{s}$ après l’application de la décharge nanoseconde. [Tholin and Bourdon (2013)]

[Borghèse et al. (1988)] ont montré expérimentalement le développement d’une onde de choc et l’expansion d’un canal chaud lors de l’application des décharges dans de l’azote. Ils ont identifié différentes phases pour décrire le comportement des décharges plasmas (régime

spark) dans les gaz : (1) phase de choc (0,2-10 μs), initiation (breakdown) ou phase de développement du plasma et création de l'onde de choc, (2) phase de recirculation ou de convection (14-40 μs) dans laquelle se produit l'évolution et la propagation de l'onde de choc, (3) phase de relaxation turbulente (80-200 μs) où il y'a extinction du plasma et diffusion d'énergie et des espèces.

Le passage d'une expansion cylindrique à une expansion sphérique de l'onde se traduit par un transfert de quantité de mouvement au gaz le mettant en mouvement dans une direction parallèle aux électrodes et orienté vers le centre de la décharge. Cet écoulement, en interaction avec la géométrie des électrodes, entre dans le noyau et le déforme pour conduire à une forme toroïdale [Bane et al. (2014)]. Pour ces longs délais après la décharge et ainsi que pour des décharges successives [Xu D. (2013)] et [Wang and Zhang (2012)] ont montré l'apparition de structures instables, apparentées à de la "turbulence" du milieu qui résultent des effets hydrodynamiques et thermiques de la décharge. Les transferts de chaleur par diffusion moléculaire y sont importants, et conduisent au refroidissement plus rapide du canal "turbulent". L'effet Joule résultant des courants résiduels permet de ralentir ce refroidissement par le dégagement de chaleur. [M. N. Shneider (2006)].

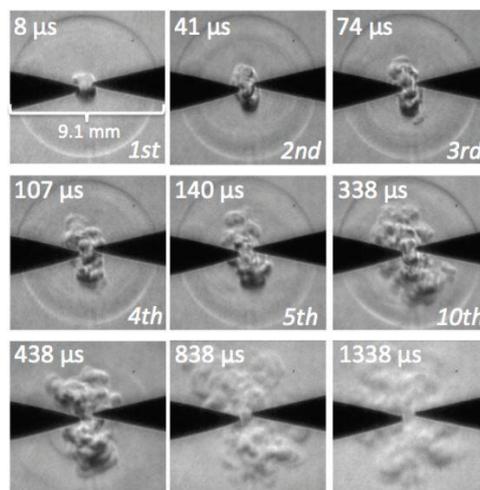


Figure 2.21: Images obtenues par Schlieren du noyau du plasma généré dans l'air par un train de 10 décharges nanoseconde spark à 30 kHz. Temps d'exposition de 20 ns. Le numéro de haut situé à gauche de l'image représente le temps après l'initiation de la 1ère décharge. [Xu D. (2013)]

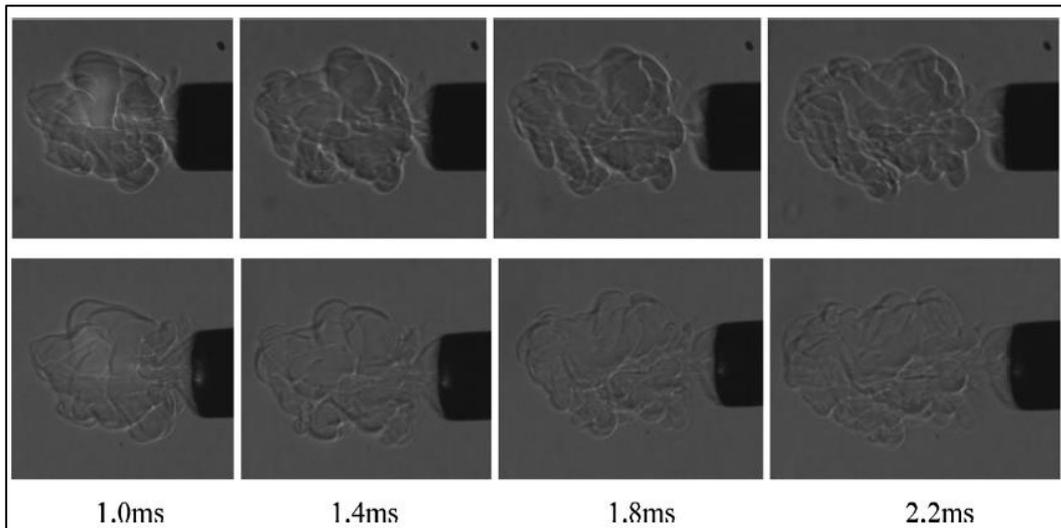


Figure 2.22: Images obtenues par ombroscopie de la propagation des gaz chauds de la décharge spark. [Wang & Zhang (2012)]

2.5 Applications des décharges NRP en combustion et mécanismes

d'interaction

2.5.1 Allumage

[Lou et al. (2007)] ont étudié l'influence de l'application d'une décharge haute tension, courte durée et fréquence élevée sur l'allumage de pré-mélanges hydrocarbures-écoulements d'air. La valeur élevée du champ électrique réduit (E/N) durant chaque décharge conduit à l'excitation électronique, la dissociation moléculaire et l'ionisation par impact électronique plus efficaces. Leurs résultats montrent qu'une part importante des hydrocarbures (méthane et éthylène) est oxydée à faibles températures par réactions chimiques avec le plasma (notamment par production de radicaux), produisant une élévation de la température, sans que l'allumage du mélange soit détecté. La décomposition chimique des hydrocarbures par les plasmas à faible température et le chauffage de l'écoulement qui en découle conduisent à l'allumage.

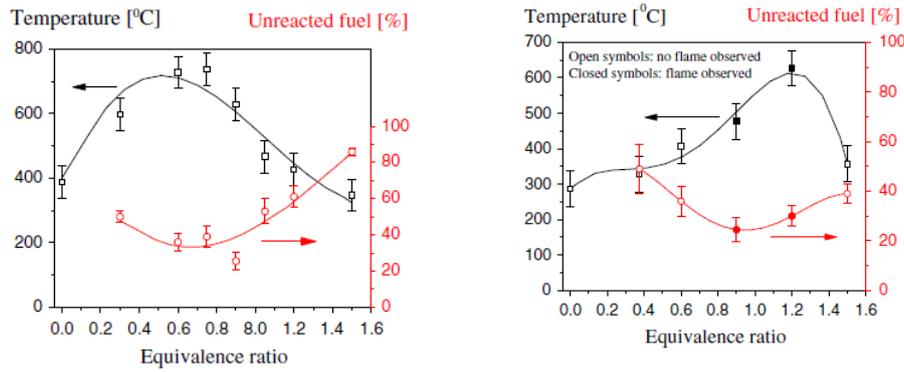


Figure 2.23: Température de plasma et fraction restante d’hydrocarbure en fonction de la richesse : a) Méthane-air (P = 100 torr, m = 0,8 g/s, f = 40 kHz) et b) Ethylène-air (P = 70 torr, m = 0,8 g/s, f = 40 kHz. [Lou et al. (2007)]

[Tholin et al. (2013)] ont conduit des simulations numériques sur l’influence thermique et chimique (chauffage ultra rapide et production d’oxygène atomique) des décharges NRP sur la combustion d’un mélange pauvre CH₄-air à T = 1000 K et à pression atmosphérique. En isolant l’influence de l’effet chimique de l’oxygène atomique produit, leur étude montre que le délai d’allumage est réduit par rapport à celui dû à l’effet thermique. Par ailleurs, lorsqu’on combine les effets thermiques et chimiques, le délai d’allumage est nettement amélioré par rapport à la combustion classique du mélange considéré dans les mêmes conditions.

Les études expérimentales effectuées par [F. Grisch et al. (2009)] sur l’allumage de mélanges combustibles de méthane-air par des décharges NRP visent à mieux comprendre les processus physiques intervenant dans l’interaction plasma-flamme. Ils ont trouvé que la production de radicaux CH et OH permettent respectivement une décomposition efficace du combustible et l’oxydation exothermique par le plasma, modifiant ainsi la cinétique chimique de la combustion. L’allumage se produit rapidement (de l’ordre de 500 ns) pour des vitesses de 1 à 70 m/s. Au-delà, (entre 70 et 100 m/s) les effets du plasma sur le mélange sont réduits. Le taux de réaction augmente à cause des réactions chimiques et du fort taux d’étirement, ceci permet la croissance sphérique du noyau de la flamme.

Des études expérimentales très récentes [Lo et al. (2016) ; Xu et al. (2016)] ont utilisé les décharges nanosecondes répétitives pour l’allumage de mélanges pauvres propane-air. Les auteurs observent d’une part un allumage rapide du mélange attribué à la production de radicaux et au chauffage rapide, et d’autre part une augmentation de la vitesse de propagation, en particulier à haute pression due à l’augmentation du plissement de la surface de flamme par les décharges NRP

2.5.2 Combustion

Les décharges NRP induisent une augmentation de la vitesse de flamme due à l'apparition de structures (instabilités) au niveau du noyau chaud qui, semble-t-il favorisent l'accélération de la flamme à travers un plissement du front de flamme. Cet effet est d'autant plus marqué lorsque la pression augmente [Xu D. (2013)]. L'auteur a pour cela étudié et comparé les rayons de flammes pauvres de propane obtenues par décharge NRP ($d = 0,6$ mm, $E=55$ mJ - 82 décharges, $f=30$ kHz) et par bougie conventionnelle Audi coil (57 mJ - 16W – 3,5 ms) à température ambiante et pour différentes pressions de 2 à 10 bars. Les résultats sont présentés sur la figure 2.24 ci-dessous :

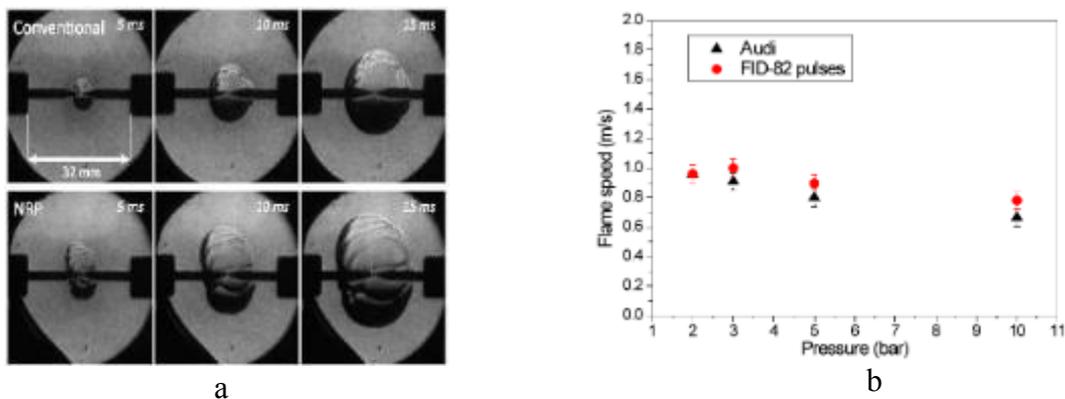


Figure 2.24: a) Noyau de flamme à 10 bars et b) vitesse de flamme en fonction de la pression pour 2 systèmes d'allumage NRP ($d = 0,6$ mm, $E = 55$ mJ - 82 décharges, $f = 30$ kHz) et bougie conventionnelle Audi coil (57 mJ - 16W – 3,5 ms). [Xu D. (2013)]

Des études expérimentales récentes sur brûleur à bluff-body sur les hydrocarbures ont montré que la hauteur de lift [Kim et al. (2008) ; Xu D. (2013)] et la longueur de flamme [F. Grisch et al. (2009)] diminuent en présence des NRP probablement à cause d'un plus fort dégagement de chaleur.

[Pilla G. (2008)] a montré que l'application de décharges NRP conduit à une extension du domaine de stabilité d'un pré-mélange pauvre de propane-air d'environ 10 % sur toute la gamme de débit de fonctionnement d'un brûleur avec accroche-flamme.

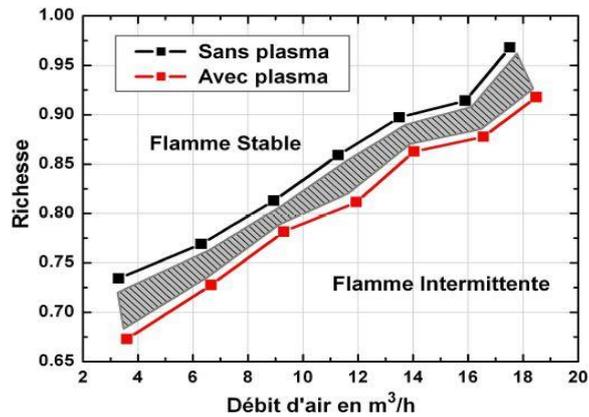


Figure 2.25: Comparaison des richesses de transition de la flamme Stable vers la flamme intermittente sans plasma et avec une décharge Filamentaire à 30 kHz, l'amplitude la tension aux bornes des électrodes est de 5 kV et l'énergie déposée par impulsion de 205 μ J. [Pilla G. (2008)]

[Pilla (2008) ; Tholin et al. (2013)] considèrent que les effets thermiques et chimiques des décharges NRP sont responsables des améliorations des propriétés de flamme observées. [Pilla (2008)] propose le mécanisme suivant pour expliquer la stabilisation de la flamme et de façon générale l'interaction plasma-flamme.

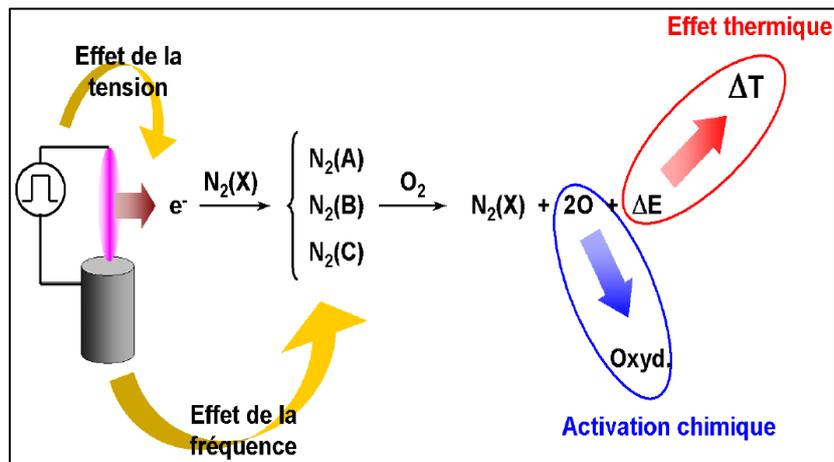


Figure 2.26: Activation chimique et thermique des décharges NRP. [Pilla (2008)]

Pour une description exhaustive des études concernant l'application des plasmas en combustion, le lecteur pourra consulter les articles de revue de [S M Starikovskaia (2006) ; Starikovskiy and Aleksandrov (2013)].

Les effets hydrodynamiques des décharges NRP jouent un rôle important dans l'interaction plasma-flamme, mais leur influence est souvent négligée dans la plupart des études. Les processus physico-chimiques responsables de l'optimisation des flammes n'étant à ce jour pas

totalément élucidés, il convient d'entreprendre des études expérimentales afin de mettre en lumière le rôle des effets hydrodynamiques des décharges NRP sur l'allumage de flammes de pré-mélange d'hydrocarbure-air et permettre une meilleure compréhension des mécanismes impliqués dans l'interaction plasma-flamme.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons revu les propriétés des flammes de pré-mélanges laminaires et turbulentes et décrit les instabilités rencontrées dans les flammes. Les décharges NRP sont également introduites et leurs propriétés chimiques, thermiques et hydrodynamiques mises en lumière. Nous avons également discuté de l'application des décharges NRP pour l'allumage et la combustion. Les effets chimiques et thermiques sont considérés dans la littérature comme les mécanismes principaux d'interaction plasma-flamme.

CHAPITRE 3 : DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX ET DIAGNOSTICS MIS EN ŒUVRE

Chapitre 3 : Dispositifs expérimentaux et diagnostics mis en œuvre

Introduction

L'objectif de ce manuscrit est l'étude expérimentale des effets hydrodynamiques dans l'interaction plasma-flamme. Pour ce faire, le premier montage expérimental utilisé est un générateur d'écoulement de jet plan pour l'étude de l'interaction du plasma avec un écoulement d'air. Après avoir rappelé les caractéristiques du jet plan, nous caractérisons la décharge NRP et déterminons le mode de calcul de l'énergie. La chambre de combustion à volume constant utilisée pour l'étude de l'interaction plasma-flamme est ensuite présentée. Cette chambre sera utilisée pour l'étude de l'interaction plasma-combustion en régime laminaire et en régime turbulent.

La PIV a été mise en œuvre sur le jet plan pour caractériser l'aérodynamique en sortie générateur d'écoulement et étudier l'interaction mutuelle plasma-écoulement inerte. Ensuite, nous avons utilisé simultanément la PLIF OH et la chimiluminescence OH* sur la chambre de combustion pour étudier l'interaction plasma-flamme.

3.1 Ecoulement de jet plan

Nous étudions l'interaction entre les décharges nanosecondes répétitives et un écoulement d'air caractérisé par sa vitesse moyenne et son intensité de turbulence. Les décharges nanosecondes seront réalisées au sein de l'écoulement d'air en sortie du convergent. La figure 3.1 présente le dispositif expérimental.

En pratique, le montage comprend deux générateurs d'écoulement convergents permettant de générer deux jets d'air de vitesses ajustables créant ainsi une couche de mélange qui a permis à [Robin (2010)] de développer une mesure optique de concentration par PLIF. Dans la présente étude, seul un écoulement est utilisé, la vitesse d'écoulement sera ajustée dans la gamme de vitesse s'étendant de 0 m/s à 41 m/s, ce qui correspond à des nombres de Reynolds (Re) compris entre 0 et 127 000 (Re déterminé à partir du diamètre de sortie et de la loi de Sutherland pour la viscosité). La variation de la vitesse moyenne de l'écoulement et de la

turbulence associée est obtenue par réglage des débits d'air à l'aide de vannes installées sur les différentes lignes d'arrivée d'air.

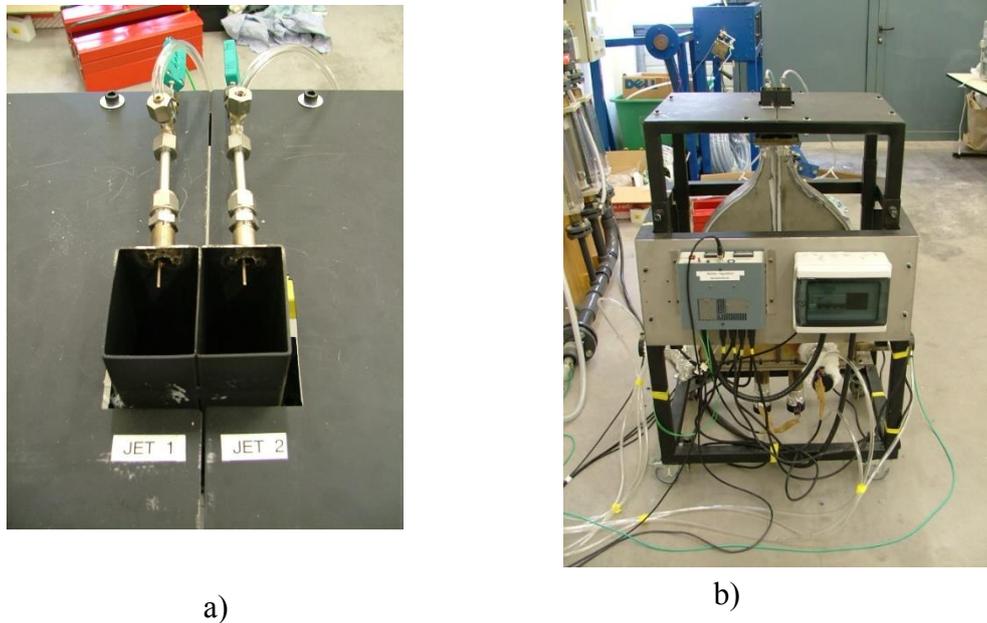


Figure 3.1: Générateur d'écoulement de jet libre plan: a) vue de dessus, et b) vue de face.

L'acquisition de l'ensemble des données expérimentales relatives aux pressions, débits massiques d'air, température est faite en temps réel au moyen du logiciel Labview. Le régime souhaité étant stationnaire, la régulation est manuelle.

Caractéristiques de l'écoulement d'un jet plan

Un jet plan est caractérisé par 4 régions principales décrites ci-dessous :

- Un cône potentiel dans lequel toutes les propriétés de l'écoulement (vitesse, pression, température, densité) sont uniformes. Il est défini par la longueur du cône potentiel L_c . L_c est d'autant plus grande que la vitesse d'écoulement est élevée ;
- Une couche de mélange qui entoure le cône potentiel et présente de forts cisaillements;
- Une zone de transition ;
- Une zone de turbulence développée qui présente une forte intensité de mélange.

L'ensemble de ces caractéristiques est illustré dans le schéma ci-dessous :

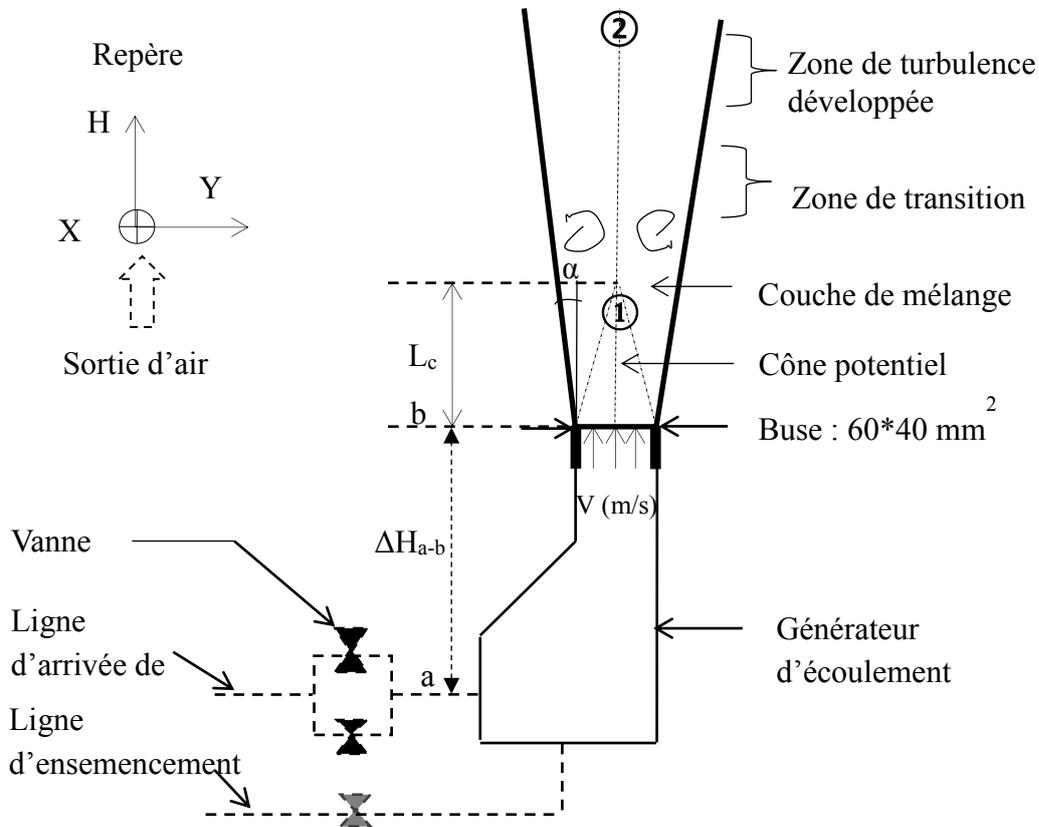


Figure 3.2: Caractéristiques du jet plan d'air en sortie du générateur d'écoulement et le repère associé.

La section de sortie de l'écoulement est rectangulaire, de section 60*40 mm². Compte tenu des faibles vitesses d'écoulement considérées, la relation de Bernoulli entre la chambre de tranquillisation et la section de sortie permet de calculer facilement la vitesse moyenne de l'écoulement.

$$P_a + \frac{1}{2}\rho V_a^2 + \rho g H_a = P_b + \frac{1}{2}\rho V_b^2 + \rho g H_b \quad (\text{Equation 3.1})$$

Où P représente la pression statique, ρ correspond à la masse volumique du fluide et V la vitesse moyenne d'écoulement. Les indices "a" et "b" font respectivement référence à l'entrée et à la sortie du générateur d'écoulement, $\Delta H_{a-b} = H_a - H_b = -0,74$ m.

Si nous considérons la vitesse dans la chambre de tranquillisation V_a négligeable par rapport à la vitesse en sortie du générateur d'écoulement à cause du rapport de compression entre les points a et b, nous aurons la formule simplifiée de Bernoulli pour le calcul de la vitesse moyenne d'écoulement :

$$V_b = \sqrt{\frac{2}{\rho} \Delta P_{a-b} + 2g\Delta H_{a-b}} \quad (\text{Equation 3.2})$$

La pression différentielle (ΔP_{a-b}) est déterminée au moyen d'un capteur de pression différentiel et la pression à la sortie du générateur d'écoulement (P_b) est prise égale à la pression atmosphérique. L'erreur relative de vitesse suite à l'hypothèse considérant nulle la vitesse dans la chambre de tranquillisation entre les équations de Bernoulli générale et simplifiée est de l'ordre de 2 à 3 %. En comparant cette vitesse ainsi obtenue à celle issue des mesures par PIV (vélocimétrie par image de particules) la différence atteint au maximum 6 %, sur tout le domaine de vitesse exploré. En pratique la reproductibilité de l'expérience permet de se fier aux mesures de pressions différentielles pour fixer la vitesse de l'écoulement à considérer. Cette procédure est simple et fiable.

3.2 Caractéristiques de la décharge

La décharge plasma est du type nanoseconde répétitive (NRP) et est obtenue par application d'une différence de potentiel aux bornes de deux électrodes en configuration pointe-pointe. Pour cela, un générateur d'impulsion nanoseconde FID GMBF, modèle FGP 10-30NM10 est utilisé. Il présente les caractéristiques suivantes : amplitude de tension maximale $U_{\max} = 10$ kV à 150-500 Ohms, temps de montée $t_m = 2-3$ ns, largeur à 90% $L_{90} = 10$ ns et une fréquence maximale $f_{\max} = 30$ kHz. Ce générateur est alimenté avec un signal ajustable de 7 V sur une durée d'impulsion T_{imp} de 200 ns à 300 ns. Une résistance de charge haute tension non inductive Kanthal $R = 50 \Omega \pm 5\%$ est placée en série avec la partie haute tension (HT) du FID afin d'adapter les impédances du circuit (formé par le FID, la résistance et les électrodes). Ceci permet d'atténuer les réflexions dans les câbles de connexion et d'amortir les oscillations des signaux électriques du courant et d'assurer une charge suffisante sur le générateur lors de la décharge [Xu (2013)].

Dans la première partie de l'étude (interaction plasma-écoulement inerte), les électrodes utilisées sont des tiges métalliques de 2mm de diamètre et sont courbées à 90° sur environ 30mm. Elles sont recouvertes de céramique (environ 70 mm) et de téflon (50 mm) afin d'augmenter leur rigidité et de les isoler. En effet, les forces aérodynamiques de trainées peuvent modifier la position des électrodes et donc la distance inter-électrode, induisant ainsi des variations au niveau de la décharge. Les électrodes sont disposées en configuration pointe-pointe perpendiculairement à l'écoulement et distantes de $d = 1$ mm. Les pointes des électrodes sont obtenues par affûtage des tiges à l'aide d'une affûteuse à différents angles de pointe. Un angle de pointe $\alpha_p = 22.5^\circ$ est choisi (les pointes présentent un rayon de courbure R_C de l'ordre de 300 μm). La figure ci-dessous présente une image microscopique de l'électrode affûtée.

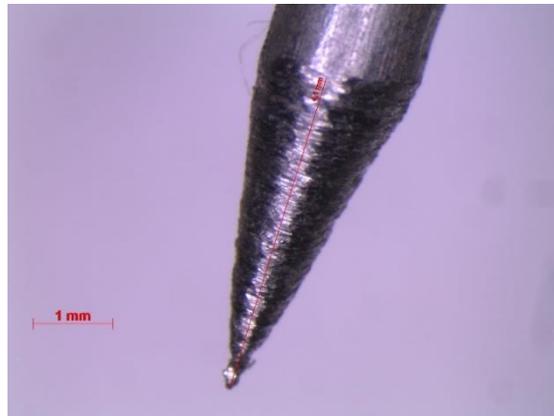


Figure 3.3: Image microscopique de l'électrode

Dans la seconde partie de l'étude (interaction plasma-combustion), les électrodes utilisées sont en tungstène, garantissant une bonne résistance à l'érosion et à la chaleur. Le diamètre de l'électrode est toujours de $D_e = 2$ mm avec un angle de pointe $\alpha = 22,5^\circ$. Le rayon de courbure des pointes équivaut toujours à $R_C \approx 300 \mu\text{m}$. Cette fois, les électrodes sont disposées en configuration pointe-pointe verticale de sorte que le centre de l'espace inter-électrode soit situé au milieu la chambre de combustion. L'électrode inférieure est l'anode tandis que la cathode se situe en haut (cf. figure 3.4 (b)). Des vis micrométriques permettent de déplacer verticalement les électrodes et de régler la longueur de l'espace inter-électrode. Les distances ont été contrôlées à l'aide de cales millimétrées permettant la prise en compte de l'érosion des électrodes au fur et à mesure des essais.

La figure ci-dessous présente la disposition des électrodes sur le dispositif expérimental du jet plan (a) et de la chambre de combustion (b).

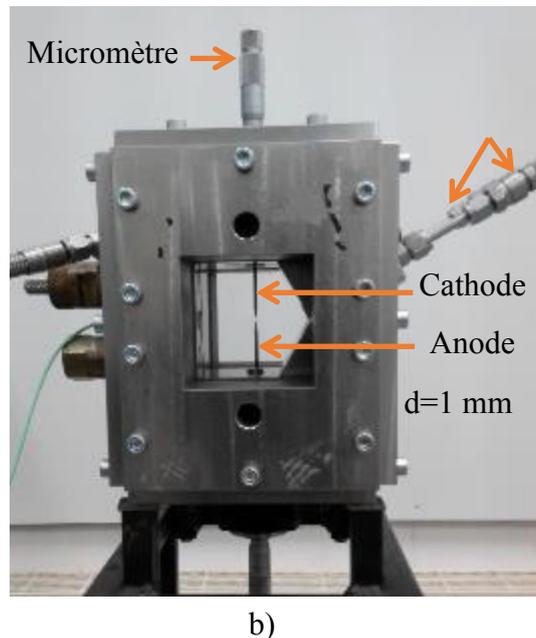
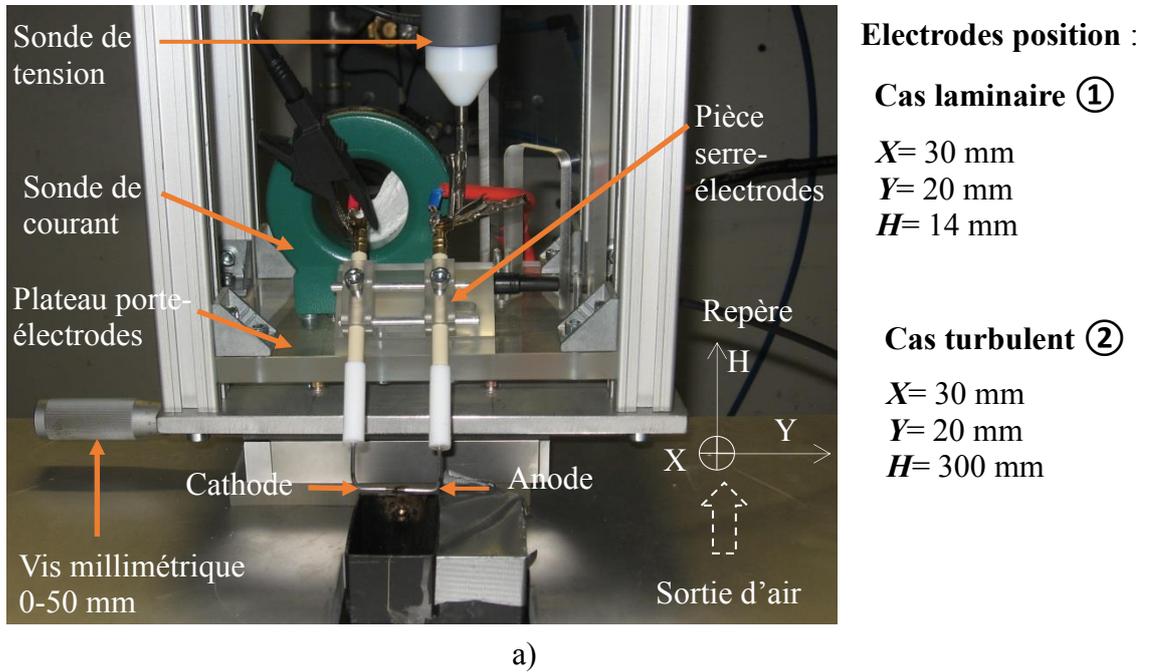


Figure 3.4: Disposition des électrodes : a) en sortie du générateur d'écoulement et b) dans la chambre de combustion

Les décharges nanosecondes répétitives seront appliquées dans différentes régions de l'écoulement selon que l'on souhaite étudier l'interaction mutuelle entre un écoulement moyen et le plasma (zone ①) ou entre un écoulement fortement turbulent et le plasma (zone ②). Le

contrôle de la position des électrodes dans l'écoulement est assuré à l'aide d'une mire millimétrique. Le centre de la section de sortie de la buse (point O) est pris comme référence dans le repère cartésien et a pour coordonnées.

La tension appliquée aux bornes des électrodes est $U_{\max} = 10$ kV et la fréquence est conservée constante égale à $f_{\max} = 30$ kHz. La tension aux bornes des électrodes est mesurée à l'aide d'une sonde haute tension de type LeCroy PPE20kV (bande passante de 100 MHz directement reliée à l'oscilloscope (type LeCroy waveRunner 104 Xi) au moyen d'un câble coaxial de 2 m de longueur (avec $1\text{M}\Omega$ d'impédance en entrée).

Le courant lors de la décharge est mesuré avec une sonde Pearson modèle 6585 (temps de montée de 1,5 ns, atténuation ± 3 dB à 200 MHz, facteur de conversion courant-tension 1 A/V sur $1\text{M}\Omega$, et 0,5 A/V sur $50\ \Omega$). Un atténuateur par 10 Barth modèle 2-20 d'impédance $50\ \Omega$ et de bande passante de 0-20 GHz est associé à la sonde de courant. Les mesures des signaux de courant et de tension permettent l'estimation de l'énergie électrique aux bornes des électrodes.

La synchronisation est assurée par deux générateurs de délais Stanford modèle DG645 (DG1) et Quantum Composers modèle 9520 (DG2). Le chronogramme global est présenté en annexe B.2.

L'ensemble des signaux de courant, tension de la décharge ainsi que ceux de commande sont enregistrés sur un oscilloscope LeCroy waveRunner 104 Xi. La fréquence standard d'acquisition est 5 GS/s, et l'atténuation -3dB à 1 GHz. Dans le cas de l'étude en réactif, le signal de pression mesurée dans la chambre est acquis à l'aide d'un second oscilloscope (Tektronix DPO 5104B, fréquence d'acquisition 5 GS/s, bande passante 1 GHz), le temps caractéristique de ce phénomène étant bien supérieur à celui de la décharge.

Mesure d'énergie de la décharge

La détermination de l'énergie électrique aux bornes des électrodes nécessite une procédure de phasage des signaux de courant et de tension mesurés. La détermination du phasage à prendre en compte est décrite ci-dessous.

Une faible tension est appliquée aux bornes des électrodes (environ 3 kV) et les signaux de courant et de tension sont enregistrés. Pour ce niveau de tension, les électrodes se comportent

comme une capacité, l'intensité de courant est donc proportionnelle à la dérivée de la tension (cf. équation 3.3).

$$I_p = C \frac{dU}{dt} \quad \text{(Equation 3.3)}$$

Avec :

I_p : courant capacitif en Ampère (A)

dU : variation de tension en Volt (V)

C : capacité de charge équivalente en Coulomb

Le tracé de la dérivée temporelle de tension ($\frac{dU}{dt}$) et du courant (I_p) permet la détermination du décalage temporel entre I_p et $\frac{dU}{dt}$, estimé à mi-hauteur, en partie lié aux longueurs des câbles utilisés. Ce retard sera pris comme déphasage de référence pour le calcul de l'énergie électrique obtenue par intégration temporelle du produit $U \cdot I$ (cf. équations 3.4 et 3.5) durant le temps de la décharge (≈ 10 ns). Dans la présente étude, le retard du signal de tension par rapport à celui du courant est d'environ 2,6 à 3 ns.

Le courant total de la décharge est la somme du courant capacitif et du courant de conduction. Sur une configuration similaire à la nôtre, [Xu (2013)] a montré que pour une décharge NRP en régime "spark", la contribution du courant capacitif dans le courant total est négligeable devant celle du courant de conduction. De ce fait, le courant de conduction peut être assimilé au courant total dans le calcul de l'énergie déposée par la décharge.

$$P_I = U_C \times I_C \quad \text{(Equation 3.4)}$$

$$E = \int_0^t P_I * dt \quad \text{(Equation 3.5)}$$

U_C : Tension corrigée (V),

I_C : Intensité de courant de conduction en Ampère (A)

P_I : Puissance instantanée en Watts (W)

E : Energie de la décharge en Joule (J)

La figure suivante donne un exemple des signaux de courant, de tension et de l'évolution temporelle de l'énergie totale de la décharge.

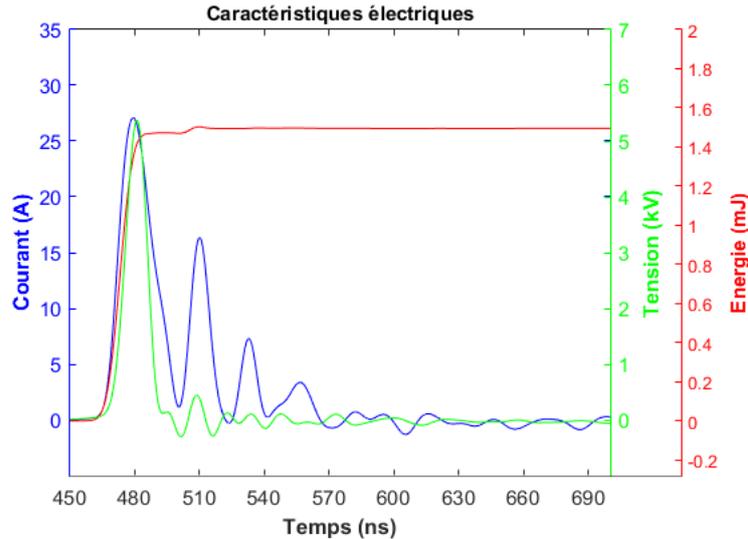


Figure 3.5: Caractéristiques électriques (courant, tension et énergie) de la décharge. $P_{\text{air}} = 1 \text{ bar}$, $T_{\text{air}} = 293 \text{ K}$, espace inter-électrode = 1 mm, 1 décharge, $R = 50 \Omega$

Dans nos conditions expérimentales, les énergies sont de l'ordre de 1,5 mJ pour la première décharge et atteignent en moyenne 0,8 mJ pour les décharges suivantes. Le pic de tension correspondant varie de 4,5 à 6 kV et l'intensité de courant maximale se situe entre 25 et 30 A.

Les caractéristiques détaillées ici concernant la décharge NRP sont également valables dans le cas de l'étude en réactif dans la chambre de combustion à volume constant hormis la nature des électrodes qui sont en tungstène.

3.3 Chambre de combustion à volume constant

Pour l'étude en réactif, nous utilisons une chambre de combustion à volume constant dont une des faces est équipée d'un système d'injection reposant sur l'utilisation de deux injecteurs placés au sein de la face en toit à 120° (cf. figure 3.6). Le volume total est de $V = 287 \text{ cm}^3$.

La chambre est équipée :

- 3 hublots en quartz (K-UV) (dont deux vis-à-vis), permettant l'utilisation de diagnostics optiques comme la PIV, la PLIF, la strioscopie, ...

- Une vanne d'alimentation et d'éjection, permettant le contrôle des conditions aux limites, mise sous vide, etc... ;
- Les deux injecteurs Orbital Synerjet placés au sein de la face en toit permettent d'introduire le pré-mélange en lui communiquant un mouvement de rotation au sein de la chambre (tumble);
- Un capteur de pression Kistler 601A relié à un amplificateur de charge Kistler 5011B permet de déterminer l'évolution dynamique de la pression de la combustion dans la chambre.

La figure 3.6 représente la chambre de combustion à volume constant.

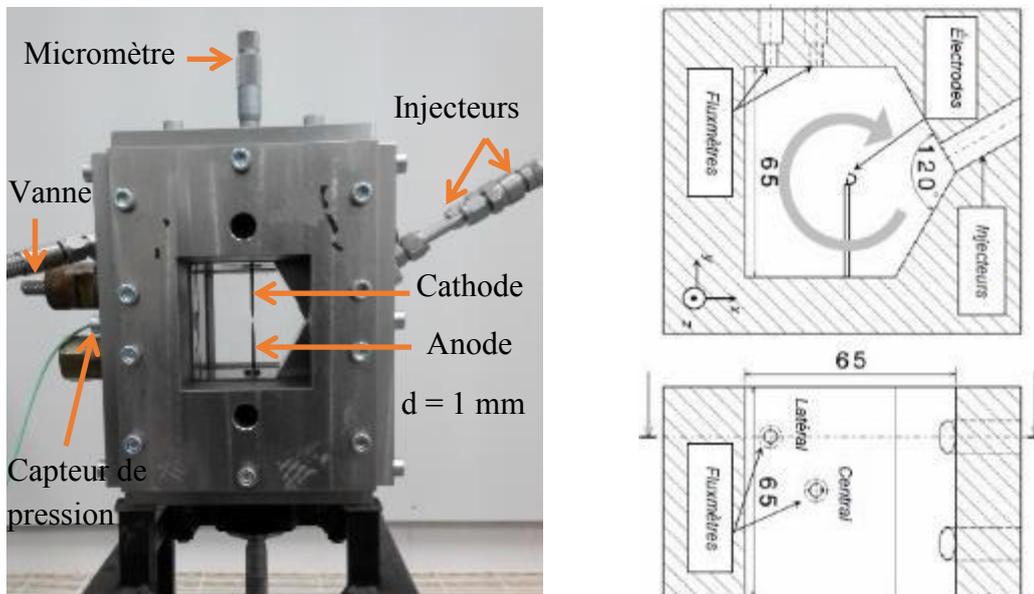


Figure 3.6: Chambre de combustion à volume constant. Electrodes en configuration pointe-pointe verticale. Espace inter-électrode $d=1$ mm.

Régimes de fonctionnement

Dans la présente étude, nous avons utilisé le pré-mélange méthane-air.

Deux richesses $\Phi = 0,7$ et $\Phi = 1$ ont été considérées. Des cas de mélanges stœchiométriques dilués à de l'azote ont également été considérés pour l'étude de la sensibilité du mélange à l'énergie déposée en combustion laminaire et turbulente. Différents taux de dilution massique ($D_1 = 15\%$, $D_2 = 20\%$, $D_3 = 30\%$) ont été testés.

Selon la richesse considérée ($\Phi = 0,7$ ou $\Phi = 1$), le pré-mélange combustible est préalablement préparé dans une bouteille de 10L ou 20L (B10 ou B20) en utilisant la méthode des pressions partielles.

Pour l'étude en régime laminaire, le pré-mélange est introduit lentement par la vanne d'admission dans la chambre à partir du vide jusqu'à la pression souhaitée. Les pressions initiales considérées varient de 1 à 2 bars. La bonne reproductibilité du processus de remplissage assure une faible variation de la pression initiale ($< 2\%$)

Pour l'étude en régime turbulent, le pré-mélange est injecté dans la chambre à partir du vide depuis un réservoir sous pression à 6 bars à l'aide des injecteurs Synerjet Orbital placés sur la face en toit. La pression de 2 bars dans la chambre est atteinte après 125 ms d'injection. La reproductibilité de l'injection est satisfaisante. On se reportera aux références [Boust (2008)] et [Müller (2012)] pour de plus amples informations.

Deux instants d'allumage ont été considérés pour étudier l'interaction plasma-flamme lorsque l'écoulement est turbulent :

- L'allumage dès la fin de l'injection, c'est-à-dire à un délai $Dly = 0$ ms. Pour ce délai, l'amortissement du mouvement de rotation imposé par l'injection est minimal. La vitesse moyenne $U = 15$ m/s et une intensité de turbulence $u' = 3$ m/s au point de la décharge (au milieu de la chambre) (cf. [Boust (2008)]).
- L'allumage au délai $Dly = 30$ ms après la fin d'injection. Pour ce délai, la vitesse moyenne et l'intensité de turbulence correspondantes sont respectivement de $U = 8$ m/s $u' = 1,5$ m/s. Les caractéristiques aérodynamiques ont donc été divisées par deux. Le choix de ce délai permet donc de choisir le niveau de fluctuation de vitesse souhaitée pour la configuration de combustion turbulente.

Mesure de pression

Un capteur de pression piézo-électrique (Kistler 601 A) est monté affleurant à la paroi de la chambre.

La fréquence propre du capteur est de 150 kHz. La fréquence de coupure de l'amplificateur de charge associé (5011) est de 180 kHz.

En complément de mesure de pression qui est très globale, des diagnostics optiques ont été privilégiés pour les études d'allumage et de combustion par décharge électrique. Ce sont

des méthodes non-intrusives afin de minimiser les interactions avec le phénomène physique étudié et permettent d'obtenir de grandes résolutions spatiale et temporelle avec un taux de répétition élevé.

3.4 Vélocimétrie par image de particules (PIV)

Définition et principe:

La Vélocimétrie par image de particules (PIV) est une technique optique largement mise en œuvre qui permet de déterminer le champ de vitesse d'un écoulement dans un plan (2D). Son principe consiste à enregistrer deux images successives de la diffusion de Mie de particules (traceurs), de petites dimensions, supposées suivre l'écoulement considéré. Cette diffusion de Mie résulte de l'éclairage de ces petites particules par une nappe laser à deux instants différents. La détermination du déplacement des particules durant le délai entre les deux éclairages successifs permet de revenir à la vitesse moyenne des particules durant ce délai. En pratique, le post-traitement des images se fait par zone (fenêtres d'interrogation). Pour plus de détail, le lecteur pourra se reporter aux références [Lacoste (2002)] ; Samson (2002)].

Le schéma de principe de la PIV est illustré par la figure ci-dessous :

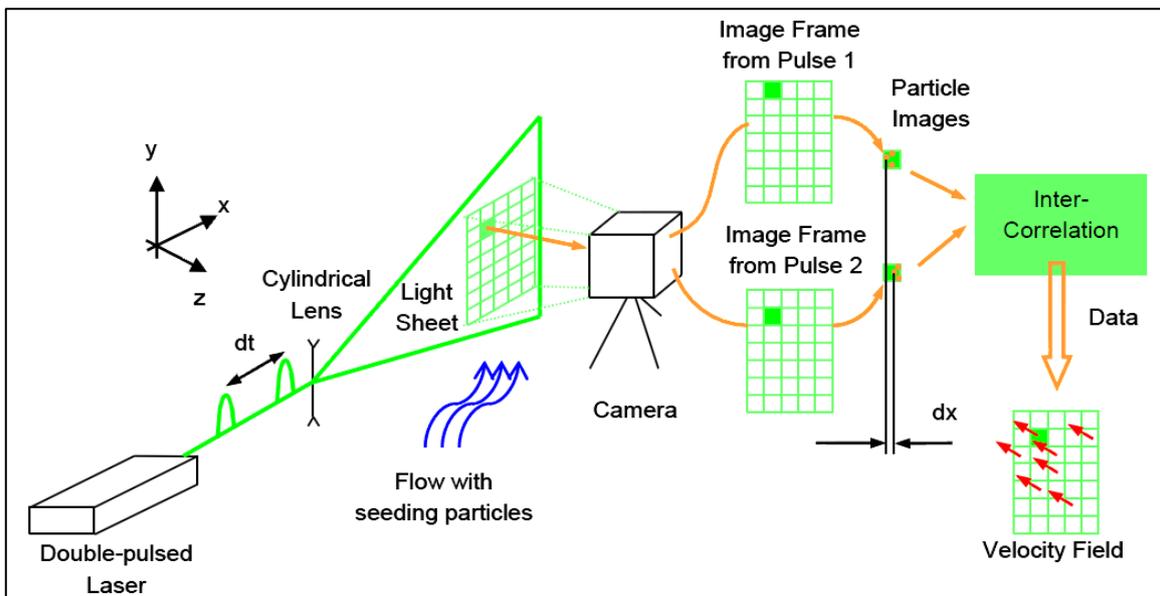


Figure 3.7: Schéma de principe de la PIV. [Lacoste (2002)]

Dans notre étude, nous avons utilisé un laser pulsé Nd :Yag (Quantel CFR 200) à double cavité permettant de générer une nappe laser de longueur d'onde $\lambda_L = 532$ nm, d'épaisseur $e_L = 200$ μm , de durée d'impulsion $I_L = 12$ ns et d'énergie maximale $E_L = 100$ mJ. Le laser a une fréquence de 10 Hz et offre un temps minimal entre les impulsions laser Q_1 et Q_2 de $dt_{\text{Laser-min}} = 2$ μs . La nappe laser obtenue à l'aide d'un système de lentilles anamorphiques est placée parallèlement à l'espace inter-électrode et passe par l'axe de celui-ci. Un miroir réglable placé derrière l'anode, permet de réfléchir la lumière de la nappe laser vers le centre de l'espace inter-électrode qui se trouve dans l'ombre des électrodes elles-mêmes. Il est alors possible d'éclairer tout le champ au voisinage des électrodes.

Les images de diffusion de Mie sont enregistrées par une caméra CCD (Flow Master 3S CCD) de fréquence maximale $f_{\text{cam}} = 8$ Hz et de résolution 1280x1024 pixels placée perpendiculairement à la direction de sortie du jet. Le champ visualisé au-dessus de la section de sortie de l'écoulement est limité à 14x11 mm², ce qui permet une résolution maximale de 11 μm /pixel.

Le post-traitement des images est effectué à l'aide du logiciel DAVIS 7. Le traitement s'effectue par passage successif et depuis des fenêtres d'interrogation de 128x128 pixels pour finir en 32*32 avec 50 % de recouvrement. Le délai entre deux impulsions laser est de 2 μs à 20 μs , suivant les vitesses à mesurer. La précision de mesure de vitesse se situe entre 0,2 et 2 m/s pour la gamme de vitesses explorée entre 0 à 26 m/s.

La capacité des particules d'huile d'ensemencement à décrire fidèlement l'écoulement est un critère important de la précision de mesure. La mesure de granulométrie est réalisée sur le système d'ensemencement par huile de pépin de raisin au moyen de l'Interférométrie Phase Doppler (PDI-200MD) avec une précision de mesure de $\pm 0,5$ μm . Les résultats montrent que les tailles des gouttes obtenues sont globalement inférieures à 5 μm , et sont tout à fait appropriées pour la gamme de mesure de vitesse visée. Le lecteur se référera à l'annexe B.1 pour plus de détail.

La caractérisation de l'écoulement d'air (en l'absence d'électrodes) à différentes vitesses moyennes d'écoulement a permis de mettre en évidence les différentes zones caractéristiques d'un jet plan précédemment mentionnées au paragraphe 3.1. La figure suivante représente un champ de vitesse moyen (a) à $U_{\text{moy}} = 26$ m/s et (b) les fluctuations de vitesse associées. Le champ reporté ici résulte de la concaténation de trois champs acquis à trois hauteurs différentes. Les dimensions du champ correspondent à $L = 100$ mm en largeur et $H = 300$ mm en hauteur.

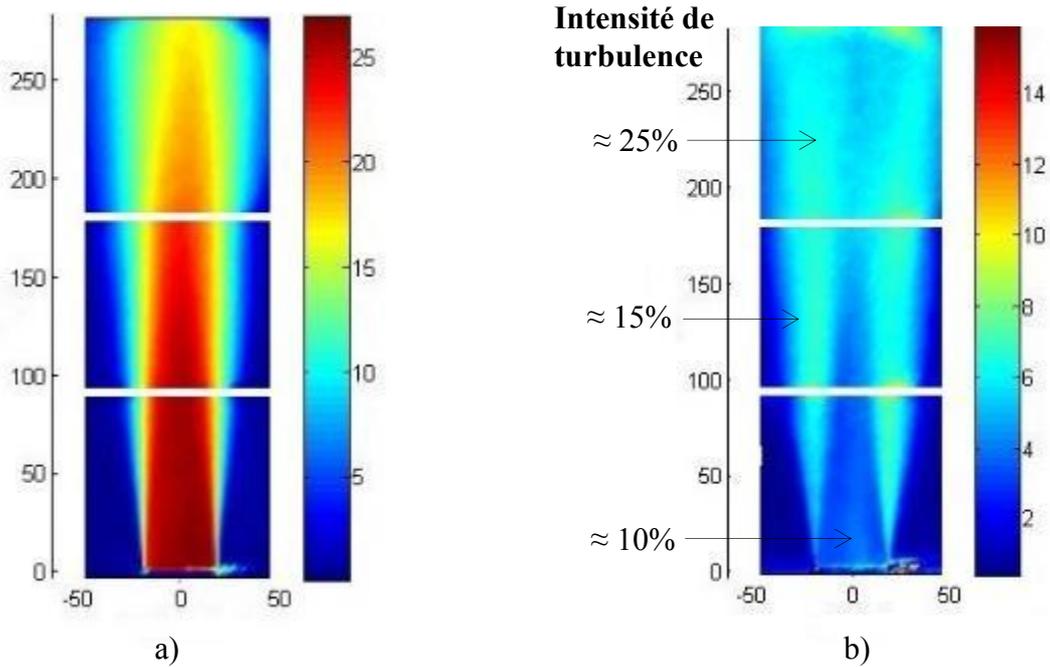


Figure 3.8:Caractéristiques d'un jet plan d'air obtenu par vélocimétrie par image de particules (PIV) en l'absence d'électrodes: a) champ moyen avec $U_{\text{moy}} = 26$ m/s, b) Fluctuations de vitesse u' .

Dans l'exemple présenté, la vitesse moyenne dans le cône potentiel est de 26 m/s. Elle décroît de 10% environ dans la zone de transition et atteint 19 m/s dans la zone de turbulence développée. L'intensité de turbulence est d'environ 10 % dans le cône potentiel. L'intensité de turbulence atteint 15% dans la zone de couche de mélange et atteint 25% dans la zone de turbulence pleinement développée (les vitesses moyennes ayant en revanche diminuées).

Les électrodes sont placées dans les différentes zones de l'écoulement d'air afin d'étudier les interactions plasma-écoulement moyen et plasma-turbulence, phénomènes ayant des temps caractéristiques différents. Pour une décharge donnée, nous pouvons faire varier la vitesse moyenne et/ou l'intensité de turbulence de l'écoulement suivant le point choisi dans l'écoulement et les débits d'air imposés. Le schéma du dispositif expérimental de l'étude de l'interaction plasma-écoulement inerte est décrit ci-dessous.

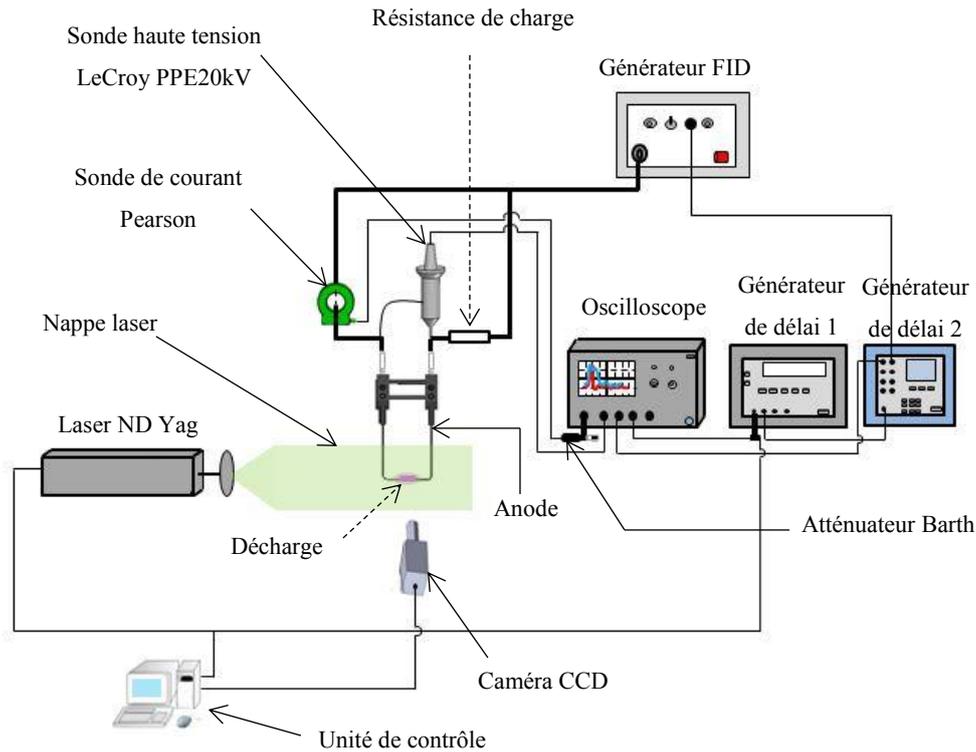


Figure 3.9: Dispositif expérimental de génération de décharges NRP et de mesure PIV

Concernant l'étude de la vitesse de l'écoulement, trois valeurs de vitesse dans le cône potentiel ont été retenues : ($V_1 = 0,2$ m/s, $V_2 = 4.2$ m/s, $V_3 = 26$ m/s). S'agissant de regarder les vitesses induites par les perturbations dues au passage de l'onde de choc générée par la décharge électrique, les délais caractéristiques à considérer après l'application de la (ou des) décharge(s) sont donc $1 \mu s \leq \Delta t \leq 15 \mu s$; s'agissant du comportement de la perturbation due à l'expansion du noyau chaud les délais d'observation sont supérieurs à $15 \mu s$. Le délai " dt_{Laser} " entre les deux impulsions lasers sera également à adapter en fonction de la vitesse du phénomène observé. Pour les phénomènes liés à la propagation de l'onde de choc, " dt_1 " sera de $2 \mu s$ (valeur minimale imposée par notre système), un délai " $dt_1 = 20 \mu s$ " sera considéré pour la phase impliquant l'évolution du noyau chaud créé. Un exemple est donné par la figure 3.10 dans le cas d'un écoulement à très faible vitesse (= $0,2$ m/s).

Cependant, la vitesse de l'onde de choc est très rapide par rapport aux capacités de notre chaise de mesure ($V = 340$ m/s = $340 \mu m/\mu s$ dans les conditions ambiantes). Durant le délai minimal possible avec la chaîne de mesure " $dt_1 = 2 \mu s$ ", l'onde de choc aura parcouru $680 \mu m$ ($61,8$ pixels). La vitesse mesurée selon cette méthode correspond donc à la vitesse moyenne des particules induite sur cette durée. Compte tenu de l'inertie des particules, la vitesse mesurée

par PIV ne représentera pas parfaitement la vitesse matérielle en aval de l'onde de choc du fait du temps de mise en mouvement de la particule et de la moyenne effectuée sur le délai de 2 μs qui est important comparé au temps caractéristique du phénomène physique.

Les fréquences caractéristiques des différents éléments de la chaîne de mesure et des phénomènes mis en jeu étant différentes, il est nécessaire de mettre en place une procédure de synchronisation des différents appareils (laser + caméra + décharge + générateur de délai). Cette procédure est décrite en annexe B.2.

Les premiers résultats issus des mesures PIV dans un écoulement d'air à $V = 0,2 \text{ m/s}$ ont mis en évidence l'onde de choc et le noyau chaud qui se propagent et modifient les conditions aérodynamiques au voisinage des électrodes.

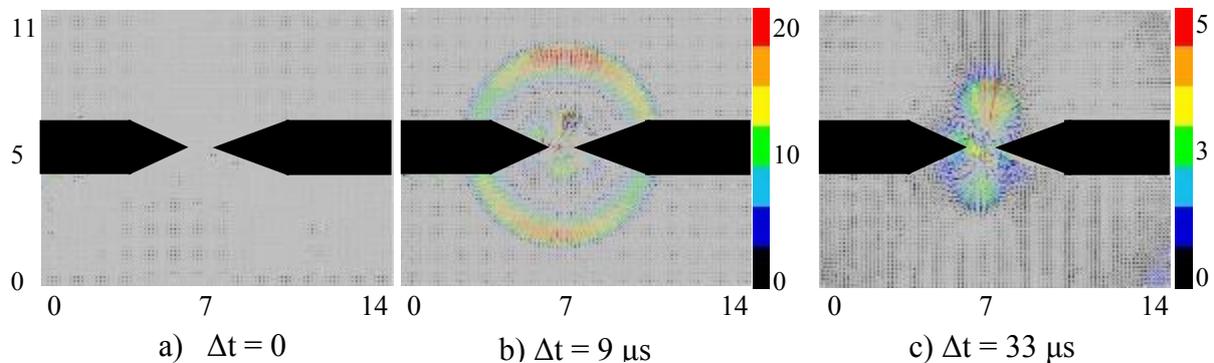


Figure 3.10: Image PIV d'un champ de vitesse après l'application d'une décharge ($E = 1,5\text{mJ}$) dans l'air atmosphérique à $V = 0,2 \text{ m/s}$: a) : $\Delta t = 0 \mu\text{s}$, b) : $\Delta t = 9 \mu\text{s}$, c) : $\Delta t = 33 \mu\text{s}$.

La figure 3.10 (a) représente le champ d'écoulement à $V = 0,2 \text{ m/s}$ n'ayant pas subi de décharge. Lorsque l'on applique une décharge d'énergie $E = 1,5 \text{ mJ}$, l'onde de choc produite (figure 3.10 (b)) se propage jusqu'à sortir du champ d'acquisition. Elle est suivie par le développement du noyau chaud. Les figures 3.10 (b) et figures 3.10 (c) prises respectivement 9 μs et 33 μs après l'application d'une unique décharge montrent une modification locale du champ de vitesse par l'onde de choc et la création du noyau chaud.

3.5 Chimiluminescence

La chimiluminescence est une technique qualitative de visualisation directe, qui permet de capter l'émission spontanée de certaines molécules lorsqu'un filtre approprié est utilisé pour ne sélectionner que les longueurs d'onde souhaitées et représentatives des molécules en

question. La chimiluminescence permet de mettre en évidence qualitativement les phénomènes qui se produisent lors des phases d'allumage et de combustion de mélanges combustibles.

Le montage expérimental est relativement simple à mettre en œuvre. Il comporte une caméra ICCD, des filtres adaptés sont utilisés pour sélectionner la longueur d'onde du radical étudié ($\lambda_{OH^*} = 308$ nm pour le radical OH^* , $\lambda_{CH^*} = 410$ nm pour le radical CH^*). L'image obtenue correspond à l'intégration de l'émission spontanée des radicaux sur la profondeur de champ définie par l'optique de collection utilisée. Le radical CH^* est un bon traceur du front réactif. Pour tracer le front de flamme on s'intéressera donc à la frontière de la zone d'émission.

La chimiluminescence sur le radical OH^* a été utilisée pour caractériser les premiers instants d'allumage et la zone de réaction du front de flamme. Nous avons utilisé une caméra rapide Photron SAZ de résolution 1024×1024 à une fréquence max $f_{SAZ}^{max} = 30$ kHz et un temps d'intégration variable. Un intensificateur Hamamatsu (C10880-03C) est couplé optiquement à la caméra. Outre sa fonction d'intensification, il permet d'imposer un temps de pause de 25 μs et figer ainsi temporellement le signal de chimiluminescence.

Deux bagues allonge BA_1 et BA_2 de longueurs respectives 16 mm et 8 mm sont montées entre l'intensificateur et l'objectif (Bernhard-Halle Nachfl de focale fixe $F_B = 100$ mm, d'ouverture $f/2$ et de largeur de bande [105-405 nm]). Cette configuration a permis de visualiser le champ proche électrodes de 55×55 mm² (taille 768×824 pixels²) correspondant à une résolution de 69 μm /pixels. Enfin, un filtre interférentiel CVI centré à 310 nm avec 10 nm de bande passante permet de collecter spécifiquement l'émission spontanée du radical OH^* . Les courbes de transmission des filtres utilisés sont en annexe B.3.

3.6 Fluorescence induite par plan laser sur le radical OH (PLIF)

La Fluorescence induite par laser (LIF) est très souvent employée pour la détermination de la structure de flamme et/ou la mesure de champs de température dans une flamme. Cette méthode non-intrusive consiste à récupérer l'émission lumineuse d'une molécule suite à l'excitation par rayonnement lumineux, typiquement un laser. L'utilisation d'une nappe laser pour l'excitation, permet l'obtention d'une information bidimensionnelle, on parle alors de fluorescence induite par plan laser (PLIF). Dans notre étude, les visualisations par PLIF seront réalisées sur le radical OH. L'information recueillie qui est donc dans un plan bien défini sera donc un complément de la visualisation par chimiluminescence qui intègre l'information sur la

profondeur de champ optique. Le principe de la PLIF et les caractéristiques des éléments utilisés sont détaillés en annexe B.4. Le lecteur désireux de plus d'informations pourra se référer à [Kohse-Höinghaus (1994) ; Bresson (2000)].

Le schéma de la PLIF OH couplée à de la chimiluminescence OH* rapide est présenté dans la figure suivante.

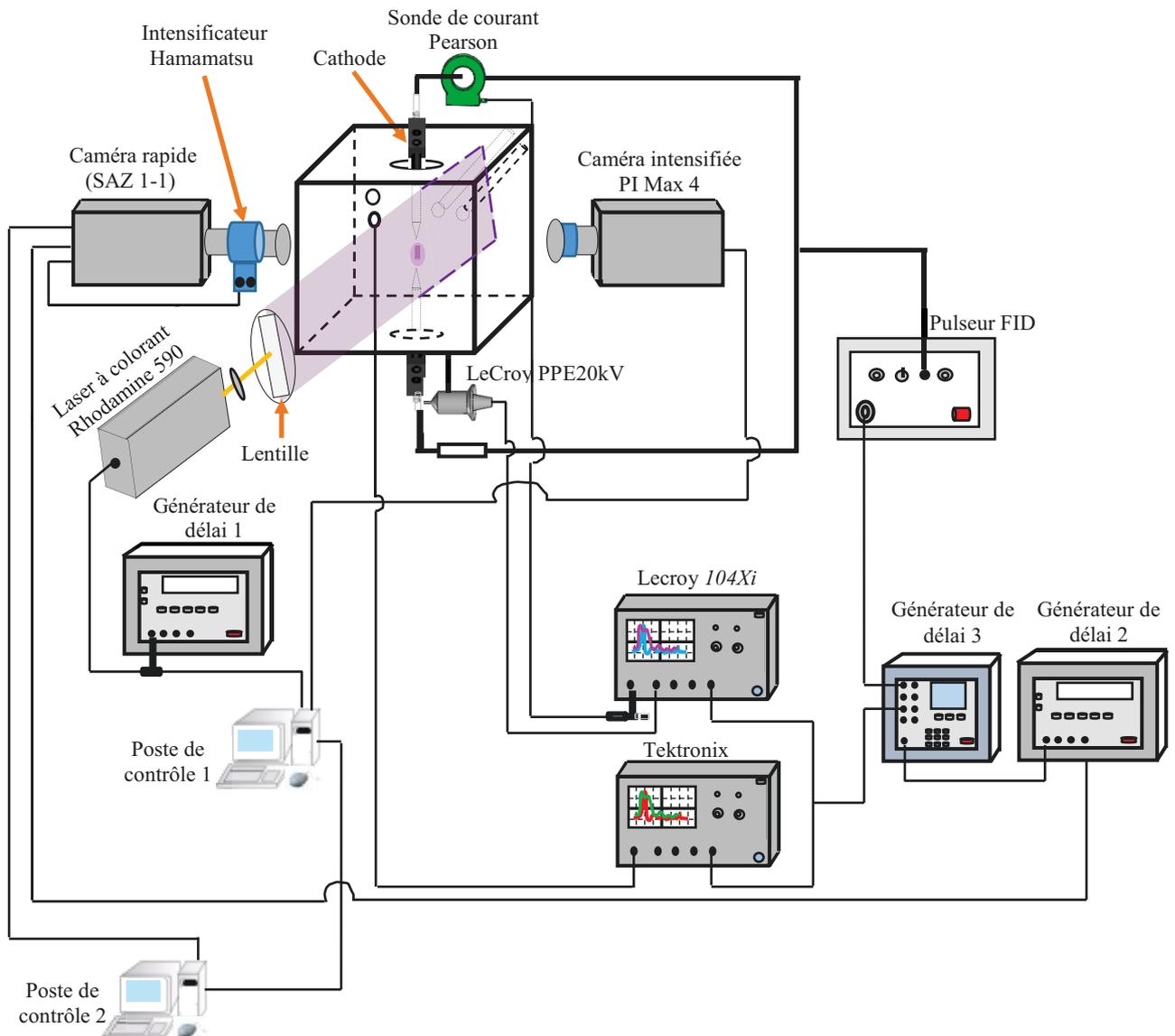


Figure 3.11: Dispositif de PLIF et de chimiluminescence OH simultanée

3.7 Synchronisation de chimiluminescence OH* et PLIF OH simultanées

La chimiluminescence OH* permet de capter le signal d'émission spontanée des radicaux OH* excités par réaction chimique. La chimiluminescence rapide permet également un suivi temporel du développement de flamme. Cependant, la mesure est intégrée le long du trajet optique sur toute la zone de réaction. D'autre part, la fluorescence induite par plan laser permet de détecter le signal de fluorescence du radical OH excité à partir de son état fondamental au moyen d'un laser. La mesure est localisée uniquement sur le plan de mesure et permet d'accéder à des informations relatives à la structure de flamme. Les informations obtenues par combinaison de la chimiluminescence rapide et la PLIF (mono-coup mais dans un plan) sont tout à fait complémentaires, c'est pourquoi ces deux techniques ont été utilisées simultanément sur les radicaux OH* et OH respectivement. La synchronisation est un aspect technique important pour l'analyse qui peut être réalisé à posteriori. Le schéma de synchronisation correspondant est représenté sur la figure 3.12. Le signal top départ provenant du générateur d'impulsion DG₁ est envoyé simultanément au laser à colorant et au poste de contrôle 1 qui pilote la caméra PI-Max 4. Une première image de PLIF OH du volume de mesure avant combustion est réalisée tandis la seconde image est décalée de $T_{PI-Max} = 300$ ms par rapport à la première. Du poste de contrôle 1, un signal de commande est envoyé au poste de contrôle 2 qui pilote la caméra photron SAZ pour la chimiluminescence OH* rapide. Cette dernière est de même fréquence (30 kHz) que la décharge et permet d'enregistrer le film du processus de combustion. La présence de l'intensificateur permet de réduire la fenêtre d'intégration à 23 μ s et d'éviter ainsi l'éblouissement du capteur de la caméra dans les premiers instants de la décharge particulièrement lumineux. Un retard (R_t) par rapport au premier signal top départ est appliqué au niveau du poste de contrôle 2 afin que la première décharge s'opère à un délai (Dly) précis avant la seconde mesure PLIF. En jouant sur ce retard lors des différents essais, nous pouvons effectuer des mesures PLIF OH à différents instants après l'allumage du mélange combustible.

Dans cette configuration, chacune des mesures de chimiluminescence correspond à l'intervalle entre deux décharges consécutives (cas de décharges répétitives). Ceci permet notamment un suivi temporel du OH* lors de chaque décharge.

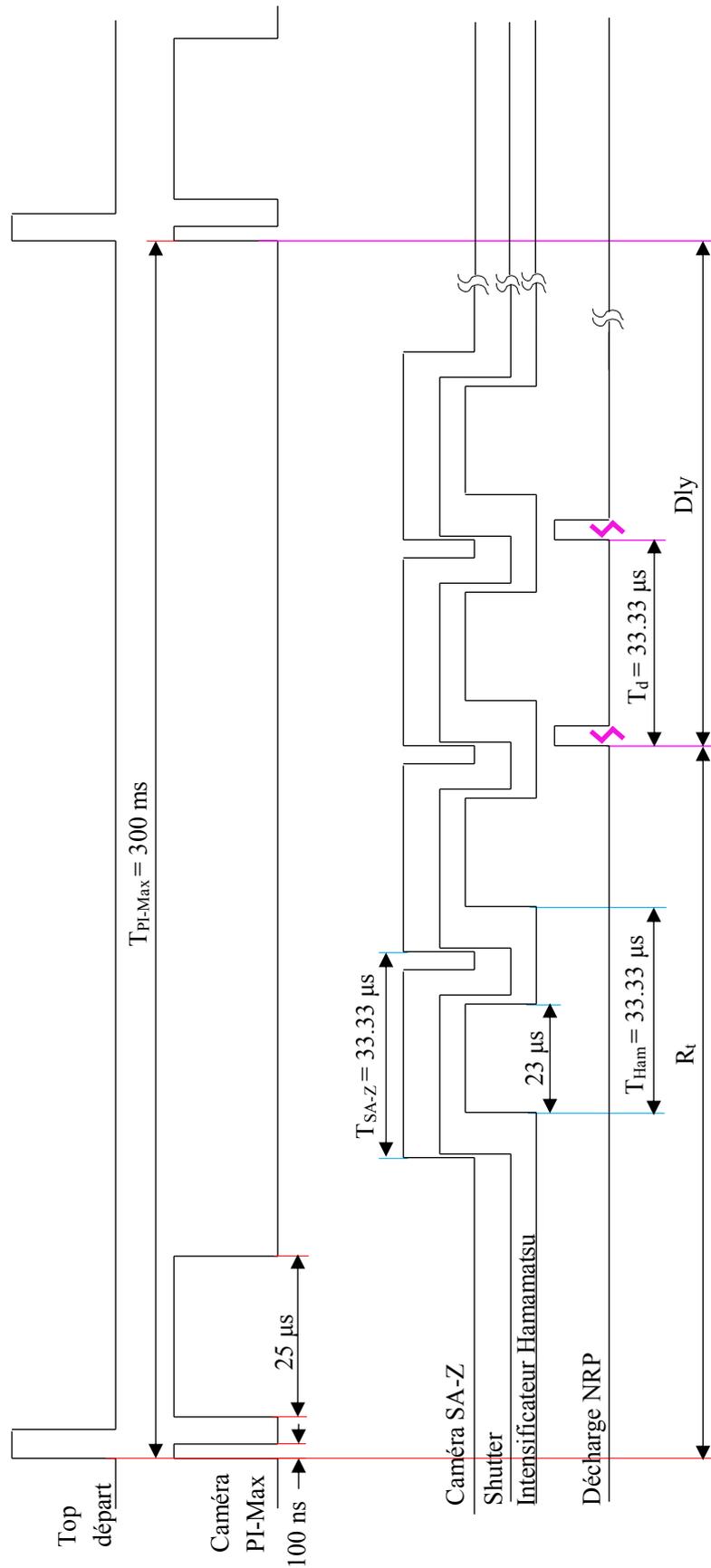


Figure 3.12: Chronogramme de synchronisation de PLIF et chimiluminescence OH simultanées

Un exemple d'image obtenue par PLIF acétone du pré-mélange acétone-air à une pression initiale de 840 mbar est représenté sur la figure 3.13.a ainsi que des images brutes de b) PLIF OH et c) chimiluminescence OH* sont présentées ci-dessous.

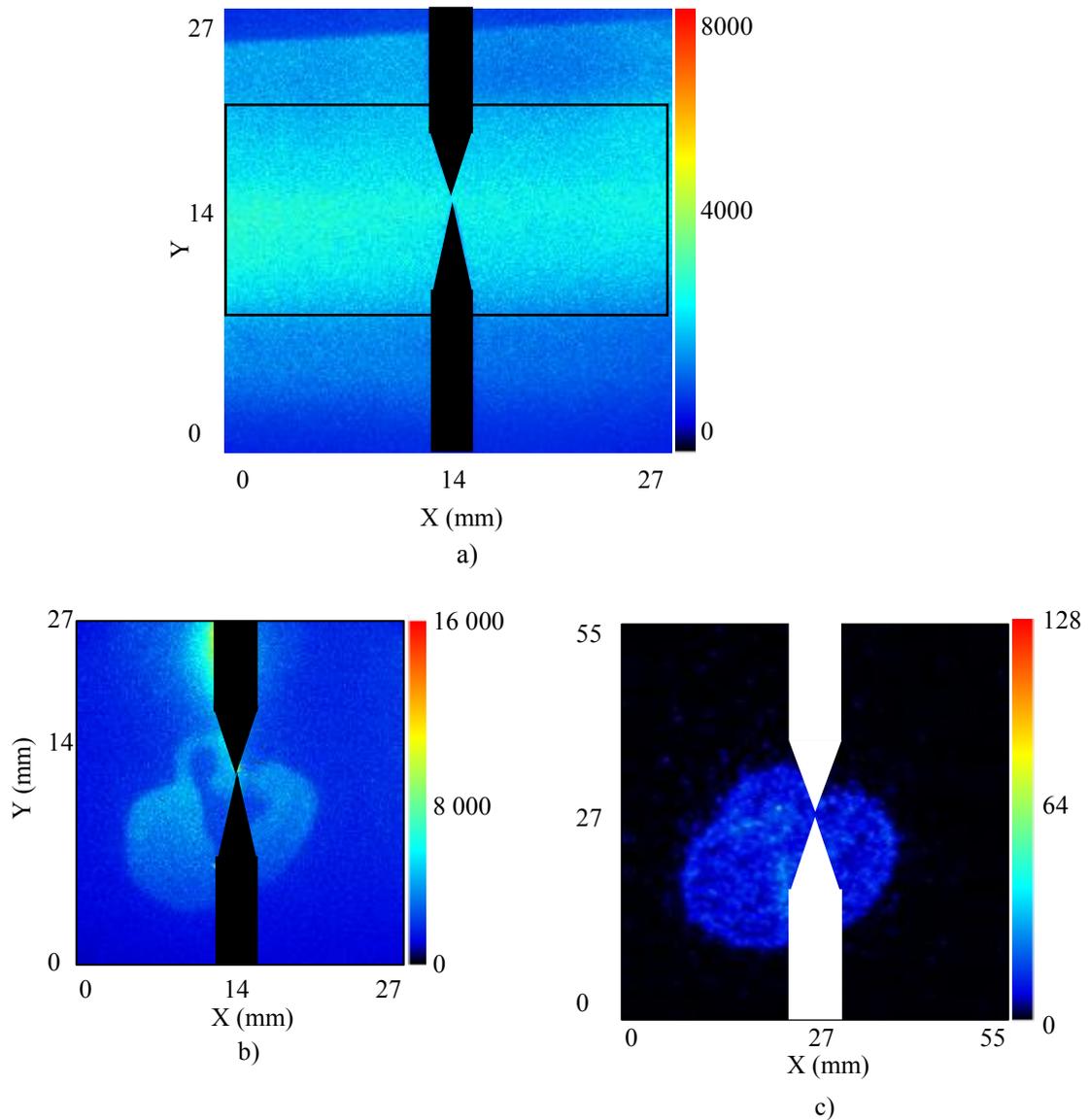


Figure 3.13: Images brutes : a) PLIF acétone, b) PLIF OH et c) chimiluminescence OH*

Avant chaque série d'expériences, des images de PLIF acétone sont prises systématiquement dans l'air pour contrôler l'uniformité de la distribution énergétique de la nappe laser d'excitation et s'assurer que les expériences sont effectuées dans les mêmes conditions. L'intérêt de l'utilisation de l'acétone est qu'elle est peu toxique et possède une

pression de vapeur saturante élevée (228 mbar à 293 K), ce qui permet un ensemencement à concentration élevée. En outre, un large spectre d'absorption (225 à 320 nm) et de fluorescence (350 et 550 nm) est accessible pour des lasers UV pulsés à haute énergie qu'on peut détecter au moyen de caméras CCD. [Thurber et al. (2008)]

Nous pouvons constater que la nappe laser est uniforme dans la zone proche de l'espace inter-électrode. Il faut noter que le niveau d'intensité ne correspond pas au maximum de la nappe laser car la longueur d'onde d'excitation utilisée est celle de la raie $Q_1(6)$ du radical OH et n'est pas forcément accordée à la longueur d'onde optimale d'absorption de l'acétone. Cette stratégie a été adoptée pour sa simplicité et permet qualitativement de contrôler l'uniformité de la nappe. Dans la suite de l'étude, nous allons considérer uniquement les flammes contenues dans le rectangle tracé sur la figure 3.13 (a) pour l'analyse qualitative des images de PLIF OH.

Conclusion

Dans ce chapitre, les dispositifs expérimentaux ont été présentés ainsi que les diagnostics optiques associés. Un écoulement de jet plan est utilisé pour dans le cas de l'interaction plasma-écoulement inerte, et une chambre de combustion à volume constant a été retenue pour l'étude de l'interaction plasma-flamme en régime laminaire et en régime turbulent. Les caractéristiques des décharges NRP ainsi que le mode de calcul de l'énergie électrique déposée ont également été abordés. La technique PIV sera utilisée pour la caractérisation des propriétés aérodynamiques de l'écoulement de jet plan ainsi que les effets hydrodynamiques des décharges NRP. La PLIF OH couplée à la chimiluminescence OH* est mise en œuvre sur la chambre de combustion lors de l'étude l'interaction plasma-flamme. La procédure de synchronisation des différents appareils a été également détaillée.

CHAPITRE 4 : INTERACTION PLASMA- ECOULEMENT INERTE

Chapitre 4 : Interaction plasma-écoulement inerte

Introduction

Dans ce chapitre, nous nous intéressons aux interactions mutuelles entre décharges NRP et un écoulement d'air. A cet effet, nous utilisons le dispositif de l'écoulement de jet plan présenté au chapitre précédent. Dans un premier temps, l'écoulement produit est caractérisé par PIV en l'absence des électrodes utilisées pour générer les décharges. Cette première qualification permet de définir les conditions d'essais qui seront retenues pour l'étude des décharges en écoulement. Enfin, des mesures PIV en présence de décharges NRP permettront d'analyser l'influence des décharges sur l'écoulement et de l'écoulement sur les caractéristiques électriques des décharges.

4.1 Caractérisation de l'écoulement d'un jet plan

Nous avons d'abord caractérisé l'écoulement en l'absence des électrodes pour différentes vitesses (0,2 m/s à 42 m/s) afin d'identifier les différentes zones caractéristiques dans lesquelles nous allons appliquer la décharge. Les figures 4.1 et 4.2 montrent les caractéristiques de l'écoulement d'un jet plan d'air pour deux différentes vitesses ($V_{\text{moy}} = 6,7$ m/s et $V_{\text{moy}} = 26$ m/s). Les champs de vitesse sont obtenus par moyenne sur 500 champs instantanés. La dimension du champ de la caméra accessible est de 10×10 cm². Pour caractériser l'écoulement sur 30 cm de hauteur, nous avons procédé à une caractérisation par zones successives de 10×10 cm². Le trait blanc sur les images correspond aux zones de recouvrement en hauteur entre les différents champs où il peut y avoir des effets de bord.

Un programme Matlab de traitement des images brutes est développé pour extraire les champs moyens et fluctuants de l'écoulement. Les Figure 4.1: Caractéristiques de l'écoulement pour a) vitesse moyenne $V_{\text{moy}} = 6,7$ m/s et b) fluctuation de vitesse u' (m/s) et Figure 4.2: Caractéristiques de l'écoulement pour a) vitesse moyenne $V_{\text{moy}} = 26$ m/s et b) fluctuation de vitesse u' (m/s) représentent les champs de vitesse obtenus pour des vitesses moyennes d'écoulement $V_{\text{moy}} = 6,7$ m/s et $V_{\text{moy}} = 26$ m/ ainsi que les fluctuations de vitesse associées.

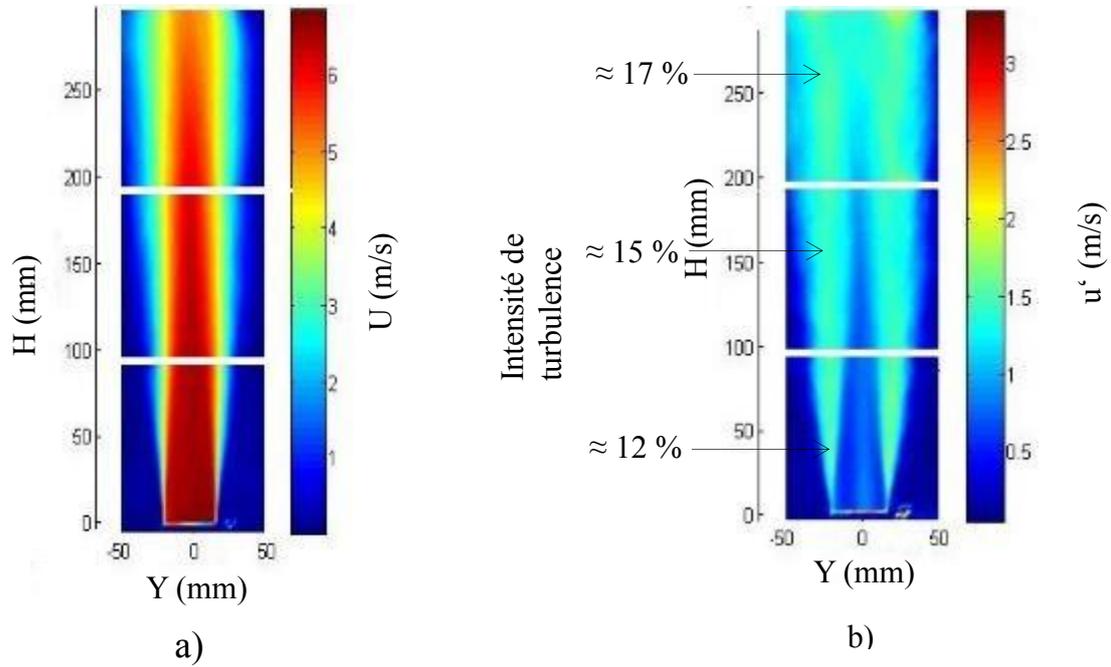


Figure 4.1: Caractéristiques de l'écoulement pour a) vitesse moyenne $V_{\text{moy}} = 6,7$ m/s et b) fluctuation de vitesse u' (m/s)

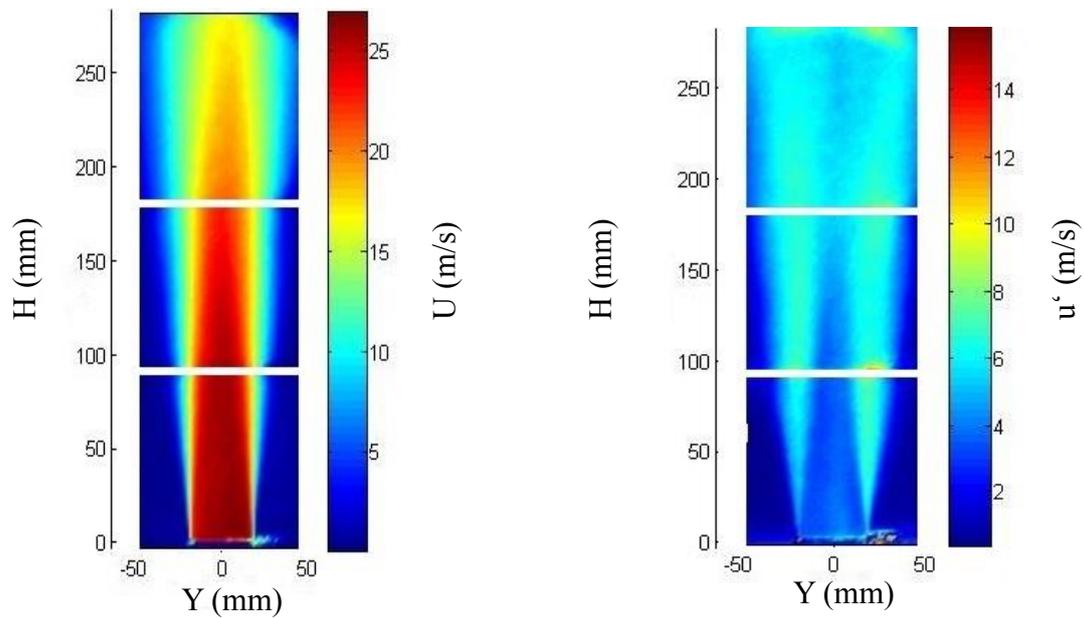


Figure 4.2: Caractéristiques de l'écoulement pour a) vitesse moyenne $V_{\text{moy}} = 26$ m/s et b) fluctuation de vitesse u' (m/s)

Les différentes zones caractéristiques du jet plan apparaissent clairement dans ces champs. La longueur du cône potentiel est estimée à $L_C = 170$ mm pour $V_{moy} = 6,7$ m/s et augmente légèrement avec la vitesse. La turbulence pleinement développée est atteinte au-delà de $H = 200$ mm. Pour des vitesses d'écoulement de 1 m/s à 41 m/s, les fluctuations de vitesse s'étendent de 1 m/s à 14 m/s. Les intensités de turbulence correspondantes se situent entre 3 % et 25 % et sont maximales au niveau des zones de cisaillement entre l'écoulement et l'air ambiant au repos. Par conséquent, nous pouvons placer les électrodes dans différentes régions en fonction des conditions aérodynamiques souhaitées. Il suffit pour cela de localiser la région à l'aide d'un traitement sous Matlab et de déplacer les électrodes vers l'endroit souhaité au moyen du dispositif de déplacement micrométrique.

La figure 4.3 représente la variation des fluctuations de vitesse dans le jet pour une gamme de vitesse moyenne d'écoulement comprise entre 6,7 m/s et 41 m/s.

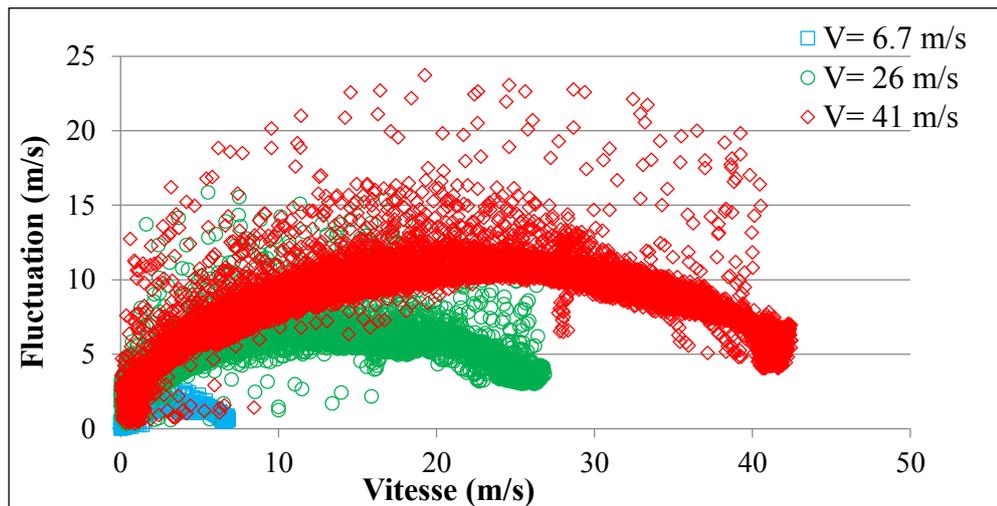


Figure 4.3: Fluctuations de vitesse en fonction de la vitesse pour différentes vitesses moyennes d'écoulement :

Pour de faibles vitesses moyennes, on peut constater que la fluctuation demeure faible, de l'ordre de 1,4 m/s. L'intensité de turbulence maximale est alors de 17 % environ. Lorsqu'on augmente la vitesse moyenne d'écoulement à 26 m/s ou 41 m/s, l'intensité de turbulence croit en conséquence et peut atteindre 25 %. La figure 4.3 permet de choisir la zone dans laquelle nous placerons les électrodes en fonction de la vitesse moyenne et de l'intensité de turbulence

recherchées. Ainsi, pour une vitesse moyenne d'écoulement donnée, nous pouvons étudier l'influence mutuelle de la turbulence et des caractéristiques de la décharge. Pour cela, il suffit pour chaque vitesse moyenne donnée de placer les électrodes dans la zone correspondant aux mêmes conditions aérodynamiques. Nous pouvons également fixer une intensité (fluctuation) de turbulence et varier la vitesse moyenne d'écoulement. L'intérêt de ces études paramétriques est d'isoler un paramètre afin de mieux comprendre son influence lors de l'interaction plasma-écoulement et plus tard lors de l'interaction plasma-flamme.

Les points isolés sur la figure 4.3 correspondent à des régions de l'écoulement où les effets de bords sont importants. Par conséquent, ils ne seront pas pris en compte lors du choix des régions où l'on va placer les électrodes.

4.2 Effets hydrodynamiques des décharges NRP

Pour caractériser les effets hydrodynamiques des décharges NRP, les électrodes sont placées à une hauteur de 14 mm au sein du cône potentiel d'un écoulement à très faible vitesse ($V \approx 0,2$ m/s). C'est la vitesse minimale permettant d'obtenir un écoulement ensemené uniforme et d'enregistrer des images facilement traitables. Les champs de vitesse obtenus par PIV sont pris à différents instants après une unique décharge d'énergie environ égale à 1,6 mJ. Selon l'instant d'acquisition, le phénomène physique observé varie.

4.2.1 Influence de l'ensemencement

Avant de mettre en évidence les effets hydrodynamiques des décharges nanosecondes, il convient de vérifier le comportement des caractéristiques électriques de ces décharges lorsqu'on ensemece l'écoulement par des particules d'huile de pépin de raisin. Pour cela, nous avons réalisé des expériences dans les mêmes conditions en absence et en présence d'ensemencement et enregistré les caractéristiques électriques des décharges. Une unique décharge est appliquée dans écoulement d'air de vitesse $V = 0,2$ m/s aux conditions atmosphériques. L'espace inter-électrode est fixée à 1 mm, la tension à 10kV. Les courbes obtenues dans les deux cas sont tracées sur la figure 4.4. Les essais étant reproductibles, une seule de chaque cas est tracée.

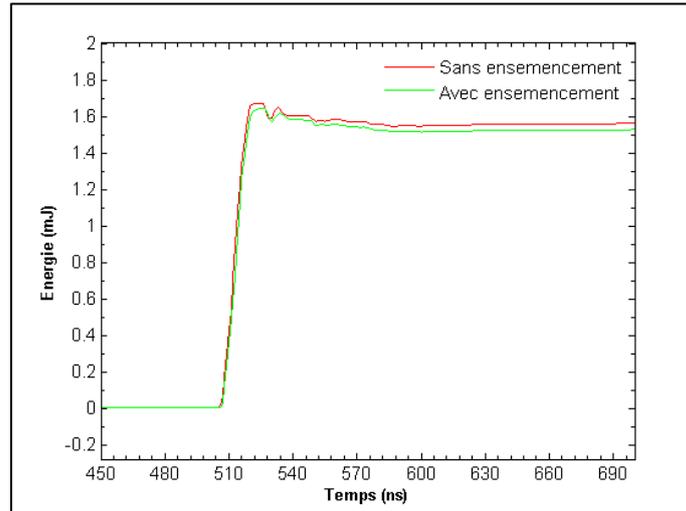


Figure 4.4: Energie de la décharge en fonction de l'ensemencement. $V_{\text{air}} = 0,2 \text{ m/s}$, $P_{\text{air}} = 1 \text{ bar}$, $T_{\text{air}} = 293 \text{ K}$, espace inter-électrode = 1 mm, 1 décharge, $R = 50 \Omega$

On remarque aisément que les énergies sont très proches (environ 1.6 mJ), suggérant que les caractéristiques électriques (courant, tension, énergies) de la décharge ne sont pas affectées par la présence des gouttelettes d'huile d'ensemencement. En conséquence, l'ensemencement n'a pas d'influence sur l'énergie déposée par la décharge.

4.2.2 Onde de choc produite par les décharges NRP

Lorsqu'on applique une décharge aux bornes de deux électrodes dans un milieu gazeux, le dépôt intense et instantané d'une grande énergie dans un volume réduit provoque l'expansion du gaz sous forme d'onde de pression. Initialement cylindrique, cette onde devient sphérique au bout de 500 ns [Da Xu (2013)] et se propage. Lors de son déplacement, l'onde de choc interagit avec le milieu ambiant, principalement dans la région proche électrode.

Pour une vitesse d'écoulement de l'ordre de 0,2 m/s, nous avons appliqué une décharge d'énergie 1,5 mJ sous 10 kV d'amplitude aux bornes d'électrodes espacées de 1 mm disposées en configuration horizontales. Nous avons ensuite enregistré des images PIV à différents délais après la décharge afin d'étudier la propagation temporelle de l'onde de choc. Le délai entre deux images PIV est de 2 μs . C'est le délai minimal accessible sur notre installation. Ainsi, la vitesse estimée par PIV correspond à une vitesse moyenne spatiale et temporelle non à la vitesse instantanée de l'onde de choc.

Un exemple de champs de vitesse instantané obtenu par PIV est représenté ci-dessous. Ils correspondent à $9 \mu\text{s}$ après l'application d'une décharge d'énergie $1,43 \text{ mJ}$ dans un écoulement à $V = 0,2 \text{ m/s}$. La forme générale de l'onde de choc est conservée mais présente une variation statistique d'amplitude de vitesse en fonction des essais. Ceci est relié à la variation d'énergie d'une décharge à une autre observée lors des différents essais (entre $0,9$ et $1,43 \text{ mJ}$). On peut également remarquer l'absence de vecteur-vitesse au centre de l'espace inter-électrode qui peut être expliquée par l'évaporation des particules d'huile d'ensemencement compte tenu de l'énergie apportée, de la température résultante supérieure à la température de vaporisation et également de la faible densité de particules dans cette zone à cet instant.

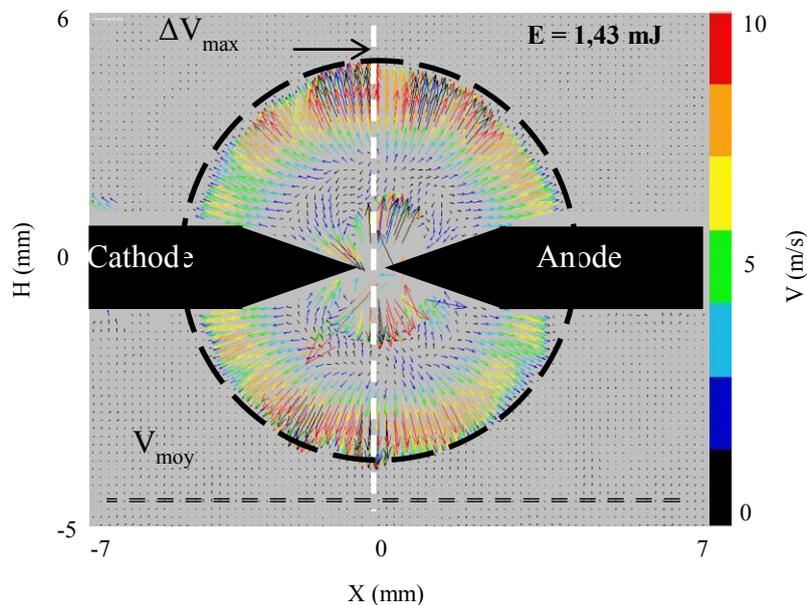


Figure 4.5: Images PIV instantanée $9 \mu\text{s}$ après l'application d'une unique décharge d'énergie $E = 1,43 \text{ mJ}$ dans un écoulement à $V = 0,2 \text{ m/s}$. $T_{\text{air}} = 293 \text{ K}$, $P_{\text{air}} = 1 \text{ bar}$.

L'onde de choc est supposée de forme sphérique dont le centre de la sphère correspond au milieu de l'espace inter-électrode. L'intersection de la nappe laser et de la sphère définit un disque dont l'amplitude de vitesse (ΔV_{max}) et le diamètre (D_{max}) définissent la variation de vitesse due à l'onde de choc. Le centre de l'espace inter-électrode est pris comme référence et le sens positif est orienté vers le haut.

Lorsque l'on applique la décharge, l'onde de choc qui en résulte est localisée à différents endroits en fonction du délai auquel le champ de vitesse est mesuré, modifiant continûment les

caractéristiques aérodynamiques du milieu. L'onde de choc étant suivie d'une onde de détente, ce couple d'onde génère un écoulement centrifuge le long des électrodes et qui se superpose avec l'écoulement du jet principal. L'écoulement est ainsi accéléré dans la zone située au-dessus des électrodes ralenti dans la zone située en-dessous. Le sens de l'écoulement en sortie du jet est du bas vers le haut (de gauche à droite sur le profil radial).

La figure 4.6 montre le profil temporel de l'amplitude de la variation de vitesse due à l'onde choc selon l'axe Z. Il est obtenu en moyennant sur trois lignes de pixels autour du centre de l'espace inter-électrodes. Les résultats obtenus correspondent à une moyenne effectuée sur 15 essais instantanés pour chaque délai.

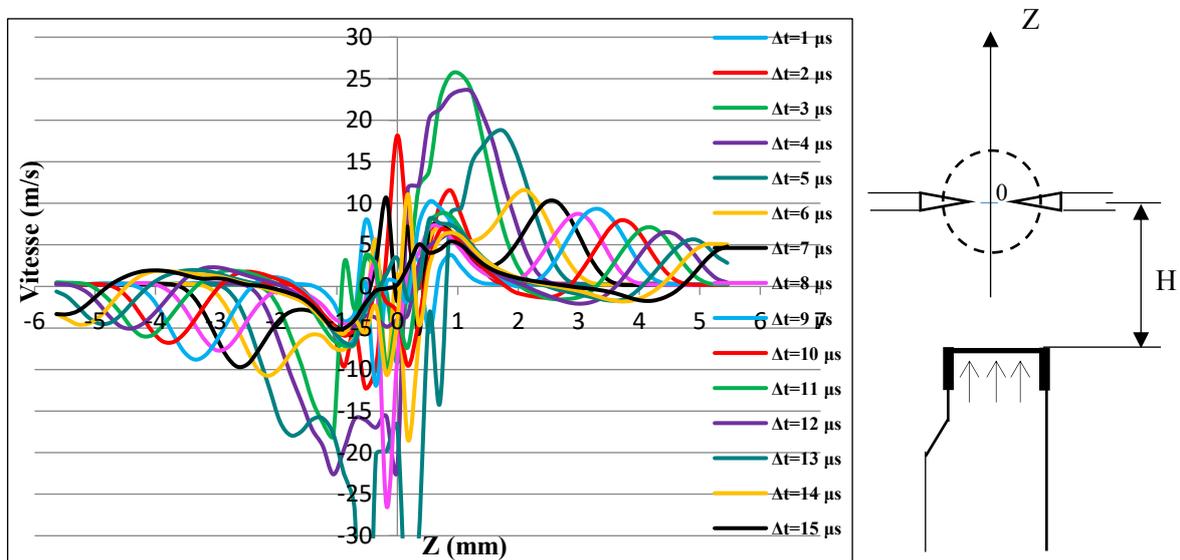


Figure 4.6: Profil radial temporel de la variation de vitesse générée par l'onde de choc résultant de l'application de la 1ère décharge d'énergie $E = 1,5$ mJ dans un écoulement à $V = 0,2$ m/s : $\Delta t = 1$ à 15 μ s, $H = 14$ mm. Chaque profil correspond à une moyenne effectuée sur 15 essais.

Dans les premiers instants suivant l'application de la décharge, l'amplitude de la variation de vitesse est élevée (de l'ordre de 26 m/s après 3 μ s). Elle décroît progressivement pour atteindre 5 m/s environ vers 15 μ s. Au-delà de 15 μ s, le maximum de l'amplitude sort de notre zone de mesure. Les oscillations au niveau de l'espace inter-électrode (entre -0.5 et 0.5 mm) qui apparaissent sur les profils radiaux de vitesse sont liées à la présence du noyau chaud qui perturbe le champ de vitesse et à l'absence de particules d'huile.

L'amortissement de l'amplitude de l'onde de choc est aisément mis en évidence lorsque l'on trace la courbe de l'évolution de l'amplitude maximale de la variation de vitesse en fonction du temps (cf. figure 4.7).

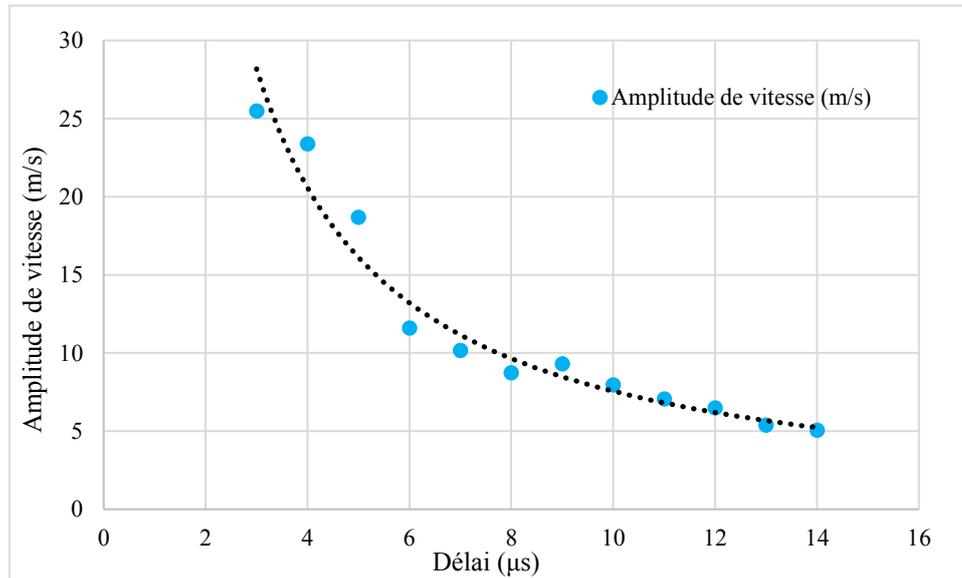


Figure 4.7: Evolution temporelle de l'amplitude maximale de la variation de vitesse due à l'onde de choc dans un écoulement à $V = 0,2$ m/s. $E = 1,5$ mJ, $T_{\text{air}} = 293$ K, $P_{\text{air}} = 1$ bar

Le profil temporel du rayon (R_{max}) de l'amplitude maximale de vitesse en fonction du temps montre une évolution quasi linéaire du rayon de l'onde de choc à partir de 4 μs. Le plateau sur la courbe (les points correspondant aux premiers instants jusqu'à 4 μs) est lié aux incertitudes de mesures. Le coefficient de la courbe de tendance est d'environ 366 m/s, valeur très proche de la vitesse du son dans l'air à $T = 293$ K et pression atmosphérique qui est de 347 m/s, soit une différence de 5%. Ceci confirme l'évolution sonique de l'onde de choc produite par la décharge nanoseconde répétitive aux distances mesurées.

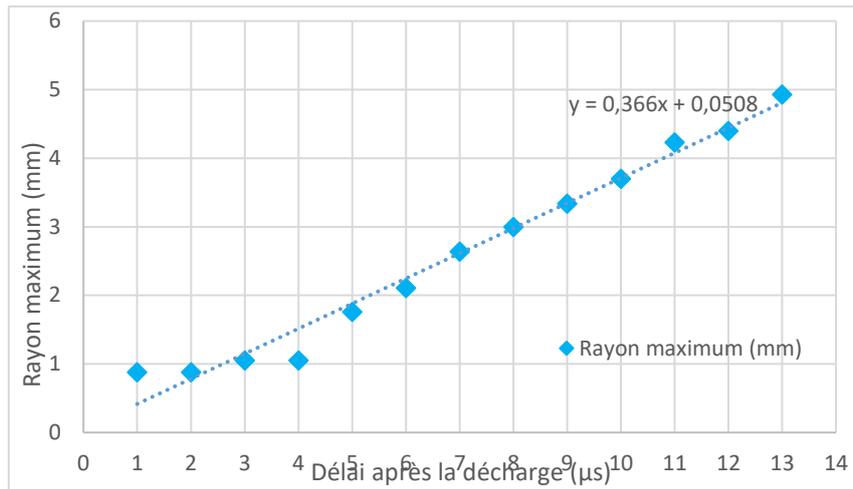
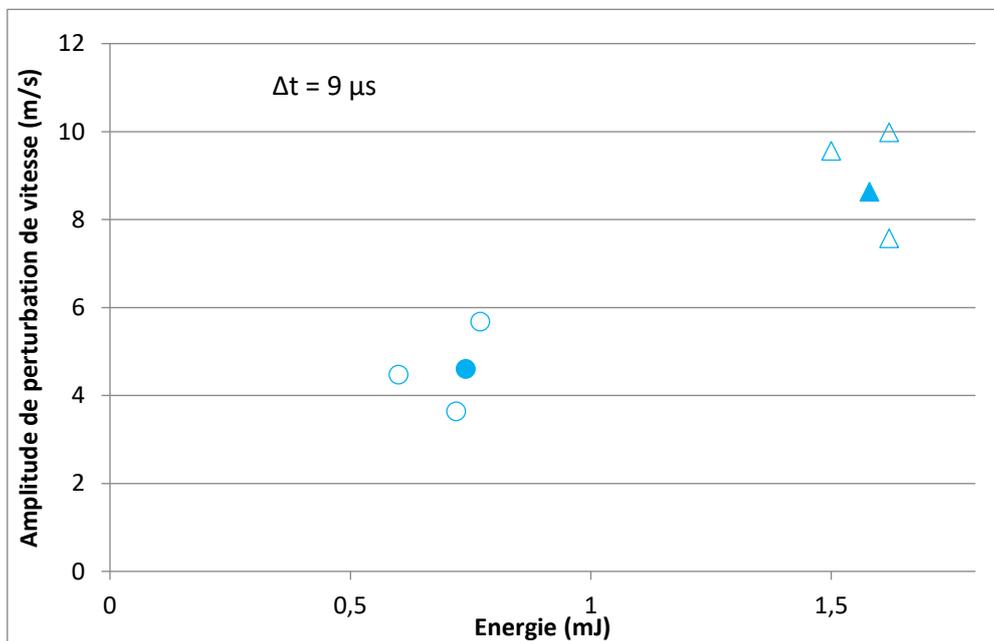


Figure 4.8: Evolution temporelle du rayon maximum de la variation de vitesse due à l'onde de choc dans un écoulement à $V = 0,2 \text{ m/s}$, $E = 1,5 \text{ mJ}$, $T_{\text{air}} = 293 \text{ K}$, $P_{\text{air}} = 1 \text{ bar}$.

La variation de l'amplitude maximale et du diamètre maximum de la variation de vitesse sont tracés respectivement sur la figure 4.9 (a) et figure 4.9 (b) en fonction de l'énergie déposée dans un écoulement à faible vitesse $V = 0,2 \text{ m/s}$. La variation de l'énergie est obtenue par multiplication du nombre de décharges. Le temps considéré correspond à $\Delta t = 9 \mu\text{s}$ après le dépôt d'énergie. Ce temps correspond à la phase de propagation sonore de l'onde.



a)

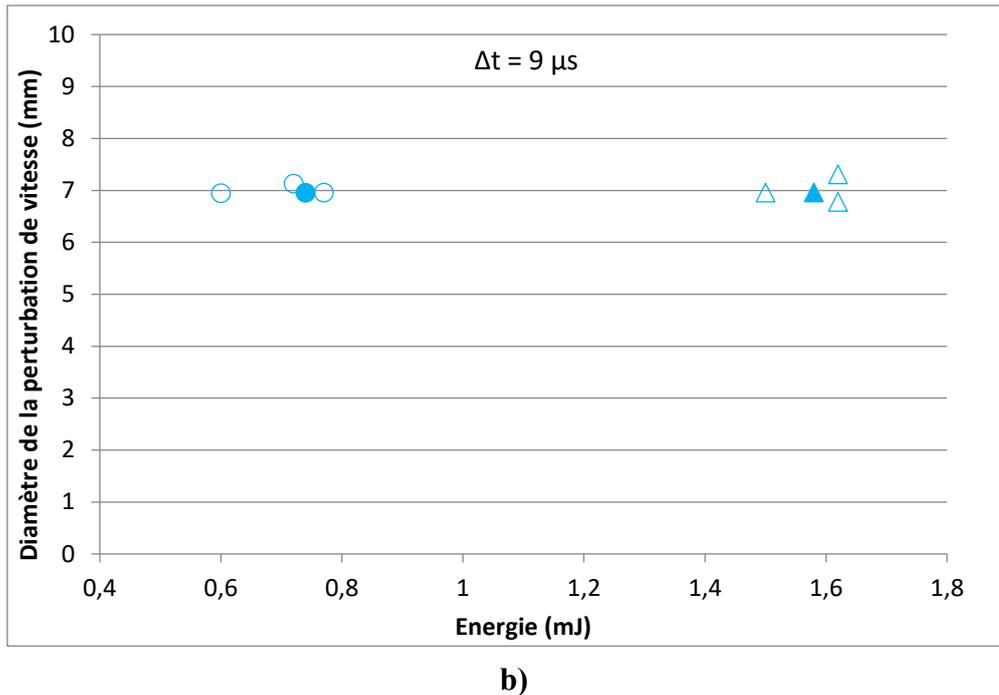


Figure 4.9: Caractéristiques de la variation de vitesse due à l'onde de choc de la décharge en fonction de l'énergie déposée : a) Amplitude maximale de vitesse et b) Diamètre maximum. $V_{moy} = 0,2 \text{ m/s}$, $\Delta t = 9 \mu s$.

L'amplitude de la variation de vitesse augmente avec l'énergie déposée. L'énergie de la 2ème décharge est toujours inférieure à celle de la première. Le diamètre maximum de la perturbation de vitesse est indépendant de l'énergie déposée. En effet, le temps considéré ($\Delta t = 9 \mu s$) correspond à la phase de propagation sonore de l'onde. Les essais présentent une dispersion dont l'origine est la nature stochastique de la décharge qui ne s'effectue pas toujours au même point des électrodes.

4.2.3 Noyau chaud produit par les décharges NRP

En analysant les images PIV pour les différentes décharges, nous constatons l'apparition d'une modification du champ aérodynamique liée à l'absence de particules au niveau de l'espace inter-électrode à partir de $\Delta t = 7 \mu s$ après la première décharge. Cette modification de plus en plus intense avec le temps affecte une zone de plus en plus large. Nous avons tracé sur la figure 4.10, le profil radial de la variation de vitesse obtenue à $\Delta t = 33 \mu s$ après la première décharge, l'écoulement du jet ayant une vitesse amont $V=0,2 \text{ m/s}$. L'amplitude de vitesse atteint $1,6 \text{ m/s}$. Cet effet résiduel correspond au noyau chaud du plasma qui se développe. Il faut noter

que ce délai correspond à l'instant où la seconde décharge va être appliquée dans le cas des décharges répétitives de fréquence 30 kHz.

Les décharges suivantes vont donc être appliquées dans un milieu différent, déjà modifié d'un point de vue température et aérodynamique par la première décharge. Ceci conduit potentiellement à l'apparition de fluctuations et d'instabilités susceptibles de modifier le comportement des décharges successives et par conséquent les conditions aérodynamiques également.

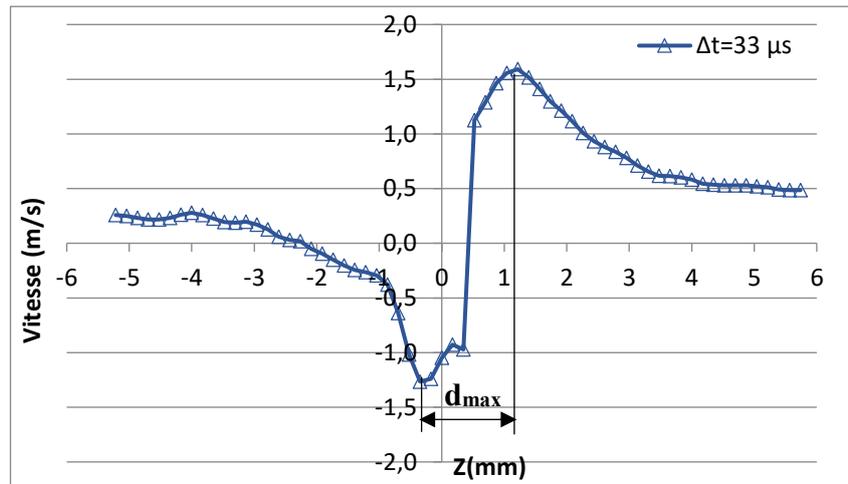
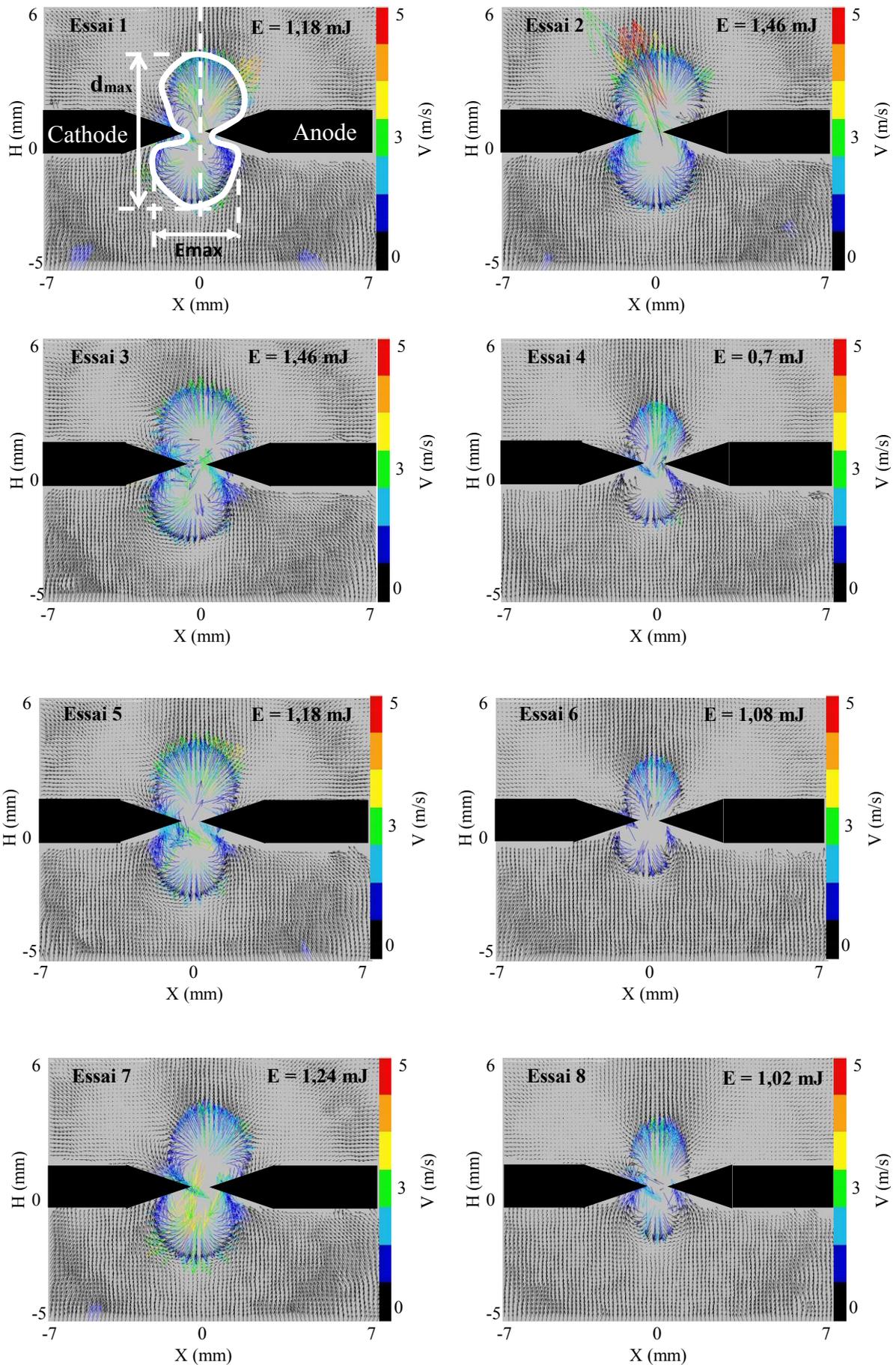


Figure 4.10: Profil radial de la variation de vitesse générée par l'onde de choc résultant de l'application de la 1ère décharge d'énergie $E = 1,5$ mJ dans un écoulement à $V = 0,2$ m/s : $\Delta t = 33 \mu s$. Le profil correspond à une moyenne effectuée sur 15 essais.

Nous avons caractérisé le comportement du noyau chaud en fonction du temps pour une unique décharge d'énergie 1,5 mJ environ et dans un écoulement de vitesse $V = 0,2$ m/s. D'un essai à un autre, chaque décharge et par conséquent le noyau chaud s'établit différemment, les décharges ne sont donc pas rigoureusement reproductibles. Les images PIV (cf. figure 4.11) de 15 essais instantanés enregistrées à $\Delta t = 33 \mu s$ après une décharge représentent une coupe transversale du noyau chaud formé par la décharge. Ce noyau est caractérisé par son diamètre (d_{max}), déterminé à partir des valeurs maximales et minimales du profil de vitesse, et son épaisseur (E_{max}). Globalement, la forme torique du noyau chaud est reproductible indépendamment des fluctuations d'énergie en fonction de l'essai, par contre le diamètre varie.



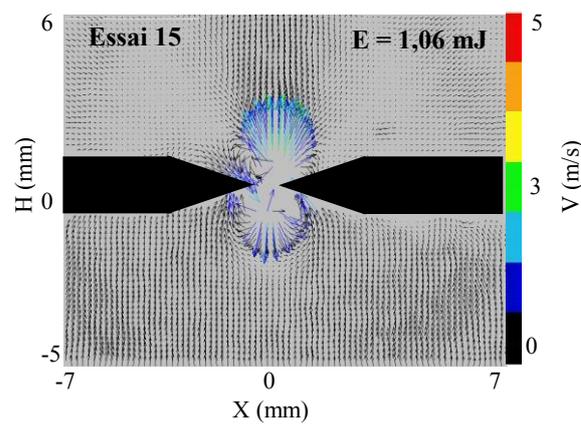
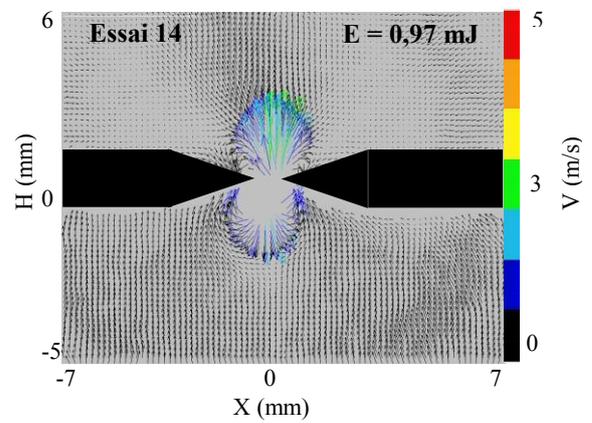
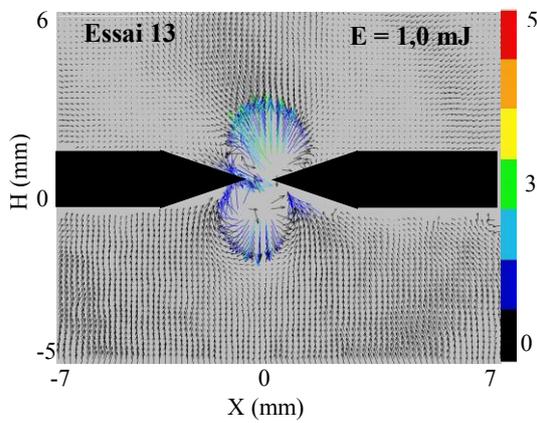
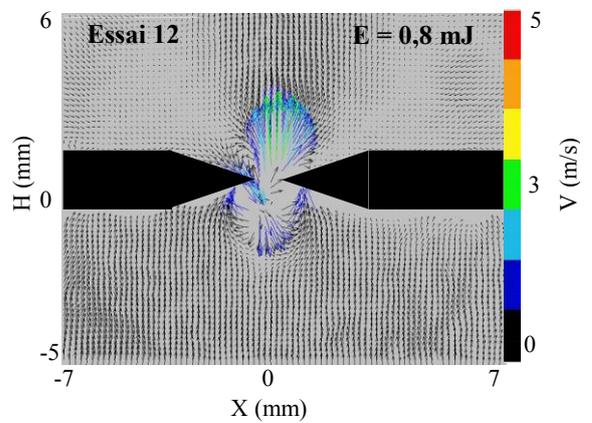
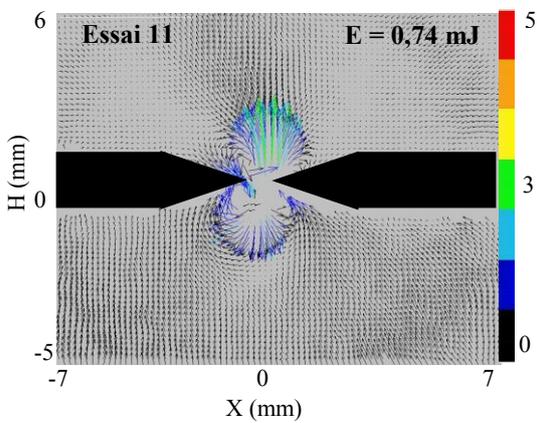
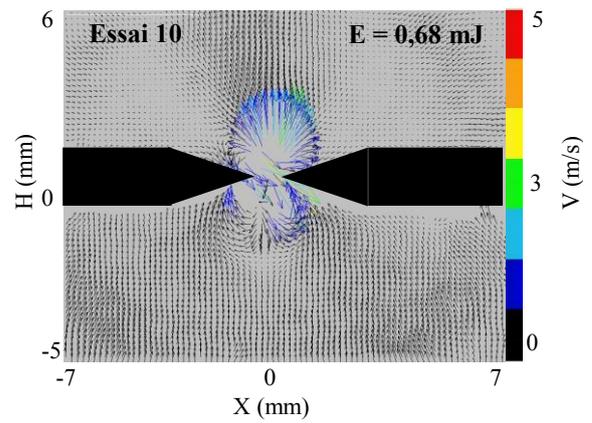
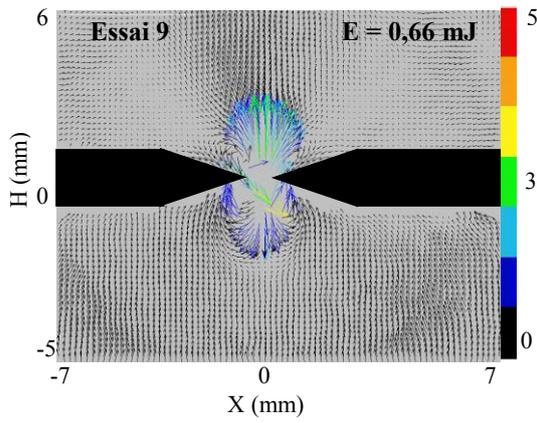
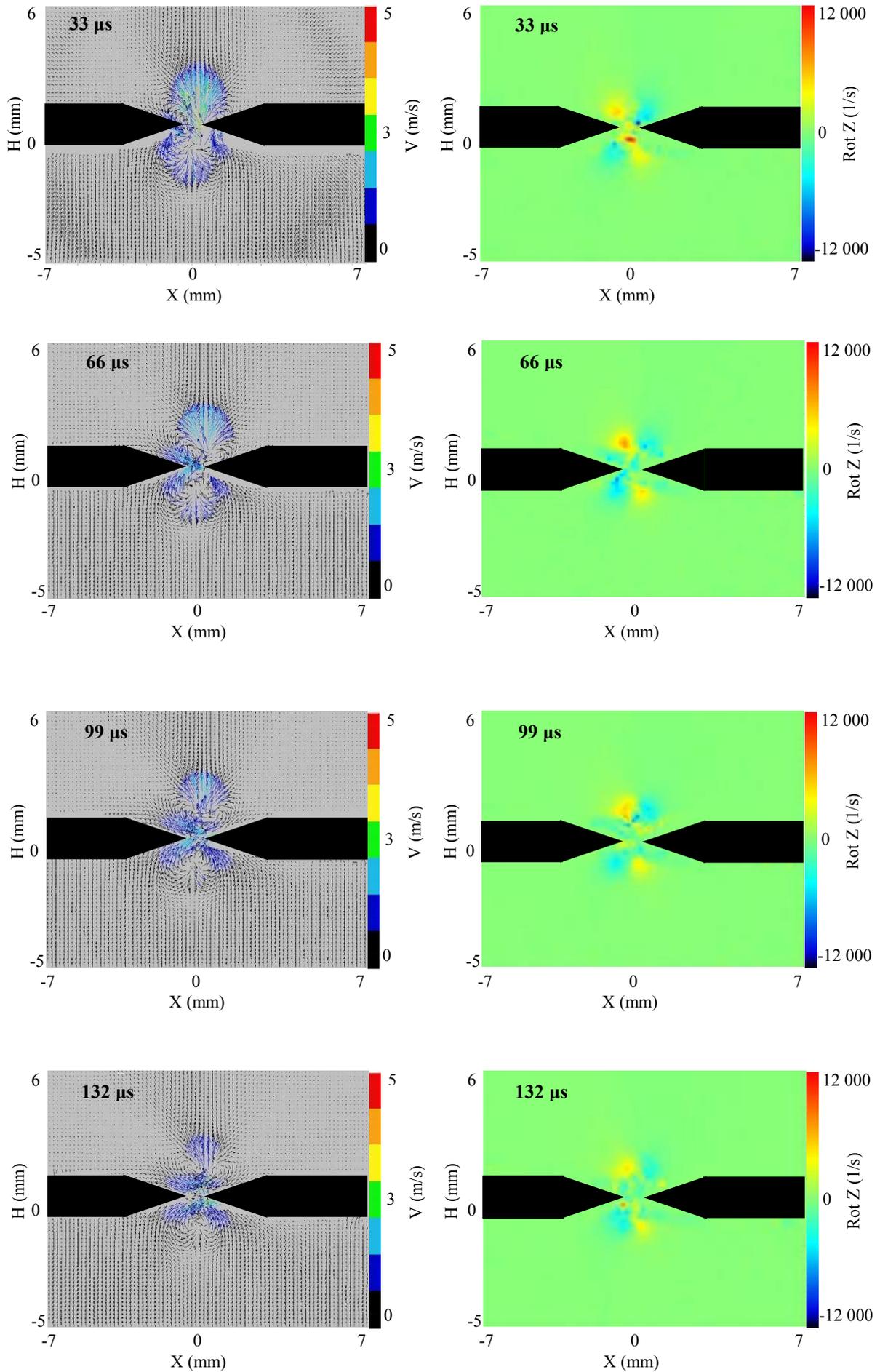


Figure 4.11: Essais instantanées (15 essais) du champ de vitesse perturbé par le noyau chaud après l'application d'une unique décharge dans un écoulement à $V_{\text{moy}} = 0,2 \text{ m/s}$. $E = 1,5 \text{ mJ}$, $\Delta t = 33 \text{ }\mu\text{s}$, $T_{\text{air}} = 293 \text{ K}$, $P_{\text{air}} = 1 \text{ bar}$.

Nous avons choisi des délais ($\Delta t = 33 \text{ }\mu\text{s}$, $\Delta t = 66 \text{ }\mu\text{s}$, $\Delta t = 99 \text{ }\mu\text{s}$, ...) après la décharge. Ces délais représentent des multiples de la période des décharges lorsque les décharges répétitives sont considérées et correspondent respectivement aux instants de décharges de ces multi-décharges. A $\Delta t = 33 \text{ }\mu\text{s}$ sur la figure 4.12, la modification du champ de vitesse par le noyau chaud est plus importante pour la partie supérieure que pour la partie inférieure. Cet effet persiste jusqu'à $\Delta t = 99 \text{ }\mu\text{s}$ après la décharge, mais avec une amplitude plus faible. Au-delà de $\Delta t = 99 \text{ }\mu\text{s}$, la forme du noyau change et perd de sa cohérence spatiale. La vorticité se dissipe progressivement et le milieu redevient à l'équilibre au bout d'une 1 ms.

La transition de l'onde de choc de la forme cylindrique à la forme sphérique et les gradients thermiques associés induisent un mouvement de recirculation par l'intermédiaire de tourbillons contrarotatifs et forment un tore visible sur les champs de vitesse et de vorticité (cf. figure 4.12) et les images de strioscopie (figure 4.13). Ces tourbillons contrarotatifs sont donc responsables de l'amplification de la convection de gaz frais le long des électrodes vers la zone inter-électrode. Le diamètre du noyau chaud ne varie pas notablement jusqu'à 165 μs après la décharge. Cependant sa forme est de moins en moins cohérente. Le noyau est étiré par la recirculation le long des électrodes qui l'alimente en gaz frais, puis convecté au-dessus des électrodes. Le mélange des gaz frais et gaz chaud et les transferts thermiques à l'interface du noyau qui en résultent sont susceptibles de le refroidir, abaissent le gradient thermique et réduisent la recirculation. Ce processus continue jusqu'à dissipation complète et retour à l'équilibre du milieu. Le mouvement de convection des gaz frais limite le transfert de chaleur et protège les électrodes contre le chauffage thermique par les gaz chauds. La convection est d'autant plus intense que l'énergie déposée est élevée.

Les champs de vitesse et les vorticités associées lors du développement temporel du noyau sont représentés ci-dessous pour délais de 33   165 μs .



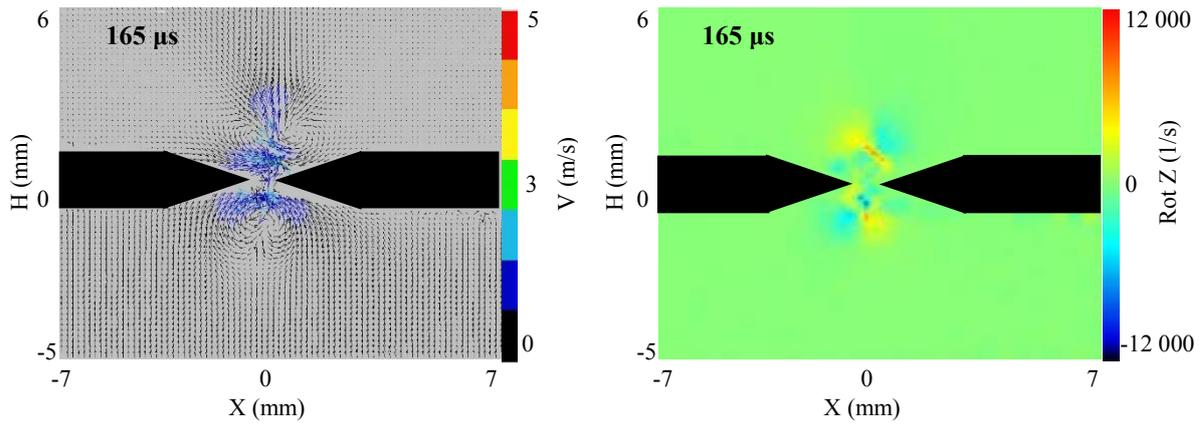


Figure 4.12: Evolution temporelle du noyau chaud créé par la 1^{ère} décharge et les vorticités associées dans un écoulement à $V = 0,2$ m/s. $E = 1,5$ mJ, $T_{\text{air}} = 293$ K, $P_{\text{air}} = 1$ bar.

Les images représentent une coupe transversale du tore résultant de la décharge. Elles mettent en évidence le mouvement tourbillonnaire matérialisé par les vorticités associées à chaque délai. Les tourbillons contrarotatifs sont relativement dissymétriques jusqu'à $99 \mu\text{s}$ après la décharge, puis se dissipent progressivement pour des délais supérieurs. L'amplitude des vortex est maximale vers $33 \mu\text{s}$ à 11500 /s environ et décroît progressivement pour atteindre 3000 /s environ vers $165 \mu\text{s}$ après la décharge, soit une diminution d'environ 74%.

L'évolution temporelle du diamètre maximum du noyau est représentée sur la figure 4.13 ci-dessous. Il commence par augmenter de manière quasi linéaire d'environ $2,8$ mm à $33 \mu\text{s}$ jusqu'à $3,82$ mm à $165 \mu\text{s}$, puis il décroît jusqu'à atteindre $2,2$ mm vers $900 \mu\text{s}$.

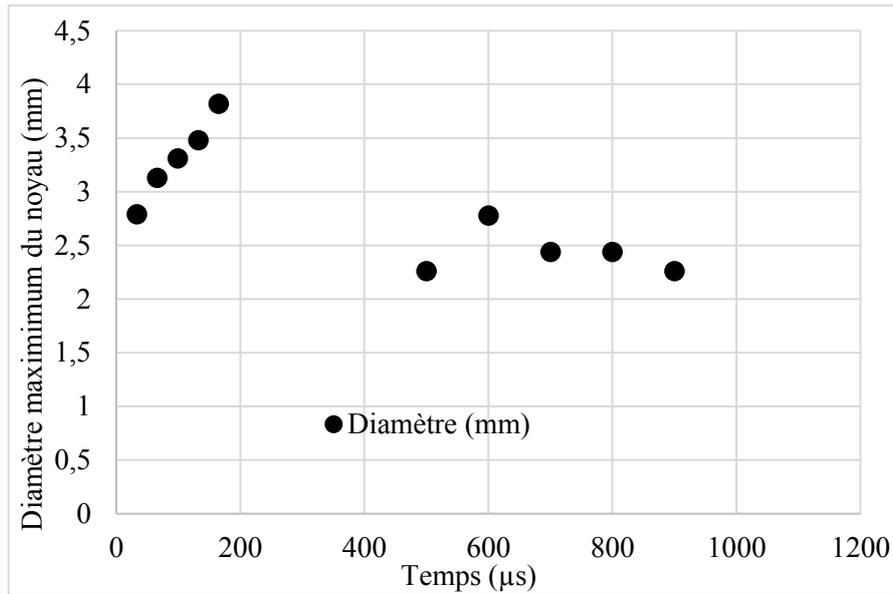


Figure 4.13: Evolution temporelle du diamètre maximum du noyau chaud lors de l'application d'une unique décharge ($E = 1,5 \text{ mJ}$) dans un écoulement d'air à $V = 0,2 \text{ m/s}$. $T_{\text{air}} = 293 \text{ K}$, $P_{\text{air}} = 1 \text{ bar}$.

La présence d'effet résiduel dans le canal chaud après le passage de l'onde de choc impose une vitesse d'écoulement non nulle au sein du champ de mesure. Dans le cas de multi-décharges, les décharges suivantes seront donc appliquées dans un milieu chaud où se produit un effet d'accumulation de l'énergie, ceci peut constituer un réservoir d'énergie intéressant et voire nécessaire pour l'allumage. [Xu D. (2013)] a également mis en évidence par striescopie l'existence du noyau chaud après l'application des décharges NRP. La forme torique du noyau varie au cours du temps et se dissipe au bout de $500 \mu\text{s}$ d'après ses résultats.

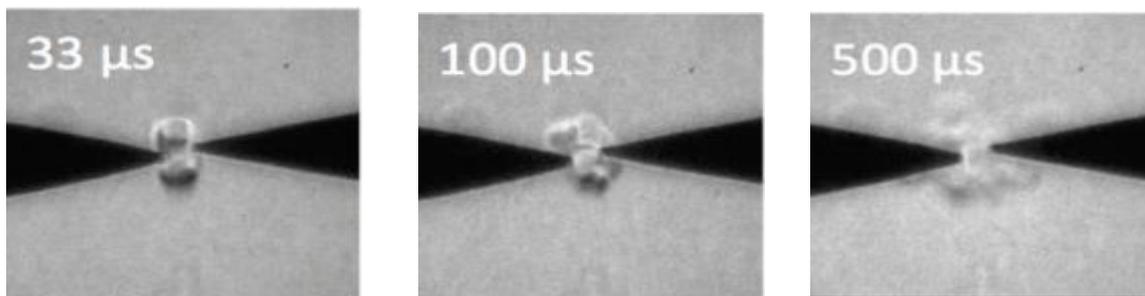


Figure 4.14: Dynamique du noyau chaud de décharge NRP. Le chiffre indiqué sur l'image correspond au délai après l'initiation de la décharge auquel l'image a été prise. Espace inter-électrode = $0,6 \text{ mm}$, $R = 50 \Omega$ en série avec le FID, $E = 3 \text{ mJ}$, $T_{\text{air}} = 300 \text{ K}$, $P_{\text{air}} = 1 \text{ bar}$. Xu D. (2013)

Nos résultats sont en accord avec ceux de la littérature, trouvés expérimentalement [Xu et al. (2011) ; Borghèse et al. (1988) ; Bane et al. (2015)] et numériquement [Kono et al. (1988) ; Ishii et al. (1990) ; M. N. Shneider (2006) ; Tholin et al. (2013) ; Bane et al. (2015), Castela et al. (2016)], qui ont mis en évidence les effets hydrodynamiques (onde de choc et noyau chaud) des décharges plasmas.

L'alimentation du noyau par des gaz frais est susceptible d'avoir une influence importante sur l'allumage par la modification de la température et de la composition locales.

4.3 Interaction plasma-hydrodynamique (à pression atmosphérique)

Dans le paragraphe précédent, nous avons mis en évidence que la décharge génère une aérodynamique propre, d'une certaine intensité, aussi qu'en est-il si celle-ci est réalisée au sein d'un écoulement. Dans la littérature, la plupart des études concernant les décharges nanosecondes sont effectuées dans des milieux gazeux au repos ou ayant de très faibles vitesses. De ce fait, étudier le comportement de ces décharges en présence d'écoulement à vitesse élevée et quantifier l'influence des effets hydrodynamiques dans plasma-écoulement est tout à fait pertinent. C'est l'objet de ce paragraphe.

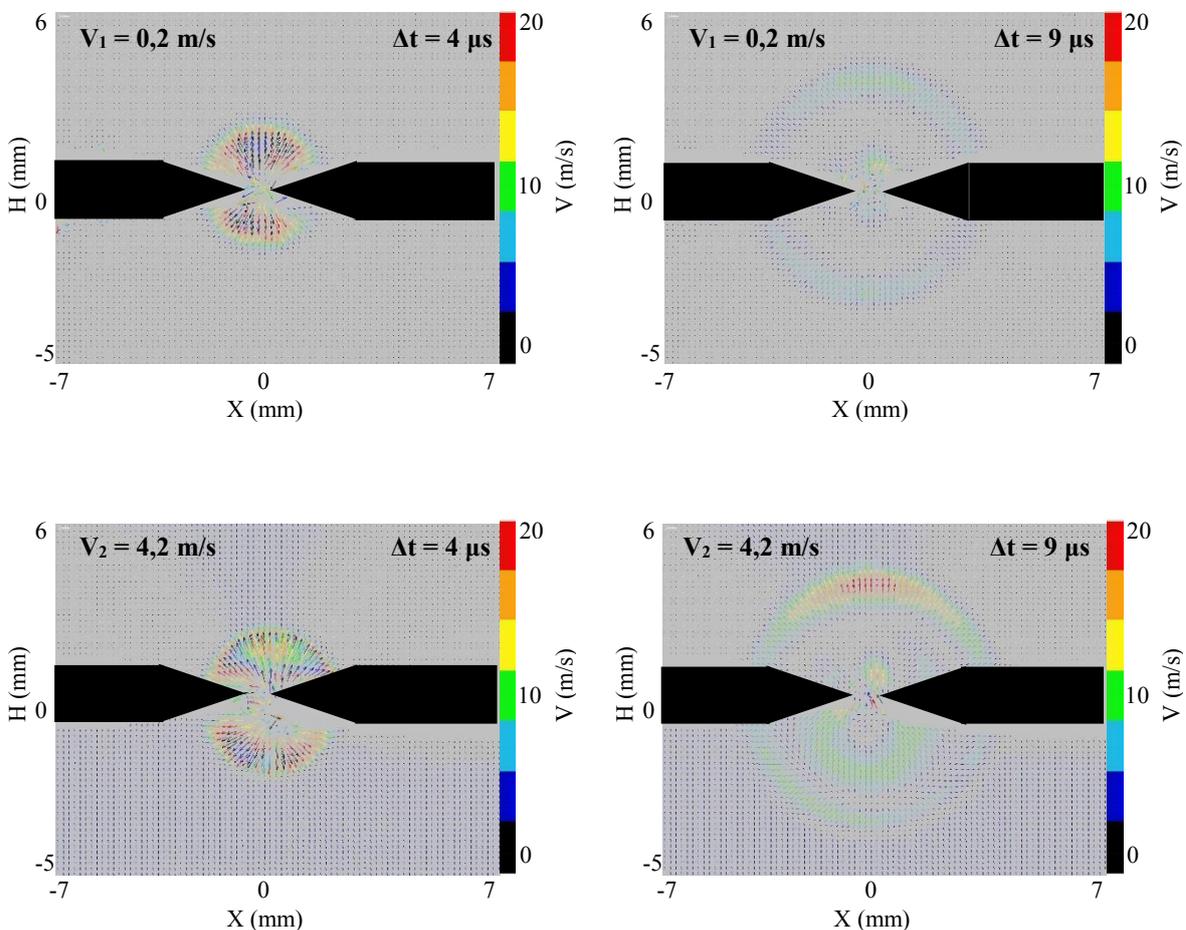
L'influence mutuelle de la décharge ($U = 10$ kV, $f = 30$ kHz, $d = 1$ mm) et d'écoulement d'air inerte (laminaire et turbulent) aux conditions ambiantes à différentes vitesses moyennes est donc étudiée. 3 différentes vitesses ont été choisies : $V_1 = 0,2$ m/s, $V_2 = 4,2$ m/s et $V_3 = 26$ m/s pour l'étude en régime laminaire et une 4^{ème} vitesse $V_4 = 4,2$ m/s a été considérée en régime turbulent. La différence entre $V_2 = 4,2$ m/s et $V_4 = 4,2$ m/s se situe au niveau de l'intensité de turbulence estimée à environ 15% pour la première et 36% pour la seconde. Pour ce dernier cas, les électrodes sont placées au-dessus de la buse de sortie en dehors de cône potentiel. Les hauteurs du milieu de la zone inter-électrode en laminaire et en turbulent sont respectivement $H_{Lam} = 14$ mm et $H_{Turb} = 300$ mm, sachant que les autres coordonnées sont constantes et égales à $X = 30$ mm et $Y = 20$ mm.

L'interaction mutuelle NRP-écoulement est étudiée en considérant successivement l'influence de la vitesse, de l'énergie déposée (nombre de décharges) et de la turbulence.

4.3.1 Influence de la vitesse moyenne d'écoulement

Pour chaque vitesse d'écoulement, les expériences ont été réalisées pour les 1^{ère} et 2^{ème} décharges. Deux délais $\Delta t = 4 \mu\text{s}$ et $\Delta t = 9 \mu\text{s}$ après les 1^{ère} et 2^{ème} décharges sont considérés. Pour une condition donnée, nous faisons dix essais pour chaque configuration, puis nous faisons la moyenne des essais pour avoir le champ moyen de vitesse. Pour tracer le profil radial de vitesse due à la présence de l'onde de choc, nous soustrayons le champ moyen avant décharge (champ de l'écoulement stabilisé). Ensuite nous en déduisons l'amplitude et le diamètre (ou rayon) maximums de l'amplitude de vitesse due à l'onde de choc.

Visuellement, les résultats des champs de vitesse obtenus par PIV (figure 4.15) montrent que la morphologie et les dimensions de la zone affectée par l'onde de choc ne semblent pas dépendre de la vitesse moyenne d'écoulement. En revanche, la différence d'amplitude (cf. figure 4.15) du pic de vitesse enregistré semble liée à la différence de vitesse moyenne. La présence des électrodes impose un contournement à l'écoulement, ce qui provoque l'accélération de l'écoulement dans la partie située au-dessus de la zone inter-électrode et le ralentissement dans la partie située en amont.



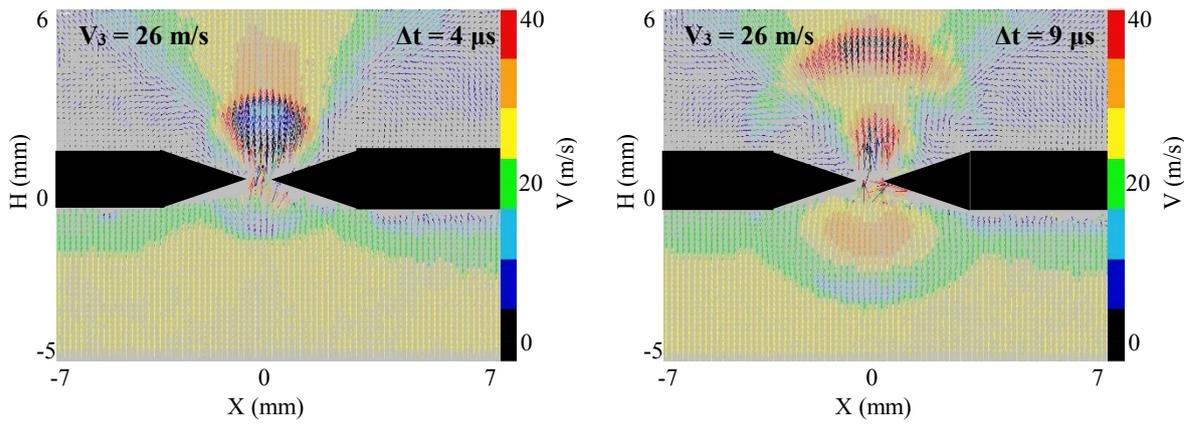


Figure 4.15: Influence de la vitesse moyenne d'écoulement sur la variation de vitesse due à l'onde de choc. $T_{\text{air}} = 293 \text{ K}$, $P_{\text{air}} = 1 \text{ bar}$.

Les figures 4.16 (a) et 4.16 (b) montrent pour 3 vitesses moyennes d'écoulement les profils radiaux des variations de vitesse générées par l'onde de choc suite à l'application d'une unique décharge aux délais $\Delta t = 4 \mu\text{s}$ et $\Delta t = 9 \mu\text{s}$ respectivement.

Les profils tracés représentent la variation de vitesse par rapport à la vitesse locale mesurée sans décharge. A $\Delta t = 4 \mu\text{s}$, l'amplitude de cette variation de vitesse est d'environ 15 m/s pour la vitesse V_1 et atteint 18 m/s pour les vitesses V_2 et V_3 . Par contre, lorsque le délai après la décharge augmente ($\Delta t = 9 \mu\text{s}$), les écarts de vitesse se réduisent et les amplitudes deviennent alors du même ordre de grandeur. Pour les deux délais, le maximum des amplitudes de variation de vitesse sont localisés à la même position pour les 3 vitesses d'écoulement. Il n'y a pas d'effet sur l'onde de choc lié à l'augmentation de la vitesse d'écoulement.

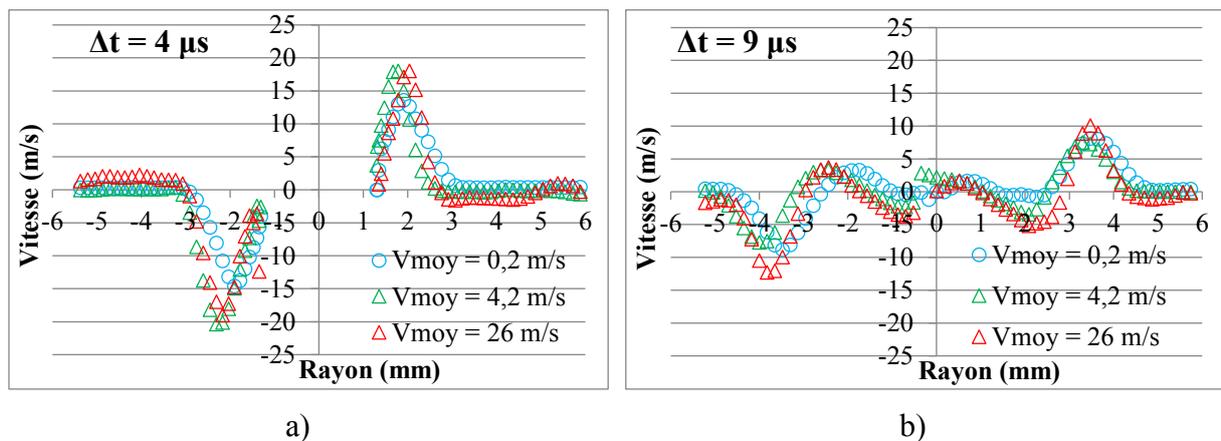


Figure 4.16: Profil radial de variation de vitesse en fonction de la vitesse moyenne d'écoulement : a) $\Delta t = 4 \mu\text{s}$ et b) $\Delta t = 9 \mu\text{s}$

Nous traçons ensuite pour les différents essais instantanés le pic de l'amplitude de la variation de vitesse en fonction de l'énergie déposée à $\Delta t = 9 \mu s$ après la fin du dépôt d'énergie pour les 3 vitesses considérées plus haut. Cette variation de l'énergie est obtenue du fait de la dispersion naturelle du système de décharge, ainsi que par l'utilisation d'une seconde décharge 33 μs après la première. L'ensemble des cas considérés (une ou deux décharges par condition de vitesse moyenne) sont présentés sur la figure 4.17 ci-après.

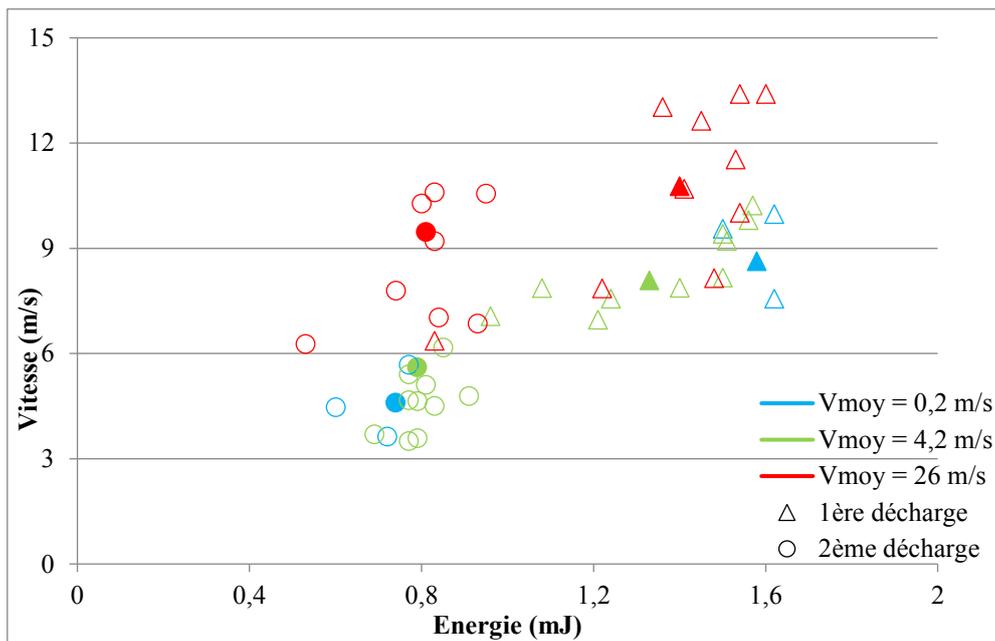


Figure 4.17: Amplitude maximale de la variation de vitesse en fonction de l'énergie déposée pour 3 différentes vitesses moyenne d'écoulement. $\Delta t = 9 \mu s$. Symboles Δ : 1^{ère} décharge et O : 2^{ème} décharge. Symboles pleins : amplitude moyenne de vitesse, symbole creux : amplitude vitesse pour chaque essai.

Une première analyse de la figure 4.17 montre que pour une vitesse moyenne d'écoulement donnée, l'énergie de la 2^{ème} décharge est toujours inférieure à celle de la première. De plus, l'amplitude de la variation de vitesse croît avec l'énergie déposée. Cependant, nous n'avons pas trouvé de corrélation directe entre la vitesse moyenne et l'amplitude de la variation de vitesse due à l'onde de choc. La figure 4.17 montre que les essais ont une certaine dispersion dont l'origine est la dispersion de la décharge qui ne s'effectue pas toujours au même point des électrodes et de la vitesse qui n'est pas laminaire (turbulence de 10%). Les fluctuations de vitesse et d'énergie des différents essais sont d'autant plus grandes que la vitesse moyenne d'écoulement est élevée.

Nous avons également tracé sur la figure 4.18, les diamètres maximums de la variation de vitesse en fonction de l'énergie déposée par 1 et 2 décharges pour les trois différentes vitesses (V_1 , V_2 et V_3), le temps retenu est $\Delta t = 9 \mu s$ après le dépôt d'énergie. Le diamètre est indépendant de la vitesse moyenne d'écoulement et de l'énergie déposée. Nous sommes en effet dans le cas d'une propagation sonique de l'onde, nous n'identifions pas d'impact de l'écoulement autre que l'effet convectif sur les caractéristiques de l'onde de choc.

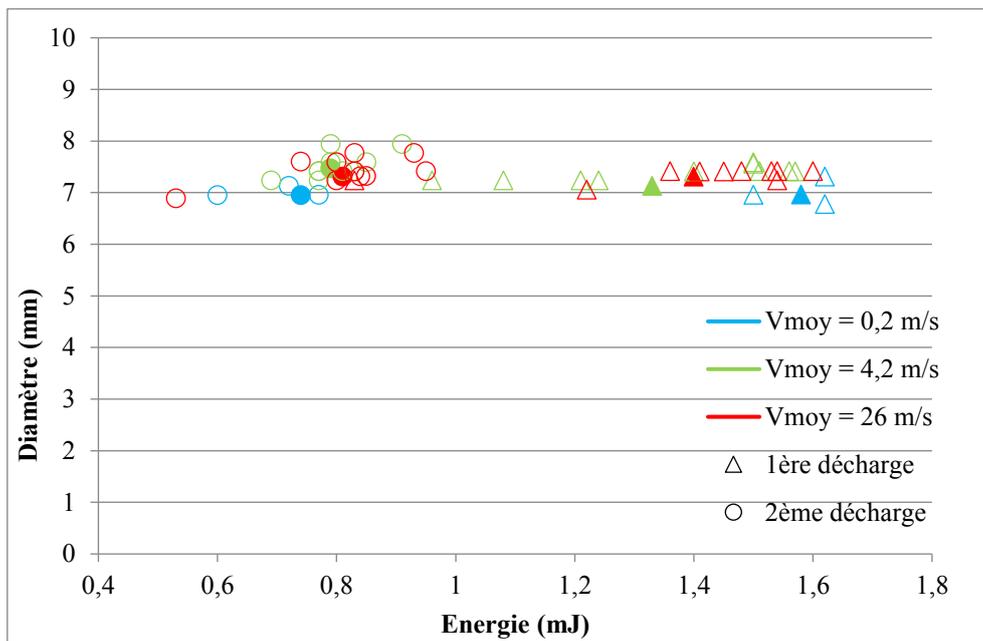
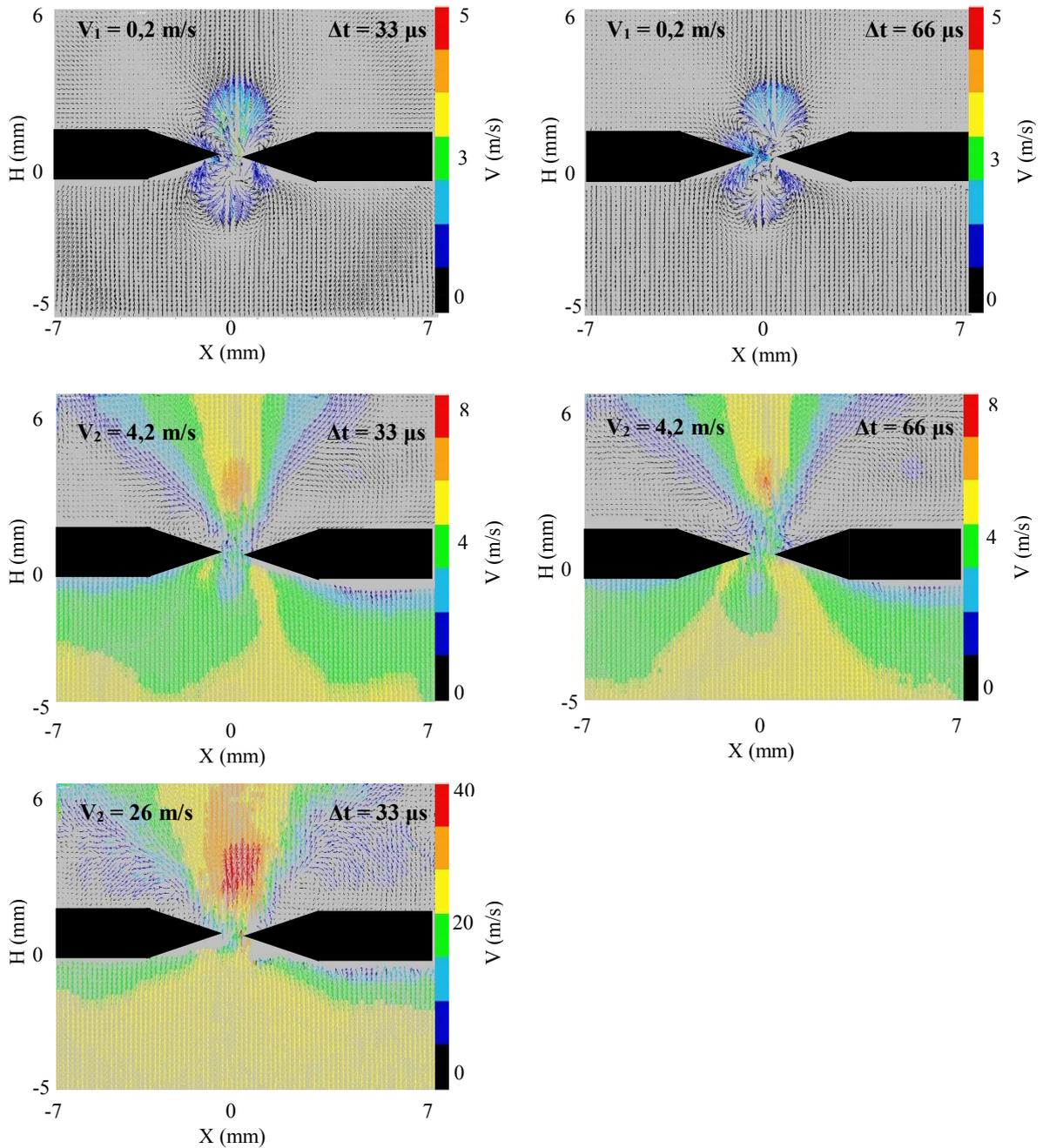


Figure 4.18: Diamètre maximum de la variation de vitesse en fonction de l'énergie pour $V_1 = 0,2 \text{ m/s}$ (bleu), $V_2 = 4,2 \text{ m/s}$ (vert) et $V_3 = 26 \text{ m/s}$ (rouge). $\Delta t = 9 \mu s$ après les 1^{ère} et 2^{ème} décharges. $\Delta t = 9 \mu s$. Symboles Δ : 1^{ère} décharge et \circ : 2^{ème} décharge. Symboles pleins : diamètre moyen, symbole creux : diamètre pour chaque essai.

Lorsque le noyau chaud commence à se développer pour des délais de $33 \mu s$ à $165 \mu s$ (figure 4.19), l'influence de la vitesse devient importante et le noyau chaud est plus sensible à l'augmentation de vitesse. A $33 \mu s$ et pour une vitesse moyenne $V_{moy} = 26 \text{ m/s}$, le milieu est pratiquement retourné à l'état initial. A partir de $132 \mu s$ après la décharge, il y a un retour de l'écoulement à l'état initial (avant l'application de la décharge) dans le cas où $V_{moy} = 4,2 \text{ m/s}$ alors que le noyau chaud continue de se développer pour le cas $V_{moy} = 0,2 \text{ m/s}$. La relaxation complète et le retour à l'état initial sont atteints vers 1 ms .

La forme du noyau est d'autant plus allongée suivant l'axe Z que la vitesse de l'écoulement est importante. L'effet d'accélération de l'écoulement par le contournement des

électrodes au niveau de l'espace inter-électrode convecte le noyau chaud vers la partie supérieure de l'écoulement. Cet effet convectif est d'autant plus important que la vitesse d'ensemble augmente. Un refroidissement plus rapide du noyau et un retour à l'équilibre du milieu accompagne le phénomène.



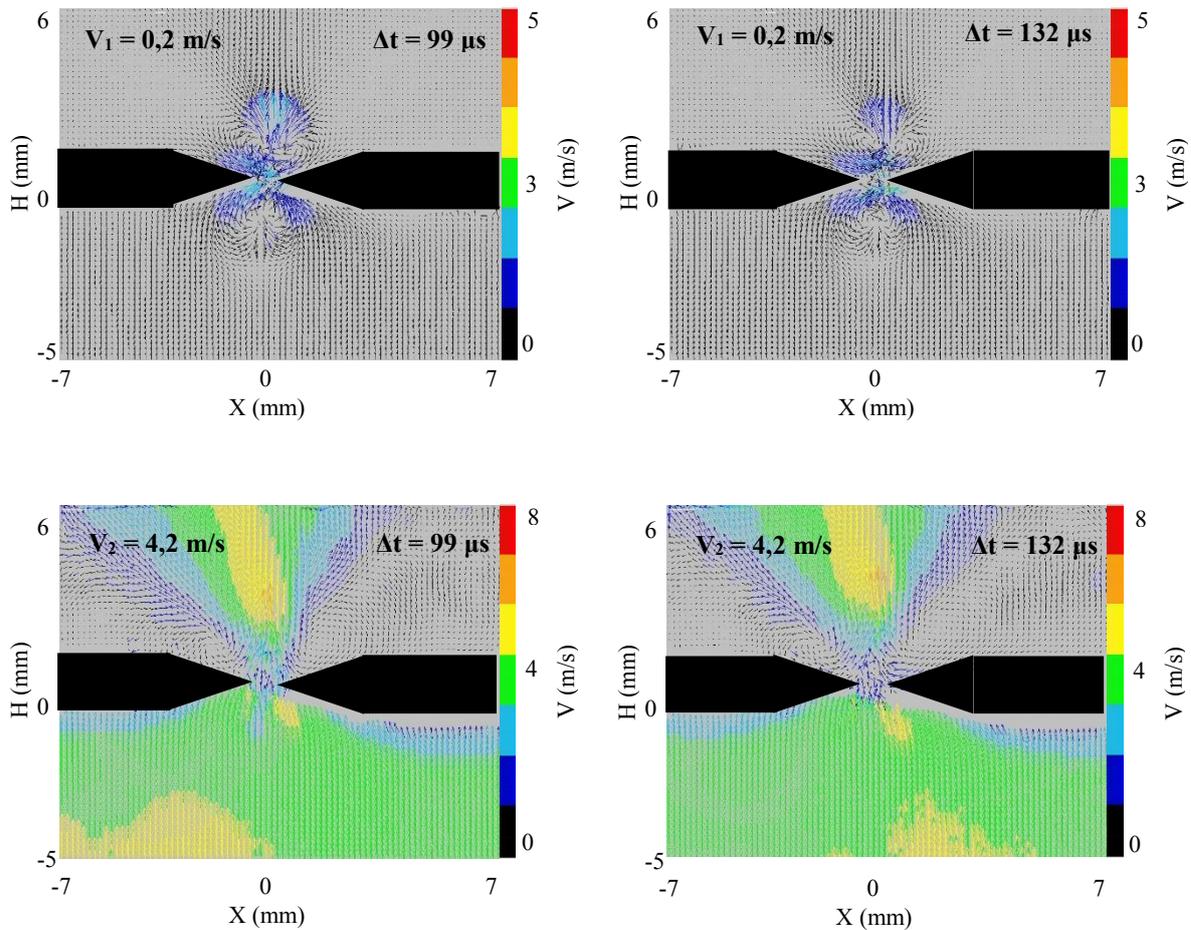


Figure 4.19: Influence de la vitesse moyenne d'écoulement sur le développement du noyau chaud, $T_{\text{air}} = 293 \text{ K}$, $P_{\text{air}} = 1 \text{ bar}$.

Nous définissons la durée de vie de la perturbation de l'écoulement induite par la décharge par le temps durant lequel l'effet de la décharge est visible sur le champ moyen de vitesse. Le critère retenu est que la vitesse résultant de la différence entre les champs de vitesse "avant" et "après" décharge soit inférieure ou égale à $0,1 \text{ m/s}$. Au-delà de ce temps, le milieu retourne aux conditions ambiantes. La figure suivante présente la durée de vie de la perturbation de l'écoulement en fonction de la vitesse moyenne d'écoulement. Pour de très faibles vitesses ($V = 0,2 \text{ m/s}$), la durée de vie est d'environ 1 ms , en d'autres termes, le milieu demeure perturbé par l'application de la décharge durant cette période. Lorsqu'on augmente la vitesse moyenne jusqu'à $V = 4,2 \text{ m/s}$, la durée de vie diminue drastiquement jusqu'à atteindre $165 \mu\text{s}$. Pour les grandes vitesses moyennes d'écoulement ($V = 26 \text{ m/s}$), la durée de vie de la perturbation de l'écoulement est d'avantage réduite et atteint $33 \mu\text{s}$. L'augmentation de la vitesse a pour effet de refroidir plus rapidement le noyau chaud et de favoriser la diffusion de chaleur.

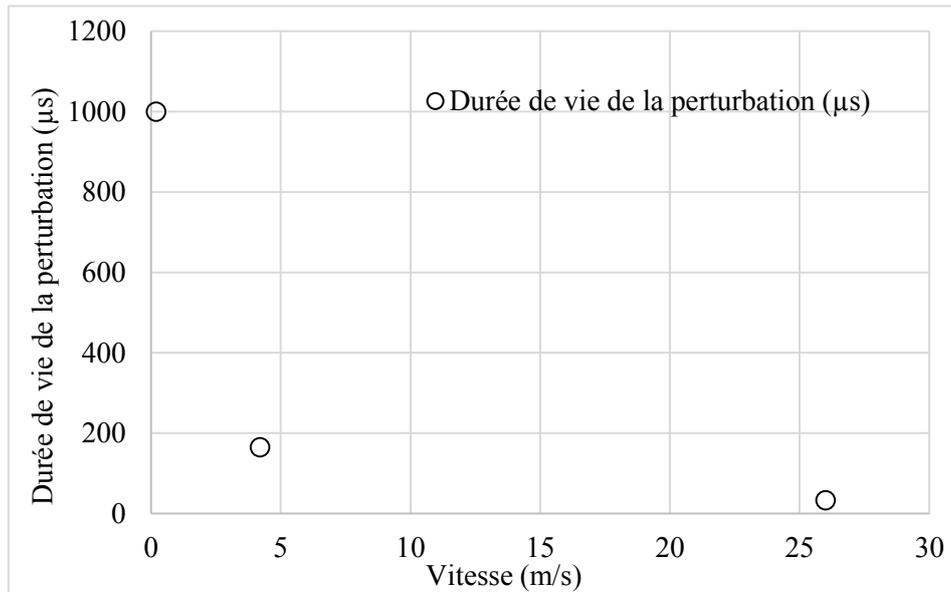


Figure 4. 20 : Durée de vie de la perturbation de l'écoulement causée par la décharge en fonction de la vitesse moyenne d'écoulement. Une décharge ($E = 1,5 \text{ mJ}$), $T_{\text{air}} = 293 \text{ K}$, $P_{\text{air}} = 1 \text{ bar}$.

[Wang & Zhang (2012)] se sont intéressés également à l'interaction plasma-écoulement en étudiant l'influence de la vitesse d'écoulement d'air (0 m/s, 10 m/s, 20 m/s) sur le comportement du plasma produit par une étincelle d'allumeur de chambre de combustion de turbine à gaz, d'énergie $E = 20 \text{ J}$ à l'aide d'imagerie directe et strioscopique. Leur conclusion est que l'écoulement modifie la structure et la direction de propagation des gaz chauds et que l'augmentation de la vitesse d'écoulement d'air provoque une diminution de la durée d'existence de vie du plasma (noyau chaud), définie comme étant le temps pendant lequel la décharge plasma est visible (voir figure 4.21).

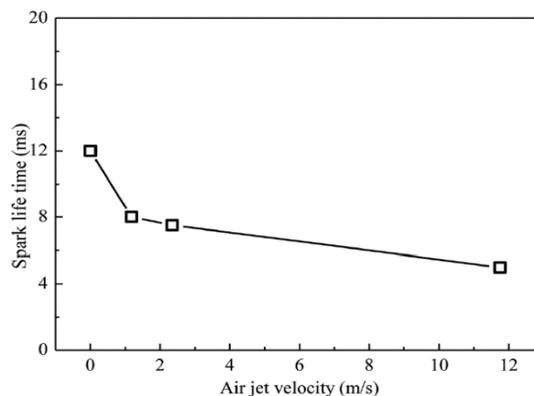


Figure 4.21: Durée de vie du noyau de plasma en fonction de la vitesse d'écoulement d'air. [Wang & Zhang (2012)]

De même, [J. Kriegseis et al. (2012)] ont étudié l'interaction d'un écoulement d'air à différentes vitesses avec une décharge à barrière diélectrique DBD. Ils ont trouvé que la vitesse d'écoulement réduit les performances de la décharge DBD

Enfin, pour vérifier l'influence de la vitesse moyenne d'écoulement sur les caractéristiques électriques (courant, tension, énergie) de la décharge, nous avons tracé les énergies pour une et deux décharges respectivement en fonction de la vitesse sur la figure ci-dessous. La fréquence de répétition est de $f_d = 30$ kHz. Dans la gamme de vitesse étudiée, l'énergie électrique déposée par les décharges NRP ne dépend pas de la vitesse moyenne d'écoulement.

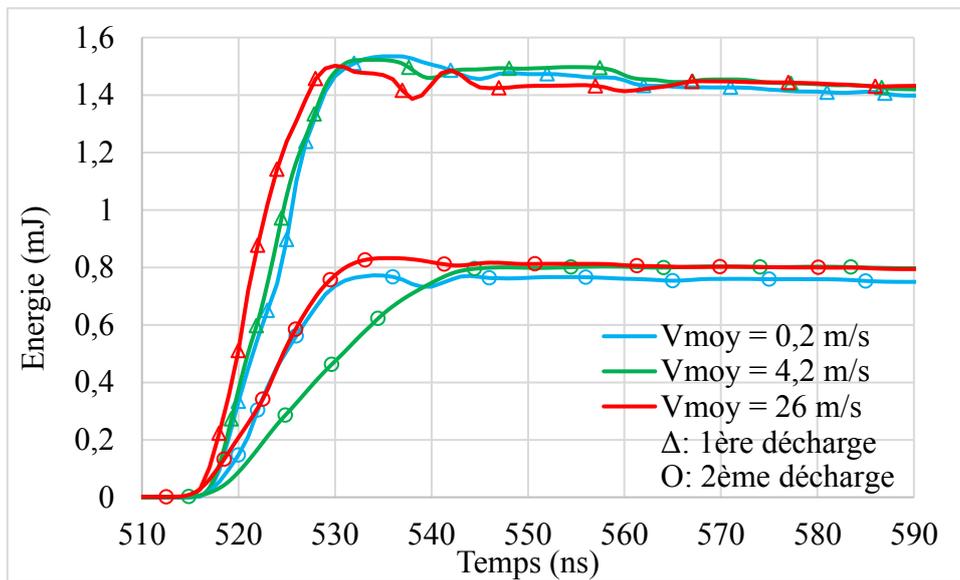


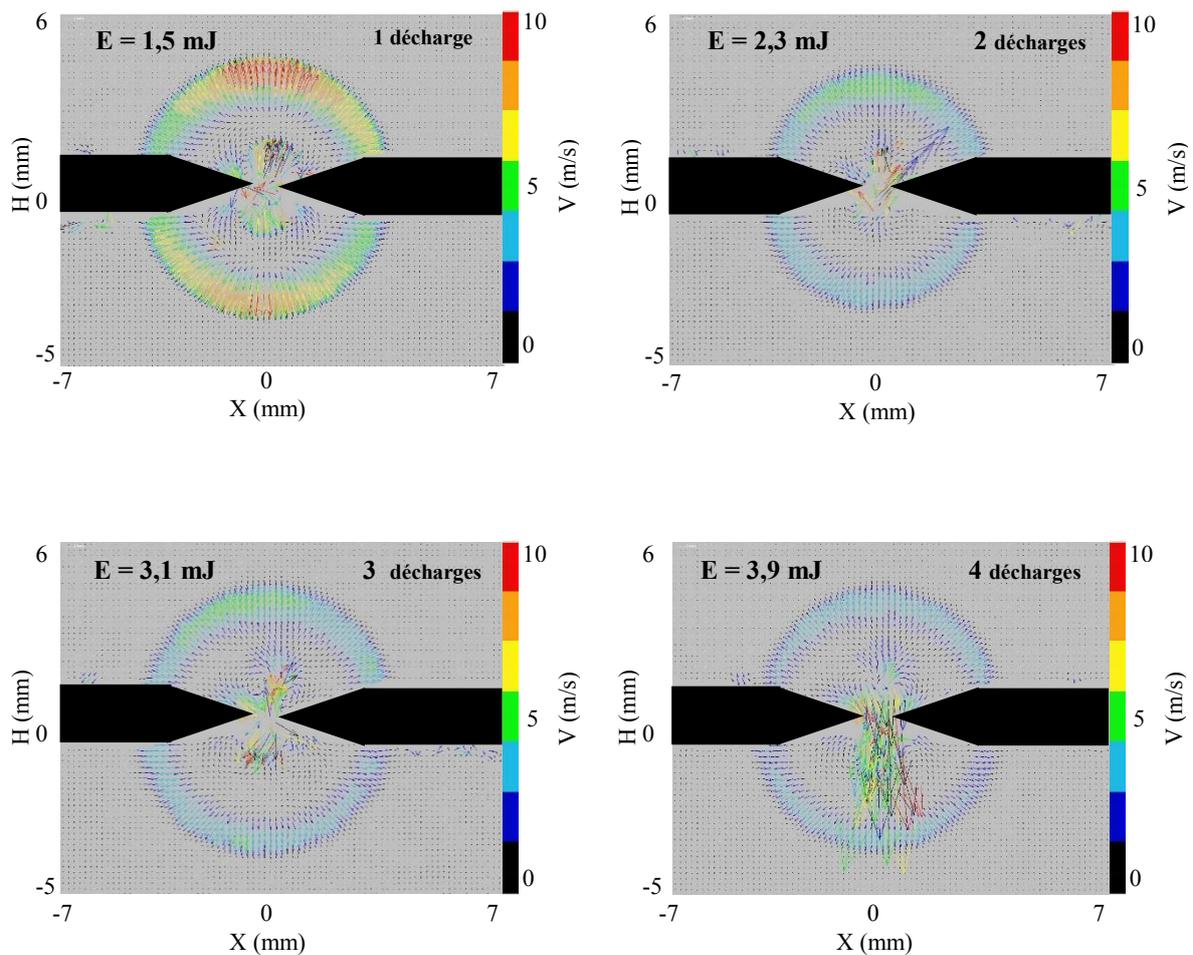
Figure 4.22 : Influence de la vitesse moyenne d'écoulement sur les caractéristiques électriques des décharges NRP. Δ : 1ère décharge, O : 2ème décharge. $T_{air} = 293$ K, $P_{air} = 1$ bar, $f_d = 30$ kHz.

Compte tenu de nos observations, il semble que le refroidissement du noyau chaud par accentuation de la diffusion de la chaleur du fait de l'écoulement amont, n'impacte pas notablement les propriétés électriques des décharges NRP qui sont indépendantes de la vitesse moyenne d'écoulement (cf. figure 4.22). Ainsi, pour les conditions étudiées ici, la vitesse d'écoulement n'a pas d'influence sur les caractéristiques électriques des décharges NRP.

4.3.2 Influence de l'énergie déposée

L'influence de l'énergie déposée est regardée ici en considérant de multiples décharges nanosecondes. L'influence du nombre de décharge sur le comportement du milieu pour différents instants après l'application de la (ou des) décharges est étudiée pour la vitesse $V = 0,2$ m/s. Ainsi, nous appliquons de 1 à 10 décharges, pour une variation d'énergie de 1,5 mJ à 8,7 mJ. Les champs de vitesse issus des mesures PIV (figure 4.23) et les profils radiaux extraits (figure 4.24) correspondent chacun à des moyennes effectuées sur 15 essais différents.

La figure 4.23 représente le champ de vitesse 9 μ s après l'application de 1, 2, 3, 4, 5 et 10 décharges respectivement dans un écoulement à $V = 0,2$ m/s. L'allure de la déformation du champ de vitesse n'est pas modifiée par l'augmentation de l'énergie déposée. Par contre, la déformation du champ due à l'onde de choc est plus large.



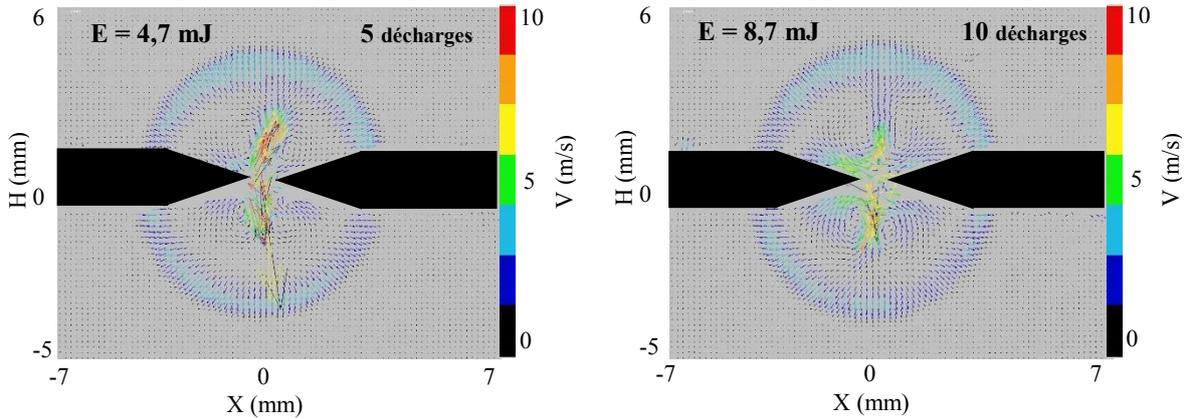


Figure 4.23: Influence de l'énergie déposée par la décharge sur la variation du champ de vitesse. $V = 0,2$ m/s, $u' = 0,1$ m/s, $\Delta t = 9$ μ s, $T_{\text{air}} = 293$ K, $P_{\text{air}} = 1$ bar.

Nous avons tracé sur la figure 4.24 le profil radial de vitesse en fonction du nombre de décharges à $\Delta t = 9$ μ s. L'amplitude maximale de la variation de vitesse due à l'onde de choc est plus élevée pour la 1ère décharge que pour les décharges suivantes, en raison d'une énergie plus élevée. En effet, les décharges suivantes sont générés dans un milieu ayant déjà subi un claquage. Le milieu devient chaud et contient des espèces chimiques produites par la/les première(s) décharge(s). Les décharges suivantes nécessitent alors une tension de claquage inférieure à celle de la première décharge. Pour les décharges suivantes, il n'y a pas de différence significative au niveau des variations de vitesse.

La présence de fluctuations des profils radiaux observées au niveau de l'espace inter-électrode (intervalle $-0,5$ mm $\leq R \leq 0,5$ mm) peut être expliquée par l'absence de particules d'huile probablement évaporées à cause de la chaleur.

La position de la perturbation de vitesse provoquée par l'onde ne dépend que du temps mais pas du nombre de décharges.

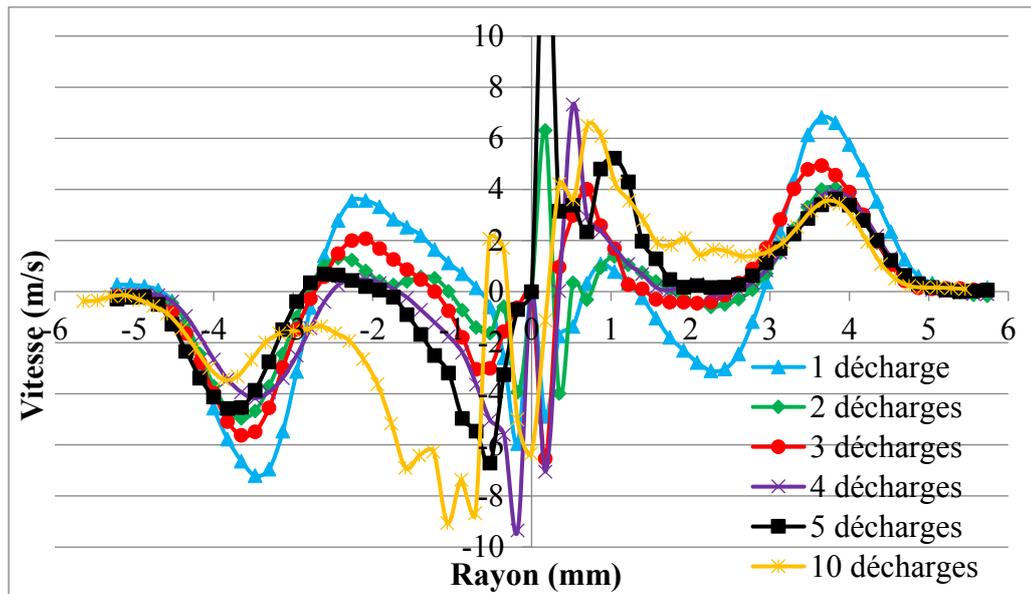
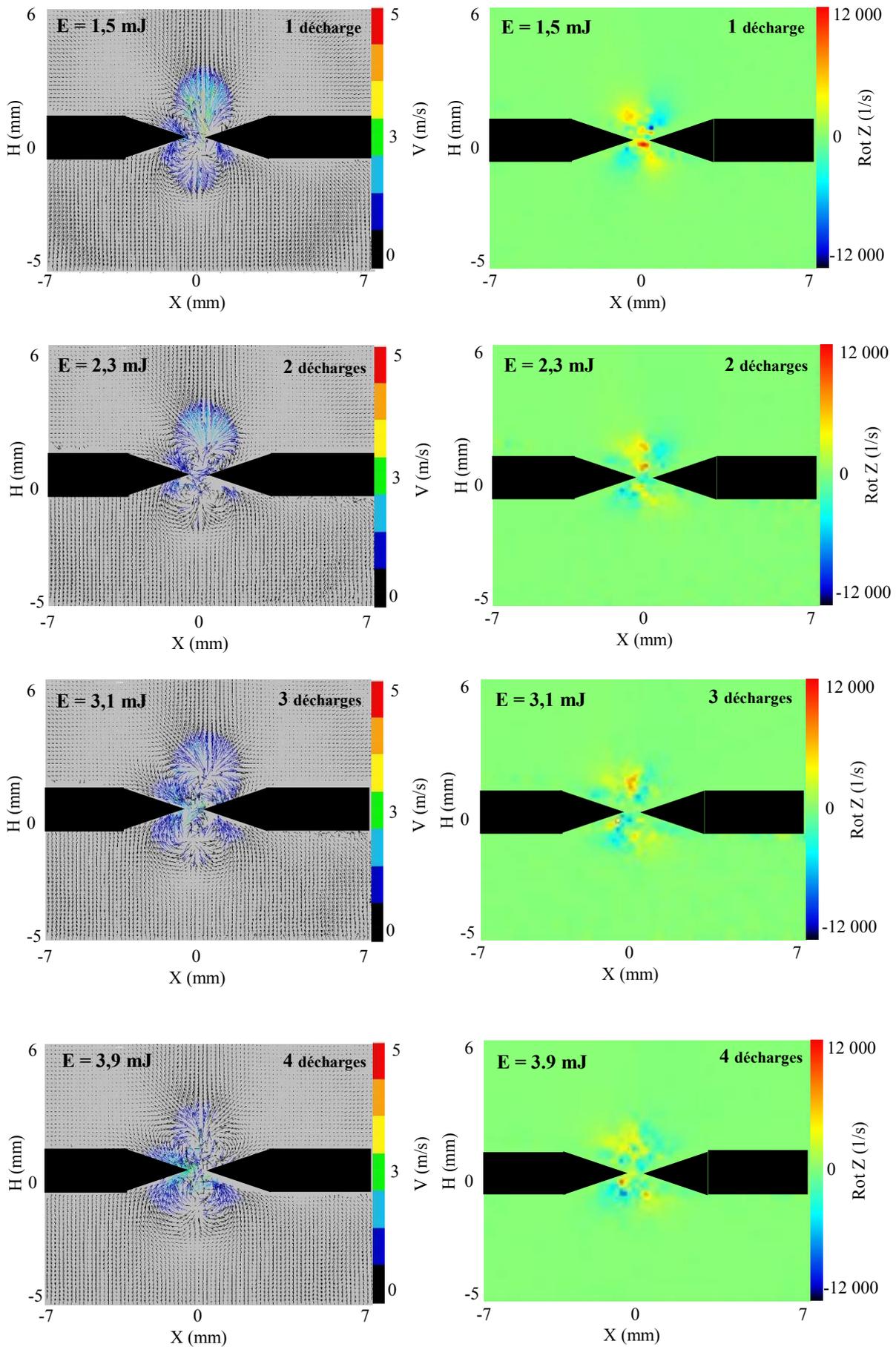


Figure 4.24: Profil radial de la variation de vitesse en fonction de l'énergie déposée par la décharge. $V = 0,2$ m/s, $u' = 0,1$ m/s, $\Delta t = 9$ μ s, $T_{\text{air}} = 293$ K, $P_{\text{air}} = 1$ bar.

Les champs de vitesse obtenus par PIV et les vorticités associées sont représentés sur la figure 4.25 pour un délai de 33 μ s après respectivement 1, 2, 3, 4, 5 et 10 décharges dans un écoulement à $V = 0,2$ m/s.

Bien que l'aérodynamique générée par l'onde de choc ne soit pas sensible à l'accumulation de l'énergie, les champs de vitesse de la figure 4.25 montrent que le noyau est de plus en plus déformé à mesure que le nombre de décharge augmente. La recirculation induite par le noyau s'intensifie également. Des zones de mélange le long des pointes des électrodes apparaissent alors à l'interface entre le noyau et le milieu ambiant à partir de 3 décharges ($E = 3,1$ mJ) puis s'élargissent d'avantage lorsque le nombre de décharges atteint 10 ($E = 8,7$ mJ).

L'augmentation du nombre de décharges conduit à la déformation du champ de vorticités qui sont initialement antisymétriques par rapport au centre de l'espace inter-électrode. Ceci se traduit par l'apparition d'instabilités aérodynamiques dans toute la zone inter-électrode à partir de la 3^{ème} décharge et qui s'intensifient pour 10 décharges. L'accroissement de ces instabilités favorise l'apport de gaz frais environnant par recirculation et le mélange qui en résulte provoque la déformation du noyau observée sur les images PIV.



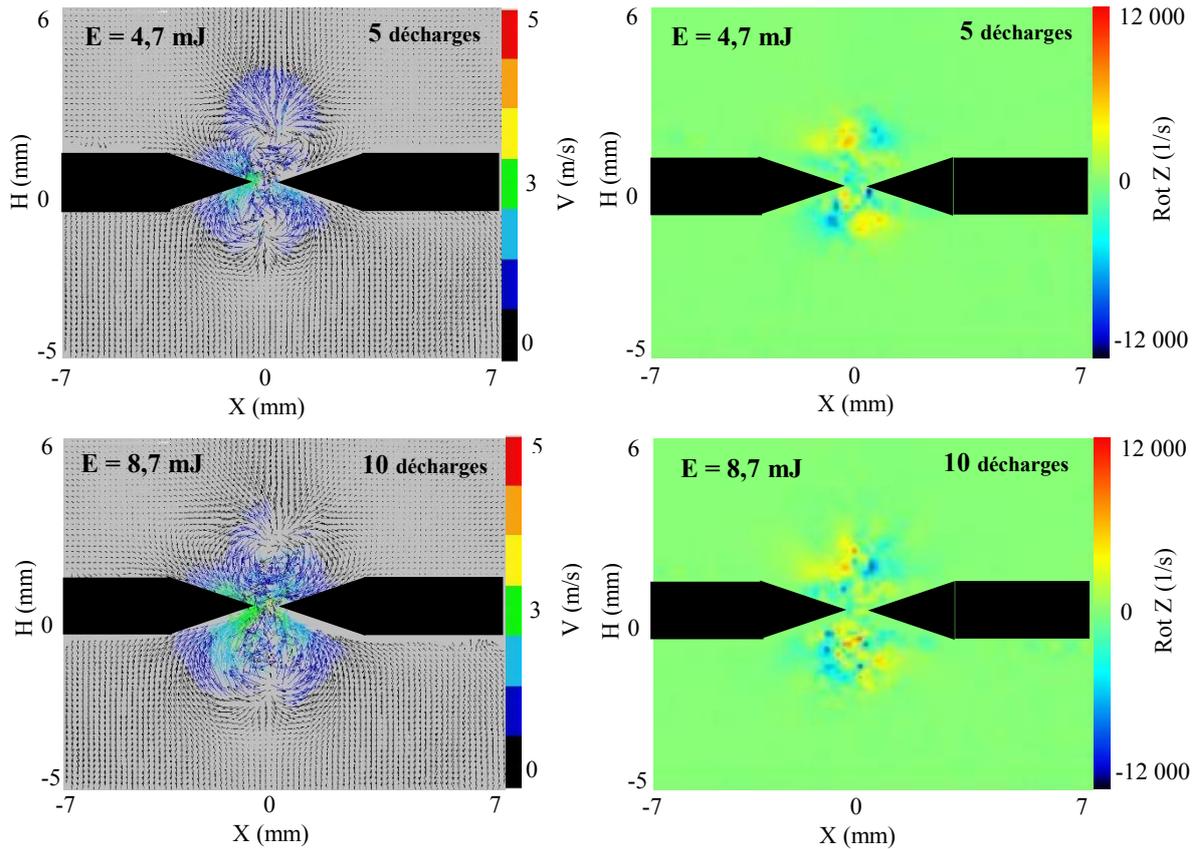


Figure 4.25: Influence de l'énergie déposée par la décharge sur le développement du noyau chaud avec les vorticités associées. $V = 0,2$ m/s, $u' = 0,1$ m/s, $\Delta t = 33 \mu s$, $T_{air} = 293$ K, $P_{air} = 1$ bar.

La figure ci-dessous trace l'évolution du diamètre du noyau chaud en fonction de l'énergie déposée. Elle montre une augmentation du diamètre du noyau en fonction de l'énergie déposée.

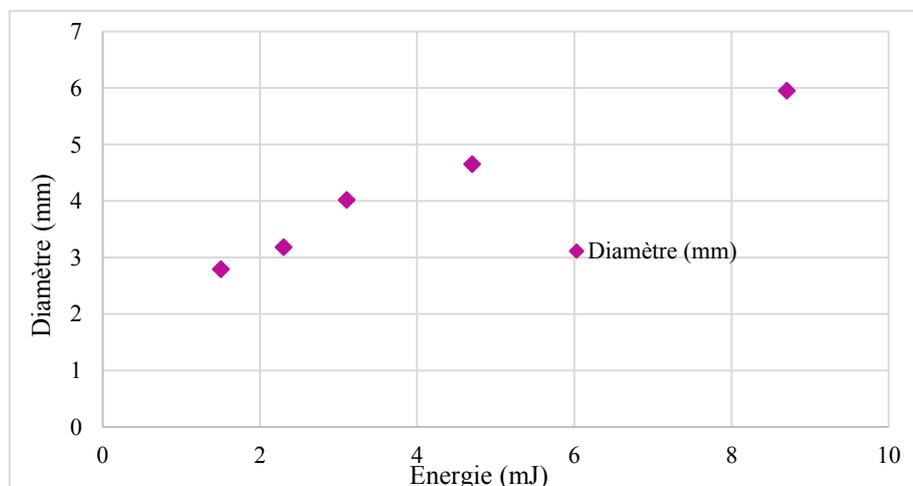


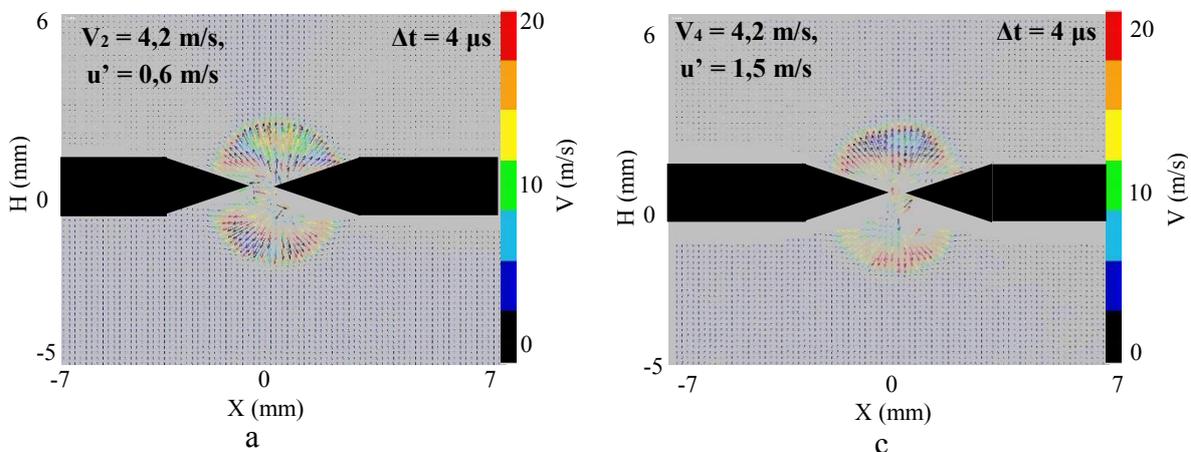
Figure 4.26: Diamètre du noyau chaud en fonction de l'énergie déposée. $\Delta t = 33 \mu s$

4.3.3 Influence de la turbulence

Afin d'étudier l'impact de la turbulence sur l'interaction plasma-écoulement, nous allons donc considérer deux cas distincts présentant la même vitesse d'advection de 4,2 m/s et des intensités de turbulence différentes respectivement égales à 15% et 36%. Ainsi, nous appliquerons une décharge au sein du cône potentiel lorsque la vitesse moyenne de l'écoulement est $V_2 = 4,2$ m/s pour laquelle l'intensité de turbulence I_1 est d'environ 15%. Ensuite, considérant une vitesse moyenne de jet de 26 m/s, nous placerons la décharge au point de coordonnées $X = 30$ mm, $Y = 20$ mm, $Z = 300$ mm, région où les caractéristiques aérodynamiques sont telles que la vitesse vaut 4,2 m/s et l'intensité de turbulence atteinte est $I_2 = 36\%$. Dans les deux cas, nous appliquons une unique décharge d'énergie d'environ 1,5 mJ.

Les figures 4.27 (a) et 4.27 (b) montrent les champs de vitesse pour des temps respectifs de $\Delta t = 4 \mu\text{s}$ et $\Delta t = 9 \mu\text{s}$ après la décharge pour les deux cas d'intensités de turbulence I_1 et I_2 . Au cours des essais, nous n'avons pas enregistré de variations significatives des propriétés électriques et des variations vitesses en fonction de la turbulence. Probablement, le faible temps caractéristique de la décharge (≈ 15 ns) par rapport à celui de la turbulence (de l'ordre de la dizaine de ms) fait que la décharge n'est pas affectée par celle-ci et n'est sensible qu'à l'influence de la vitesse locale instantanée, qui n'affecte pas les caractéristiques de la décharge (cf. paragraphe 4.3.1)

Malgré la faible différence d'amplitude de vitesse, nous pouvons conclure que pour la gamme de vitesse considérée dans cette étude, la turbulence n'a pas d'influence notable sur la variation de vitesse d'écoulement causée par l'onde de choc de la décharge.



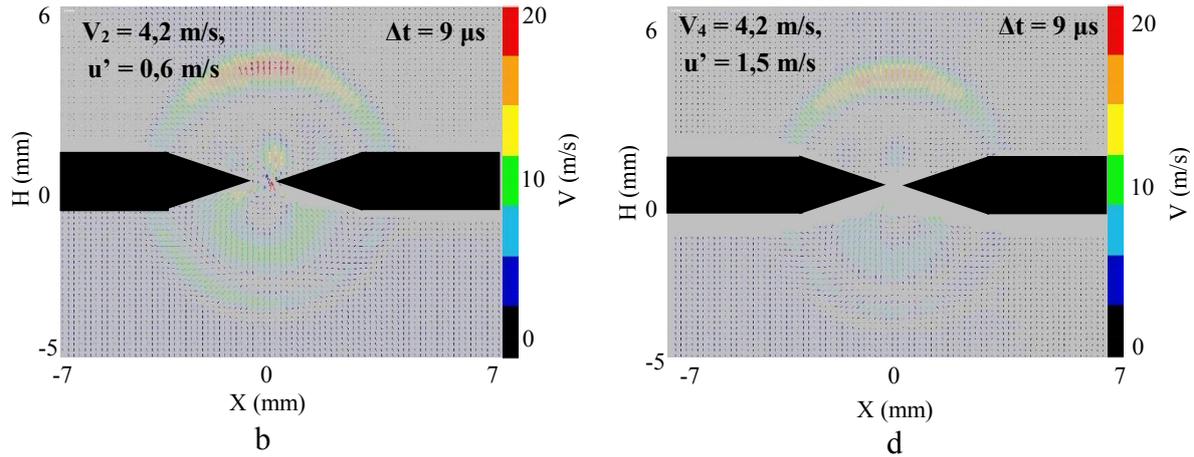
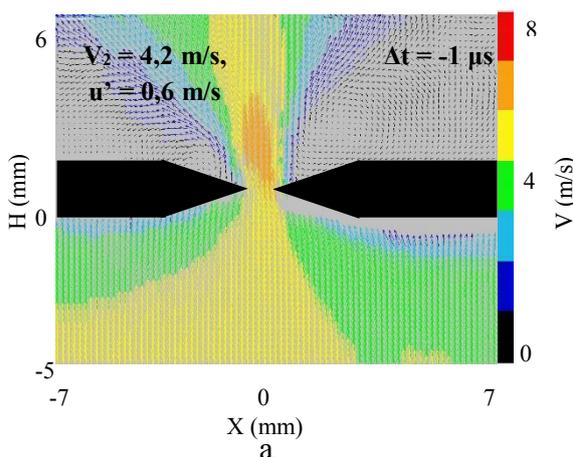


Figure 4.27: Influence de la turbulence sur la variation de vitesse due à l'onde de choc. a-b : $V_2 = 4,2$ m/s, $I_1 = 15$ % ; c-d : $V_4 = 4,2$ m/s, $I_2 = 36$ %. $\Delta t_1 = 33$ μ s, $\Delta t_2 = 66$ μ s et $\Delta t_3 = 99$ μ s.

Nous avons tracé sur la figure 4.28 le développement temporel du noyau chaud à 33 μ s, 66 μ s et 99 μ s ainsi que le champ avant décharge. Pour les différents cas, la forme du noyau ne varie pas en fonction de la turbulence. Cependant, nous observons la disparition plus rapide de l'effet de vitesse lorsque l'intensité de turbulence augmente. En effet, à $\Delta t = 66$ μ s, les dimensions et amplitudes du noyau sont plus faibles que pour I_1 . La turbulence favorise le mélange avec les gaz frais. Le noyau se dissipe alors plus rapidement. A $\Delta t = 99$ μ s, le noyau est totalement dissipé et le milieu revient aux conditions ambiantes d'avant décharge.



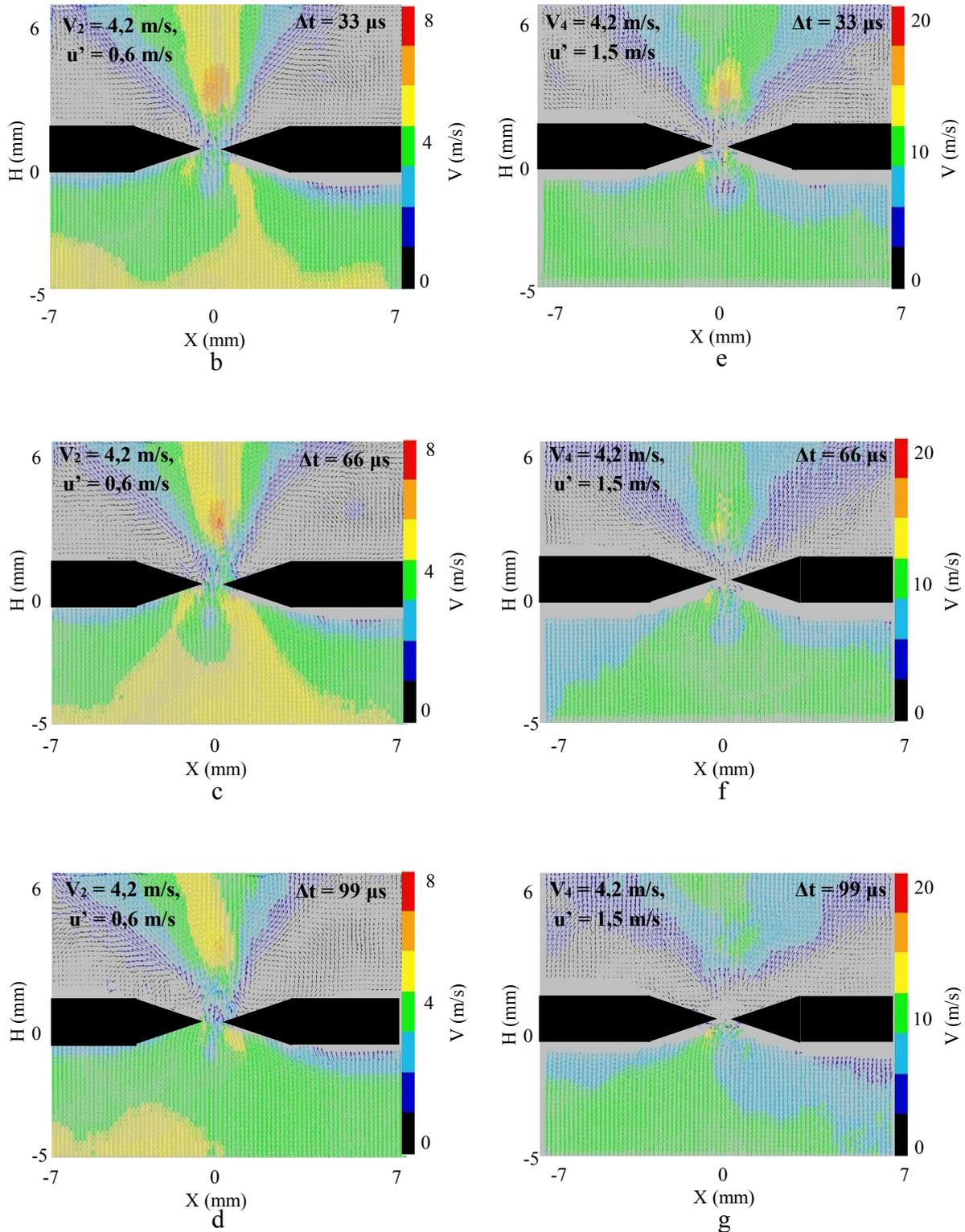


Figure 4.28: Influence de la turbulence sur le développement du noyau chaud. b-d : $V_2 = 4,2 \text{ m/s}$, $I_1 = 15 \%$; e-g : $V_4 = 4,2 \text{ m/s}$, $I_2 = 36 \%$. $\Delta t_1 = 33 \mu\text{s}$, $\Delta t_2 = 66 \mu\text{s}$ et $\Delta t_3 = 99 \mu\text{s}$.

Conclusion

Dans cette partie, nous avons mis en évidence les effets hydrodynamiques (onde de choc et noyau chaud) des décharges NRP dans l'air. Nous avons ensuite étudié l'interaction mutuelle plasma NRP-écoulement inerte en observant successivement les influences de la vitesse moyenne d'écoulement, l'énergie déposée et la turbulence. Il ressort de nos observations que les effets hydrodynamiques des décharges NRP provoquent la variation du champ de vitesse au voisinage des électrodes. Un mouvement de recirculation se produit également le long des électrodes vers le centre de l'espace inter-électrode et conduit à la génération d'un noyau de forme torique. En revanche, l'augmentation de la vitesse moyenne d'écoulement (de 0 à 26 m/s) n'a pas d'impact sur les propriétés électriques des décharges. L'allure de l'onde de choc reste inchangée, mais nous constatons la disparition plus rapide de l'effet de vitesse lorsque l'intensité de turbulence augmente. Celui-ci est convecté en aval de l'écoulement et se dissipe.

Lorsqu'on augmente l'énergie déposée, l'amplitude maximale de la variation de vitesse causée par l'onde de choc est plus élevée pour la 1^{ère} décharge que pour les décharges suivantes, en raison de l'énergie de la 1^{ère} décharge qui est toujours plus élevée que celles des décharges suivantes. Au niveau de l'espace inter-électrode, l'augmentation du nombre de décharges conduit à la déformation de plus en plus prononcée du noyau chaud. Au cours des essais, nous n'avons pas enregistré de variations significatives des propriétés électriques des décharges et des variations de vitesse en fonction de la turbulence. Le faible temps caractéristique de la décharge (≈ 10 ns) par rapport à celui de la turbulence (de l'ordre de la dizaine de ms) fait que la décharge n'est pas affectée.

CHAPITRE 5 : INTERACTION PLASMA-FLAMME

Chapitre 5 : Interaction plasma-flamme

Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons identifié les effets hydrodynamiques (onde de pression et noyau chaud) résultant de l'application des décharges nanosecondes répétitives dans un milieu inerte. L'objectif de ce chapitre est de mettre en évidence leur rôle dans l'allumage et la propagation de flamme de pré-mélange méthane-air.

Les expériences sont réalisées dans la chambre de combustion à volume constant décrite au chapitre 3. Une étude paramétrique est d'abord menée en régime laminaire pour rechercher les conditions minimales d'allumage en fonction de la richesse, de la dilution (N_2) et de la pression initiale. La connaissance du nombre de décharges minimal nécessaire à l'allumage permettra de choisir une configuration sensible à l'énergie déposée. Par la suite, l'effet du nombre de décharges NRP ou du type de décharge (NRP ou décharge selfique automobile considéré comme référence) sera étudié en régime laminaire puis en présence d'écoulement turbulent. Une analyse globale portera sur le dégagement de chaleur au travers du signal de pression. Une étude plus locale sur le développement du noyau de flamme sera menée par visualisation simultanée par chimiluminescence OH^* et PLIF OH .

Pour chaque expérience, les signaux de pression, courant et tension sont simultanément enregistrés et l'énergie électrique déposée par la décharge est systématiquement évaluée.

5.1 Interaction plasma NRP-flamme laminaire

L'utilisation des décharges NRP pour assister l'allumage et la combustion est une des voies prometteuses privilégiées ces dernières décennies pour favoriser l'allumage et la stabilisation de mélanges pauvres ou fortement dilués et ainsi réduire la consommation et les émissions polluantes. Cependant, la compréhension des mécanismes qui gouvernent l'interaction entre le plasma et la flamme est encore partielle et nécessite des études complémentaires.

Les étapes de l'allumage par plasma peuvent être résumées en :

- Dépôt d'énergie par la décharge qui conduit au chauffage et à la création d'espèces actives, suivi par le phénomène post-décharge (échelle de temps de la ns à la dizaine de μs) ;

- Initiation de la flamme (ou du noyau de flamme) lorsque l'énergie d'allumage et le rayon critique d'allumage sont atteints ;
- Développement de la flamme et propagation de la flamme si la production de radicaux et le dégagement de chaleur compensent les pertes d'énergie dans le milieu.
- Extinction de la flamme lorsque les pertes de chaleur excèdent la production.

Dans la littérature, plusieurs études [Pilla (2008) ; Tholin et al. (2013) ; Aleksandrov et al. (2009)] considèrent que les effets chimiques et thermiques des décharges NRP sont prépondérants dans l'interaction plasma-flamme. Cependant, dans le chapitre 4, nous avons mis en évidence les effets hydrodynamiques des décharges NRP, très souvent négligés qui pourraient jouer un rôle important dans l'allumage et/ou la combustion assistée par plasma. Dans cette partie, nous nous attachons à comprendre leur influence dans l'interaction plasma-flamme.

Dans un premier temps, une étude paramétrique portant sur l'influence de la richesse, de la pression initiale et de la dilution sur le nombre minimal de décharges NRP nécessaire à l'allumage dans un milieu au repos est conduite. Cette première étape a pour but de permettre la sélection de conditions pour lesquelles une forte sensibilité à l'allumage est observée. Nous considérons ensuite le mélange de référence retenu pour lequel nous étudions l'influence de l'énergie déposée (nombre de décharges successives à 30 kHz) sur l'allumage et la combustion. Les résultats seront comparés avec ceux obtenus avec un allumeur de référence pour une énergie déposée de même ordre de grandeur.

5.1.1 Etude paramétrique : recherche de points de fonctionnement limite

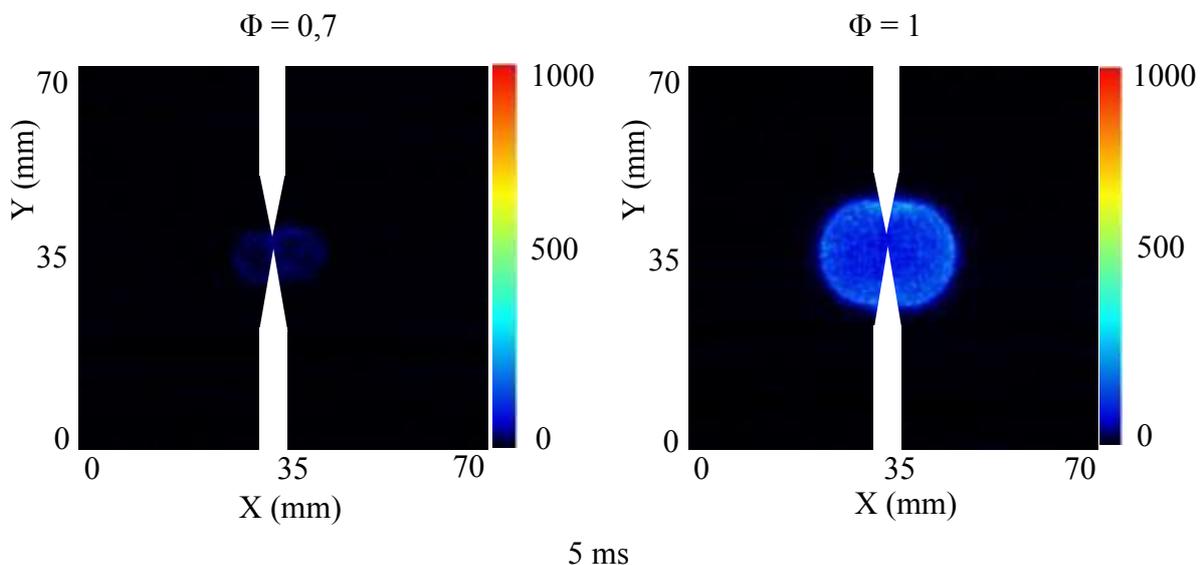
Energie minimale d'allumage et probabilité d'allumage

Dans la plupart des applications, la connaissance de l'énergie nécessaire à l'allumage, notamment au voisinage des limites d'inflammabilité des carburants est une étape importante pour la compréhension des mécanismes d'allumage et sa maîtrise. Néanmoins, au voisinage de la limite d'inflammabilité, l'allumage présente un caractère stochastique. La réussite ou l'échec de l'allumage dépend de critères qualitatifs tels que le dépôt d'énergie intense dans un volume minimal, le faible temps de dépôt, les caractéristiques de l'écoulement ou le rayon critique de flamme au moment de l'allumage. La probabilité d'allumage est alors un critère utile pour

caractériser l'allumage ou du moins l'énergie nécessaire à l'allumage via la détermination du nombre de décharges nécessaires. Ainsi, pour des conditions thermodynamiques données, on définit l'énergie minimale d'allumage (MIE pour Minimum Ignition Energy) par la quantité d'énergie qui permet l'allumage d'un mélange combustible avec une probabilité d'allumage de 50% [Ko et al. (1991)]. C'est un paramètre important de l'allumage qui dépend fortement du système lui-même, de la nature du carburant utilisé, et de la distance entre les électrodes. L'utilisation de plasmas hors-équilibre nanosecondes peut réduire la MIE et abaisser le délai d'initiation de flamme par rupture des grosses molécules en des molécules plus petites afin de réduire le nombre de Lewis. Cela a pour conséquence de modifier la cinétique chimique du carburant et d'augmenter le volume d'allumage de sorte que le noyau d'allumage soit supérieur au rayon critique d'initiation de la flamme. [Ju and Sun (2015)]

5.1.1.1 Influence de la richesse

Pour étudier l'influence de la richesse sur l'allumage, un pré-mélange méthane-air a été choisi. Ce choix est motivé par la simplicité et la disponibilité dans la littérature de schémas réactionnels détaillés. Deux richesses sont considérées : $\Phi = 0,7$ et $\Phi = 1$. Pour chaque richesse, le nombre de décharges minimum permettant l'allumage est déterminé. Les pressions et températures initiales dans la chambre de combustion sont respectivement $P_0 = 1\text{bar}$, $T_0 = 293\text{K}$. Des images issues de mesures de chimiluminescence sur le radical OH^* sont enregistrées à différents délais après l'initiation de la décharge NRP lors de la propagation du front de flamme. La figure 5.1 ci-dessous montre les images de chimiluminescence aux délais 5 ms, 10 ms et 15 ms respectivement pour les richesses 0,7 et 1.



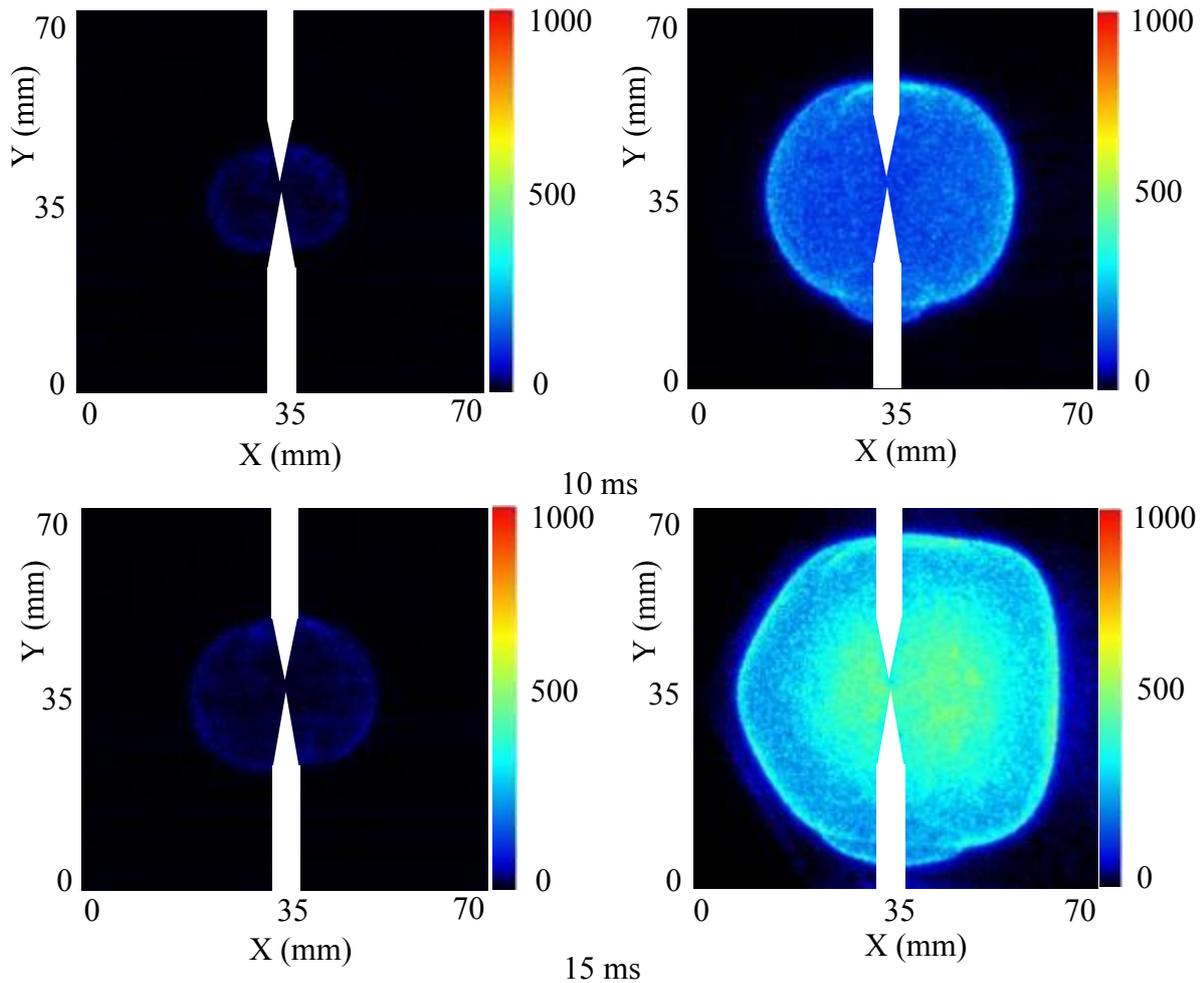


Figure 5.1: Images issues de mesures de chimiluminescence de la combustion de mélange CH_4 -air en fonction de la richesse. Espace inter-électrode = 1 mm, $P_0 = 1$ bar, $T_0 = 293$ K

Pour les conditions initiales étudiées ($P_0=1$ bar et $T_0=293$ K), il faut deux décharges (2,3 mJ) minimum pour allumer le mélange pauvre alors que le mélange stœchiométrique n'en nécessite qu'une seule (1,5 mJ). La visualisation rapide met en évidence un signal de OH^* plus intense dans le cas du mélange stœchiométrique ainsi qu'une propagation plus rapide de la flamme.

Par ailleurs, [Fernandez-Tarrazo et al. (2016)] ont étudié numériquement l'influence de la richesse sur l'énergie minimale d'allumage du mélange méthane-air à $P_0 = 1$ bar et $T_0 = 293$ K. Ils ont comparé leurs résultats à ceux expérimentaux d'autres auteurs [Calcote et al. (1952) ; Danis et al. (1988) ; Metzler (1953) ; Knepper (2004)] (cf. figure 5.2) pour les mêmes conditions. Ils montrent que l'énergie minimale d'allumage présente un minimum au voisinage de la stœchiométrie et augmente lorsqu'on s'en éloigne. Ces résultats sont en accord avec nos

observations. Les courbes représentées par des losanges correspondent à des pressions de 0,26 bar (courbe inférieure) et 0,13 bar (courbe supérieure) respectivement.

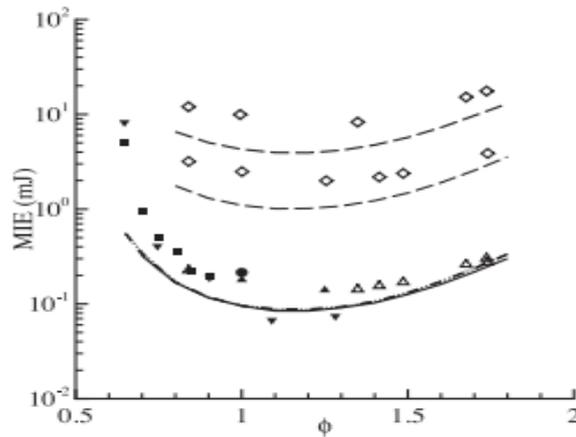
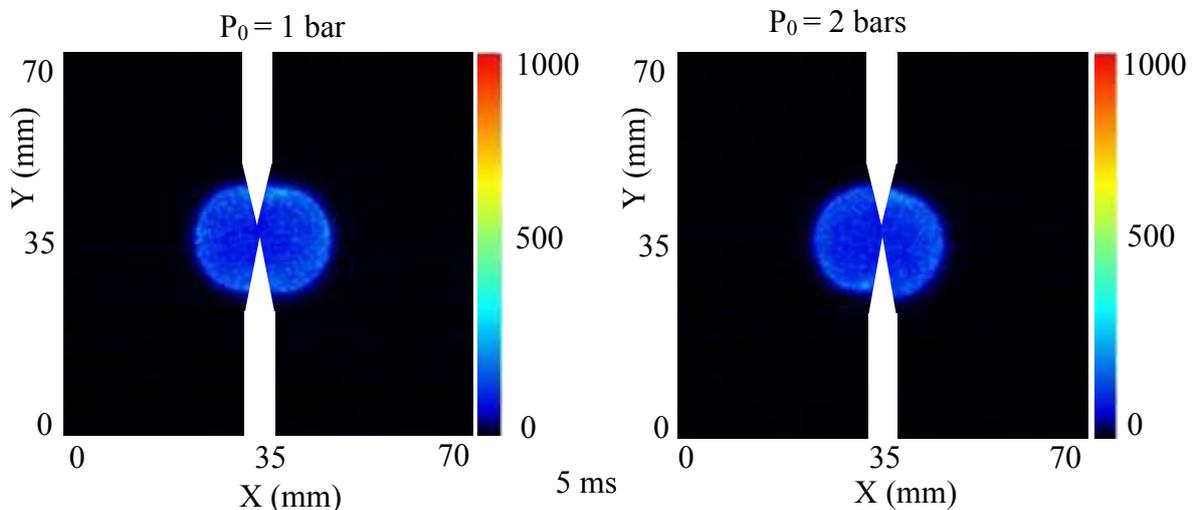


Figure 5.2: Influence de la richesse sur l'énergie minimale d'allumage. Méthane-air, $P_0 = 1$ bar et $T_0 = 293$ K. Graphe issu de [Fernandez-Tarrazo et al. (2016)]

5.1.1.2 Influence de la pression initiale

Le pré-mélange stœchiométrique méthane-air est considéré pour l'étude de l'influence de la pression initiale sur l'allumage et déterminer l'énergie minimale d'allumage. La qualité de l'intensité des signaux de chimiluminescence OH^* est un critère important. L'allumage est étudié pour différentes pressions initiales : $P_0 = 1$ bar et $P_0 = 2$ bars.

La figure 5.3 présente les résultats de chimiluminescence OH^* à différents délais après l'initiation de la décharge.



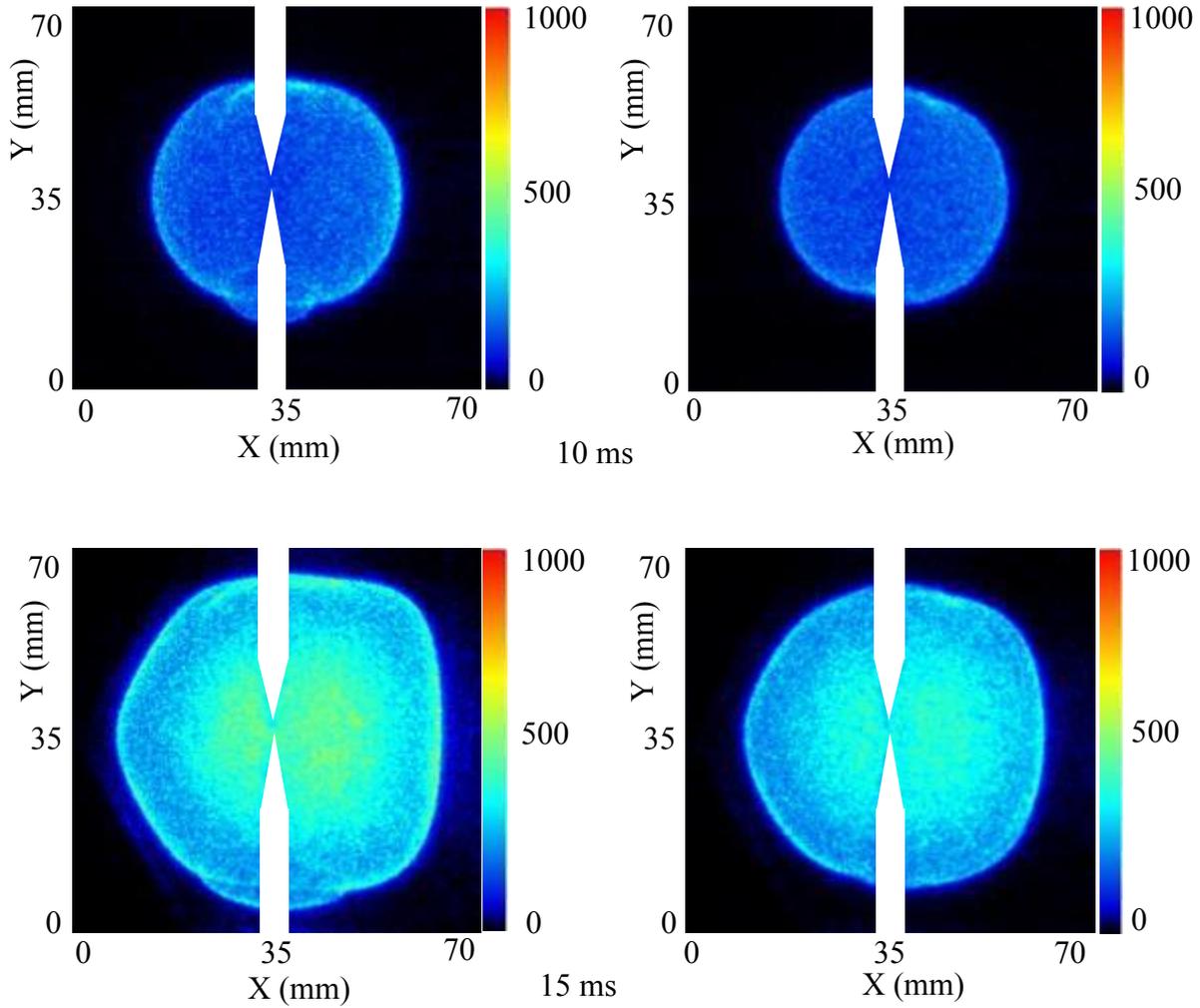


Figure 5.3: Images issues de mesures de chimiluminescence de la combustion de mélange CH4-air en fonction de la pression initiale. $\Phi = 1$; 1 décharge ($E = 1,5$ mJ), espace inter-électrode = 1 mm, $T_0 = 293$ K

Dans les deux cas, une seule décharge ($E = 1,5$ mJ) est suffisante pour allumer le mélange. Les travaux expérimentaux [Ishii et al. (1990)] et numériques [Han et al. (2010)] montrent que la MIE dépend de la distance inter-électrode, du diamètre et de la durée de la décharge. La littérature reporte une MIE à la stœchiométrie et à pression atmosphérique entre 0,28 mJ [Lewis et Von Elbe (1987)] et 0,49 [Cui et al. (2016)]. Ces derniers par ailleurs montrent une décroissance de la MIE en fonction de l'augmentation de la pression et mesurent une dépendance à la pression en $1/P^2$. [Zhang et al. (2017)] trouvent, quant à eux, une MIE inversement proportionnelle à la pression. Au premier ordre, on retrouve cette tendance en exprimant la MIE par :

$$E_{min} \sim \frac{\lambda^3}{s_i^3 \rho_u^2 c_p^2} (T_{ad} - T_u) \quad (\text{Equation 5.1})$$

Avec S_l la vitesse de flamme laminaire, λ , ρ_u et C_p respectivement la conductivité thermique, la masse volumique et la capacité calorifique des gaz frais.

La dépendance de S_l à la pression est en $P^{-0,5}$, ce qui conduit à une dépendance de la MIE en $\sim P^{-0,5}$.

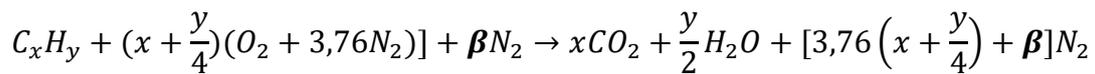
L'énergie minimum que l'on peut obtenir avec une seule décharge NRP (1,5 mJ) est donc plus élevée que la MIE reportée à pression atmosphérique et, a fortiori, que celle pour une pression initiale de 2 bars. En conséquence, le mélange stœchiométrique ne permet pas de mettre en avant la sensibilité à l'allumage avec des décharges NRP.

Une autre configuration est donc nécessaire pour mettre en évidence cette sensibilité. Nous avons choisi de diluer le mélange stœchiométrique avec de l'azote afin de modifier la quantité d'énergie nécessaire à l'allumage du mélange.

5.1.1.3 Influence de la dilution : énergie minimale d'allumage

Afin de porter l'énergie minimale d'allumage du mélange à des valeurs supérieures à l'énergie déposée par une seule décharge NRP, nous avons choisi de diluer le mélange stœchiométrique avec de l'azote. Nous avons fait varier la proportion massique de l'azote (N_2) dans le mélange stœchiométrique CH₄-air.

La formule générale de dilution massique d'un mélange stœchiométrique hydrocarbure-air est donnée ci-dessous :



Avec β coefficient de dilution molaire avec de l'azote.

Le taux de dilution massique ζ_{dil} (%) est défini par le rapport :

$$\zeta_{dil} = \frac{m_{N_2}}{m_{tot}} = \frac{\beta M_{N_2}}{\beta M_{N_2} + (M_{CH_4} + 2(M_{O_2} + 3,76M_{N_2}))} \quad (Equation 5.2)$$

En imposant le taux de dilution souhaité, on détermine aisément la valeur du coefficient β ainsi que la composition du mélange :

$$\beta = \frac{290,56 * \zeta_{dil}}{28 * (1 - \zeta_{dil})} \quad (Equation 5.3)$$

3 différents taux de dilution sont définis: $\zeta_{dil_1} = 15\%$, $\zeta_{dil_2} = 20\%$ et $\zeta_{dil_3} = 25\%$. Pour chaque taux de dilution, le nombre de décharges minimum pour l’allumage du mélange (énergie minimale d’allumage) est déterminé à des pressions initiales de 1 bar et 2 bars respectivement. Le mode de variation de l’énergie par le nombre de décharges ne permet pas une variation continue et ne permet donc pas d’évaluer précisément une énergie minimale d’allumage.

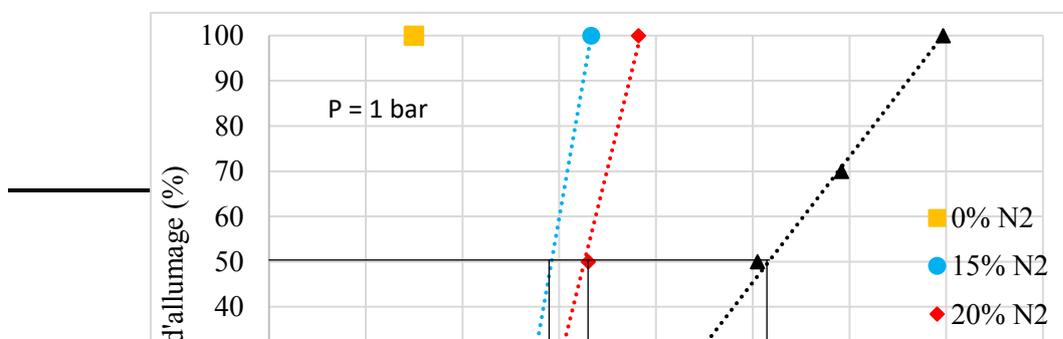
Le **tableau 5.1** suivant résume les conditions expérimentales étudiées.

Méthane-Air- N ₂	Richesse	Pression initiale	Nombre de décharges (50% allumage)	Energie (50%)	Nombre de décharges (100% allumage)	Energie (100% allumage)
Dilution ζ_{dil} (%)	Φ	P ₀ (bar)	N _p	E (mJ)	N _p	E (mJ)
15 %	1	1			3	3,33
		2			2	3,01
20 %	1	1	3	3,3	4	3,82
		2			3	4,01
25 %	1	1	6	5,05	9	6,97
		2	5	5,58	7	7,85

Tableau 5.1: Tableau récapitulatif des conditions expérimentales lors de la dilution massique avec de l’azote. T₀ = 293 K.

Pour une condition donnée, la procédure consiste à varier successivement le nombre de décharges par incrémentation d’une décharge jusqu’à obtenir une probabilité d’allumage de 100%. La probabilité d’allumage correspond au rapport du nombre d’essais pour lesquels l’allumage est obtenu sur le nombre d’essais total. Pour chaque nombre de décharges, un minimum de 20 essais sont répétés dans les mêmes conditions.

Les figures 5.4 (a) et (b) représentent la probabilité d’allumage en fonction de l’énergie déposée pour différents taux de dilution et pour des pressions de 1 bar et 2 bars respectivement.



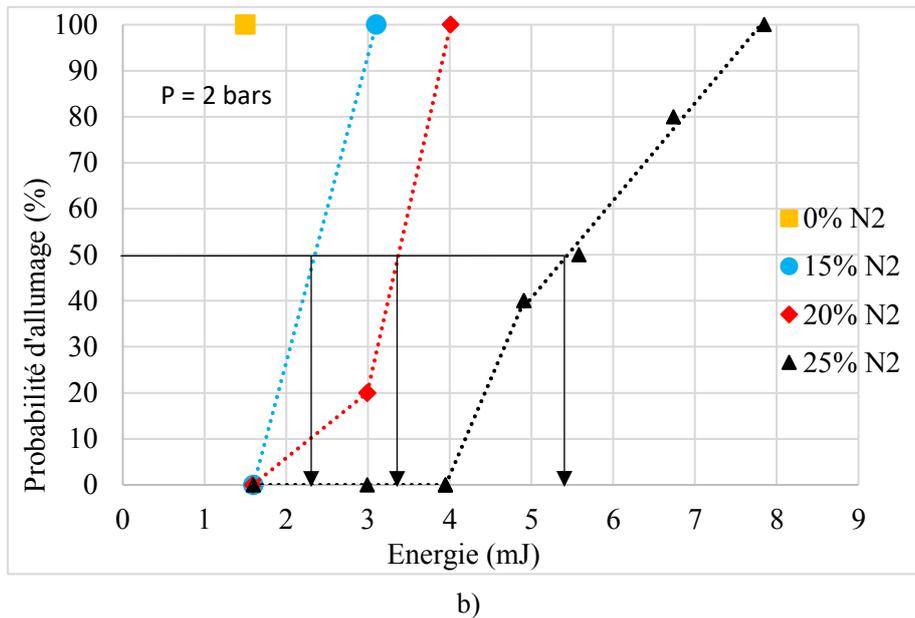


Figure 5.4 : Probabilité d'allumage en fonction de l'énergie pour différents taux de dilution : a) $P_0 = 1$ bar et b) $P_0 = 2$ bars. $T_0 = 293$ K, espace inter-électrode=1 mm

Pour le pré-mélange stœchiométrique non dilué (0% N_2), une seule décharge d'énergie électrique de 1,5 mJ est suffisante pour l'allumage avec une probabilité de 100%. L'allumage est systématique indépendamment de la pression initiale. En revanche, lorsque le taux de dilution augmente, la probabilité d'allumage diminue et l'énergie minimale d'allumage augmente. Elle passe d'environ 2,9 mJ à 15% N_2 jusqu'à environ 5,2 mJ à 25% N_2 lorsque la pression initiale est de 1 bar, ce qui correspond à une augmentation d'environ 79%. Pour une pression initiale de 2 bars, l'énergie minimale d'allumage passe de 2,4 mJ à 15% N_2 à environ 5,5 mJ à 25% N_2 , d'où une augmentation d'environ 129 %. Nous avons également observé une augmentation de l'énergie minimale d'allumage lorsque la pression initiale augmente. Elle

passé de 5,2 mJ à environ 5,5 mJ lorsque la pression initiale passe de 1 à 2 bars, soit une augmentation d'environ 6% (cf. figure 5.5).

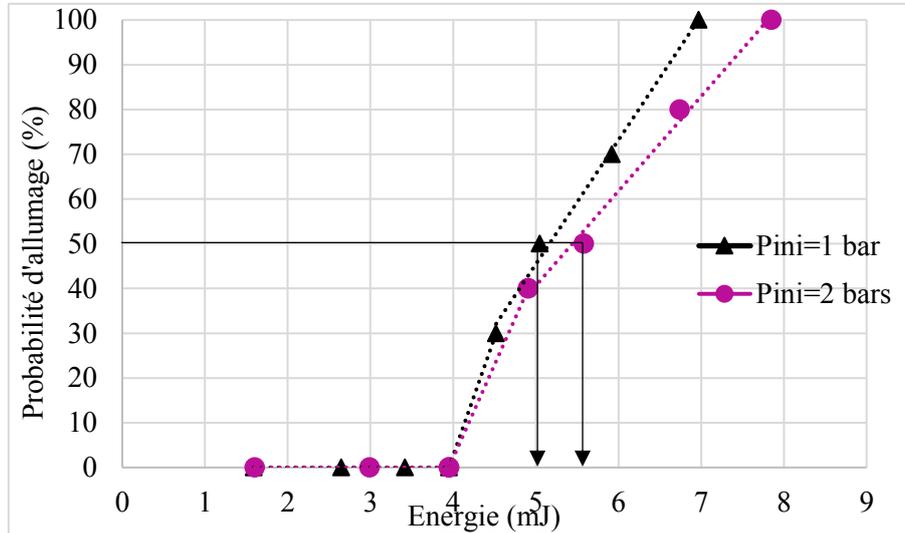


Figure 5.5: Probabilité d'allumage en fonction de l'énergie pour différentes pressions initiales. 25% N₂, T₀ = 293 K, espace inter-électrode = 1 mm

La variation du nombre de décharges NRP nécessaires à l'allumage rapporté en termes d'énergie est tracée en fonction de la dilution pour les pressions 1 et 2 bars sur la figure 5.6. Elle montre que lorsque le taux de dilution en masse d'azote est inférieur au seuil de 20%, l'énergie minimale d'allumage diminue lorsque la pression initiale augmente. Par contre, au-delà de 20% en masse d'azote, elle augmente avec la pression.

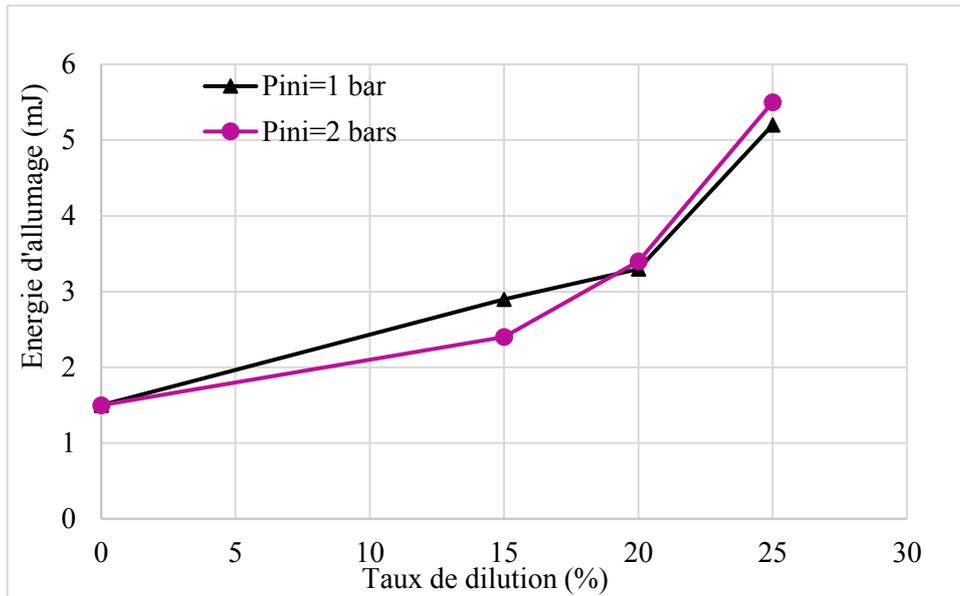


Figure 5.6: Energie minimale d'allumage en fonction du taux de dilution pour deux pressions différentes

Les courbes de la figure 5.6 mettent en évidence la sensibilité du mélange à l'énergie déposée lorsqu'on varie le taux de dilution massique avec de l'azote (N_2). Notons que la dépendance à la pression citée dans la littérature et discutée plus haut n'est pas observée. L'addition de l'azote peut modifier la distribution d'énergie des électrons ainsi que la concentration des espèces réactives dans le mélange. Ceci peut modifier le mécanisme de décharge et l'énergie. Par conséquent, la vitesse de propagation de la flamme et la MIE peuvent être affectées. Le processus d'allumage des hydrocarbures est influencé par le chauffage ultra rapide décrit à l'aide du mécanisme à deux étapes, c'est-à-dire excitation électronique de N_2 sur ses états excités ($A^3\Sigma$, $B^3\Pi$, $C^3\Pi$) et quenching dissociatif de N_2^* par O_2 pour produire de l'oxygène atomique et un dégagement de chaleur [Popov (2001)]. L'augmentation de la proportion massique de N_2 peut donc modifier la proportion d'énergie disponible pour l'allumage et influencer de ce fait l'énergie minimale d'allumage.

Choix du mélange d'étude

Le choix est motivé d'une part par la recherche de conditions d'études favorables à la sensibilité à l'énergie déposée et d'autre part pour avoir des données expérimentales facilement comparables avec les calculs numériques pour lesquels un nombre de décharges raisonnable est requis (un nombre élevé de décharges conduit à des temps de calcul exorbitant, un nombre très

faible ne permet pas l'étude de la sensibilité à l'énergie déposée). Pour ce faire, le pré-mélange stoechiométrique méthane-air dilué à 20% en masse d'azote (CH₄-air-N₂-20%) est privilégié. En effet, 4 décharges suffisent à l'allumer le pré-mélange à une pression initiale de 1 bar, et 3 seulement pour une pression initiale de 2 bars. Nous avons opté pour le pré-mélange CH₄-air-N₂-20% à la pression initiale de 1 bar.

Le mélange d'étude étant choisi, il convient d'étudier l'influence du nombre de décharges NRP (au-delà du nombre minimal) sur l'allumage afin de mettre en évidence le rôle des effets hydrodynamiques de ce type décharges. C'est l'objet du paragraphe suivant.

5.1.2 Influence de l'énergie déposée par la décharge NRP

Pour étudier la sensibilité des mécanismes d'allumage et le développement de la combustion à l'énergie déposée, le mélange CH₄-air-N₂-20% est allumé en appliquant 4, 23 et 40 décharges NRP correspondant respectivement à 3,9 mJ, 18,31 mJ et 32,07 mJ d'énergie électrique. L'énergie de 3,9 mJ (4 décharges) utilisée pour allumer le pré-mélange est légèrement supérieure à l'énergie minimale d'allumage $E_{min}=3,3$ mJ (cf. paragraphe 5.1.2.3), ce qui permet d'allumer le mélange avec succès. L'énergie électrique mesurée est en moyenne de 1,5 mJ pour la 1^{ère} décharge et atteint environ 0,8 mJ pour les décharges suivantes. Ceci peut être dû au fait que la 1^{ère} décharge est appliquée dans un milieu n'ayant subi aucune modification du milieu et nécessite donc une tension élevée pour vaincre la résistance électrique de l'espace inter-électrode et produire le claquage (breakdown). Les décharges suivantes sont appliquées dans un milieu chaud contenant des espèces intermédiaires résiduelles issues de la (ou des) décharge(s) précédente(s). D'autre, la différence d'énergie entre la 1^{ère} décharge et les décharges suivantes peut être reliée à l'électronique du système de décharge utilisé. La tension de claquage est alors plus faible (en moyenne 2,5 kV) pour amorcer la décharge. Par conséquent, l'énergie de la (ou des) décharge(s) suivante(s) est moindre.

La combustion est caractérisée par un fort dégagement de chaleur provenant des réactions chimiques. L'accroissement de la pression intervient à la fin de la combustion, lorsque le front de flamme comprime les gaz frais au contact de la face interne de la chambre. L'évolution temporelle du signal de pression est, en l'absence de perte thermique, directement proportionnel au taux de variation de la fraction massique de gaz brûlés. Elle permet donc

d'estimer la vitesse de consommation des gaz frais d'un point de vue global, du moins tant que les transferts aux parois peuvent être négligés.

Sa mesure est réalisée à l'aide d'un capteur piézoélectrique (Kistler 601 A) placé affleurant à la face interne de la chambre.

La figure 5.7 présente les signaux de pression pour diverses valeurs de l'énergie déposée pour un pré-mélange CH₄-air-N₂-20%.

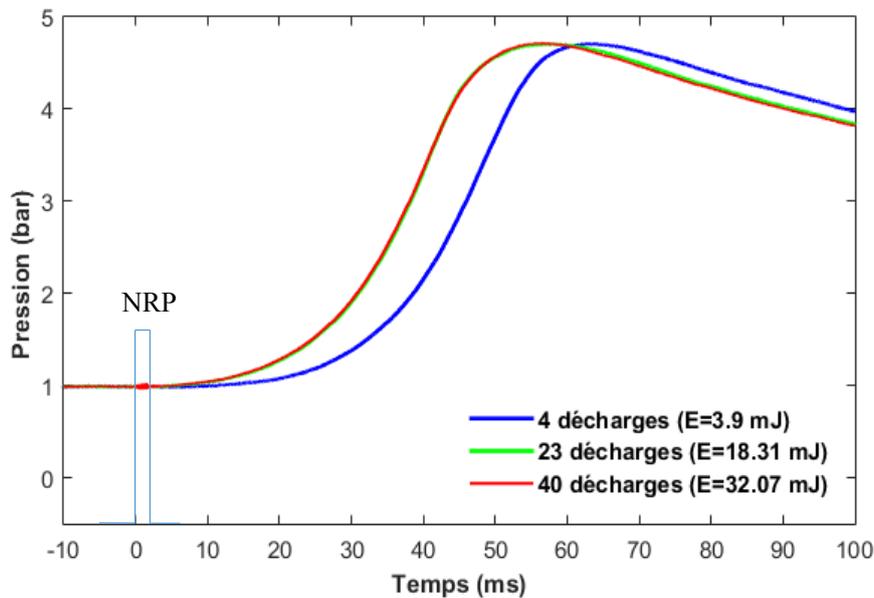


Figure 5.7 : Evolution temporelle du signal de pression en fonction de l'énergie déposée par la décharge. CH₄-air-N₂-20%, P₀ = 1 bar, T₀ = 293 K, f_d = 30 kHz, espace inter-électrode = 1 mm

On remarque aisément que l'augmentation du nombre de décharges, et donc de l'énergie déposée, réduit considérablement la durée de combustion. Cependant, les pentes des courbes sont quasi identiques et la pression maximale de combustion ne varie pas selon qu'on applique 4, 23 ou 40 décharges. On atteint également une limite d'efficacité au-delà de laquelle l'ajout de décharge n'a pratiquement plus d'influence sur ce délai comme le montrent les courbes pour 23 décharges et 40 décharges qui sont confondues. Ces résultats montrent que l'influence des décharges NRP n'est effective que sur les premiers instants de l'allumage. Une fois le mélange allumé, la combustion se propage suivant un mécanisme classique non affecté à distance par le système d'allumage. Ceci confirme les résultats de Pancheshnyi et al. (2006).

Une analyse des premiers instants de dégagement de chaleur est conduite afin de mieux comprendre l'influence des décharges NRP sur l'allumage et la combustion de mélange méthane-air. On définit le temps caractéristiques $t_{x\%}$ ou délai de développement de flamme qui correspond au temps écoulé entre le début de la décharge et l'instant où la pression augmente de $x\%$ de sa valeur maximale;

La durée de combustion, assimilée à $t_{10\%-90\%}$ en fonction du nombre de décharge (énergie déposée) est tracée sur la figure ci-dessous.

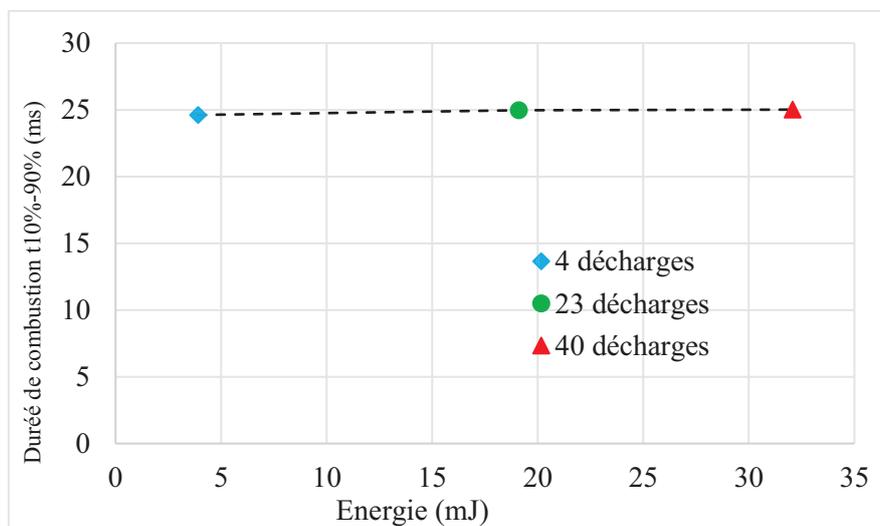


Figure 5.8: Durée de combustion ($t_{10\%-90\%}$) en fonction de l'énergie déposée par la décharge NRP. CH₄-air-N₂-20%, P₀ = 1 bar, T₀ = 293 K, f_d = 30 kHz, espace inter-électrode = 1 mm

La durée de combustion est d'environ 25 ms et ne varie pratiquement pas lorsque le nombre de décharges augmente de 4 à 40 décharges (augmentation de l'énergie de 3,9 mJ à environ 32 mJ).

On trace les temps $t_{5\%}$ et $t_{10\%}$ en fonction de l'énergie déposée

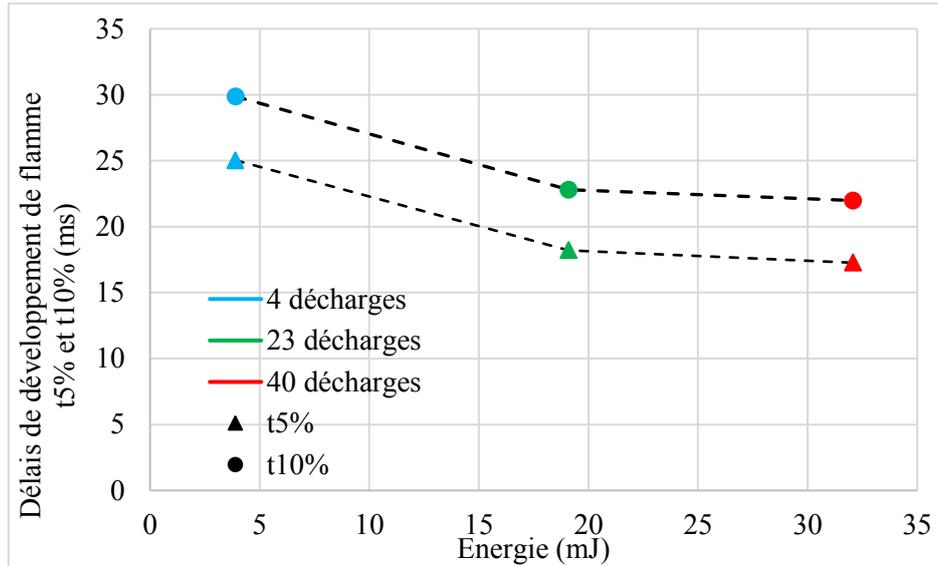


Figure 5.9: Délais de développement de flamme $t_{5\%}$ et $t_{10\%}$ en fonction de l'énergie déposée par la décharge NRP. $\text{CH}_4\text{-air-N}_2\text{-20\%}$, $P_0 = 1 \text{ bar}$, $T_0 = 293 \text{ K}$, $f_d = 30 \text{ kHz}$, espace inter-électrode = 1 mm

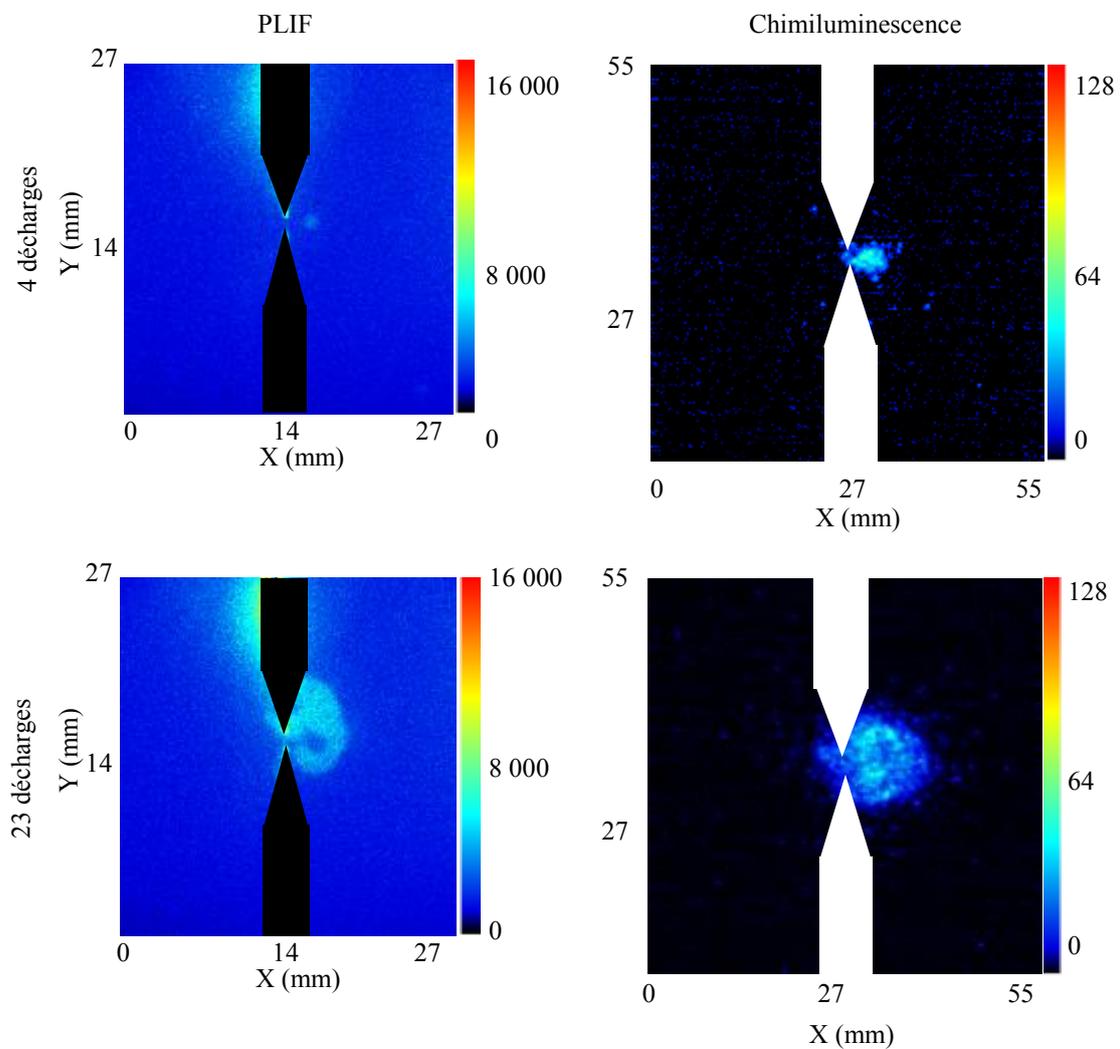
La courbe met clairement en évidence une décroissance du délai de développement de la flamme ($t_{10\%}$), de 30 ms à environ 22 ms lorsque le nombre de décharge (respectivement l'énergie déposée) passe de 4 à 40 décharges (respectivement de 3,9 mJ à 32 mJ). L'effet d'amélioration par les décharges NRP se produit donc au niveau des premiers instants suivant l'application des décharges. Ceci montre que l'énergie déposée n'a plus d'influence sur la propagation de la flamme. Cette phase correspond au mode de propagation classique de flamme qui ne dépend que des propriétés physico-chimiques de l'écoulement.

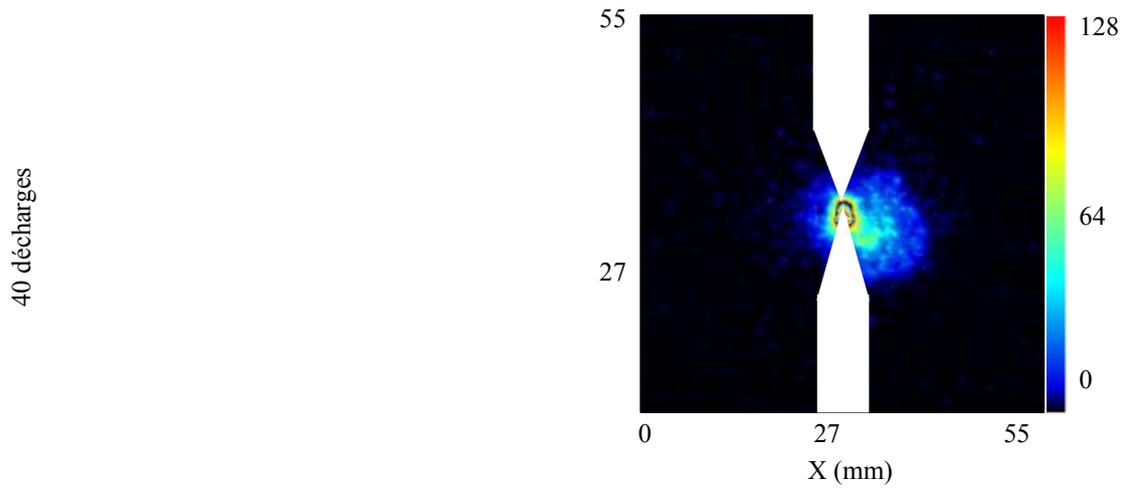
Nous avons montré que l'influence des décharges NRP est importante dans les premiers instants d'allumage. Ainsi, pour mieux comprendre l'influence des effets hydrodynamiques des décharges NRP dans l'interaction plasma-flamme, nous allons nous intéresser à l'étude locale de la phase d'allumage à ces instants.

5.1.2.1 Analyse locale de l'allumage

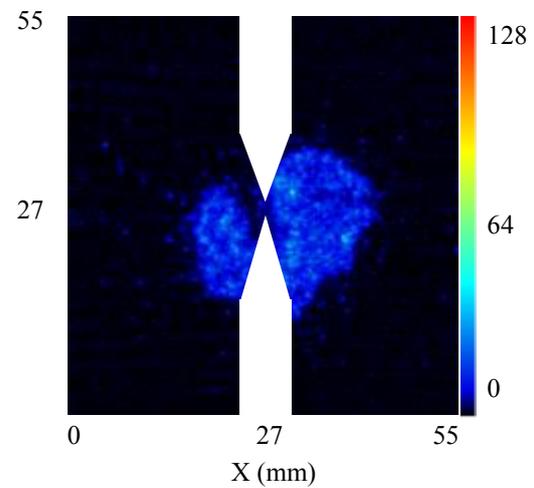
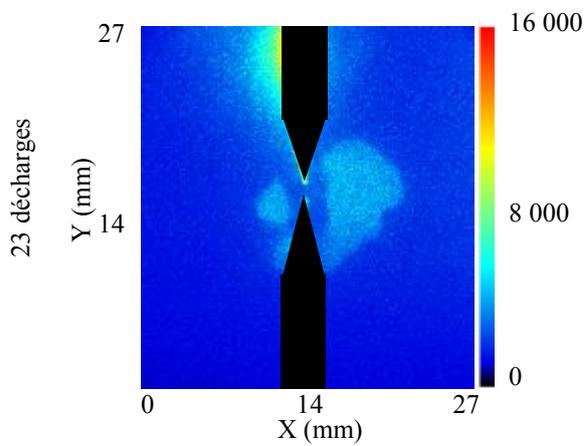
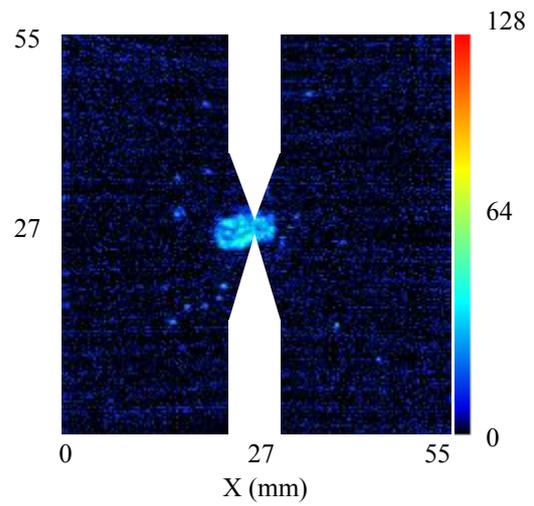
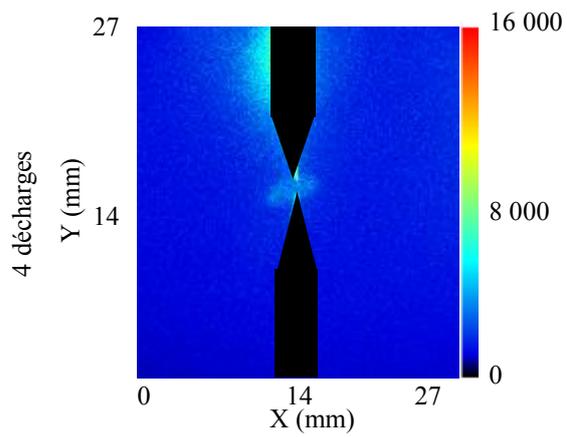
Dans cette section, nous nous intéressons au développement du noyau de flamme à l'aide de deux diagnostics optiques : la chimiluminescence rapide sur le radical OH^* et la PLIF OH . Les différentes expériences ont été conduites dans les mêmes conditions que celles précédemment retenues.

Cinq expériences sont répétées dans les mêmes conditions pour chaque séquence de décharges. Les mesures de PLIF sur le radical OH sont effectuées respectivement à 1 ms, 2 ms et 3 ms après l'initiation de la première décharge. La chimiluminescence étant accordée à la fréquence de répétition des décharges, un film de chimiluminescence sur le radical OH* est également enregistré lors de chaque essai à la même fréquence que celle des décharges NRP (30 kHz). Chaque couple d'images (PLIF + chimiluminescence) correspond à un essai et permet de cartographier l'allumage et la propagation de flamme. L'utilisation de diagnostics simultanés permet alors d'accéder à des informations complémentaires sur l'allumage et les aspects géométriques de la structure du front de flamme. Les images de PLIF OH et de chimiluminescence OH* simultanées sont représentées sur la figure 5.10 à différents instants et pour les différentes énergies (nombre de décharges) déposées.





a) $Dly = 1$ ms



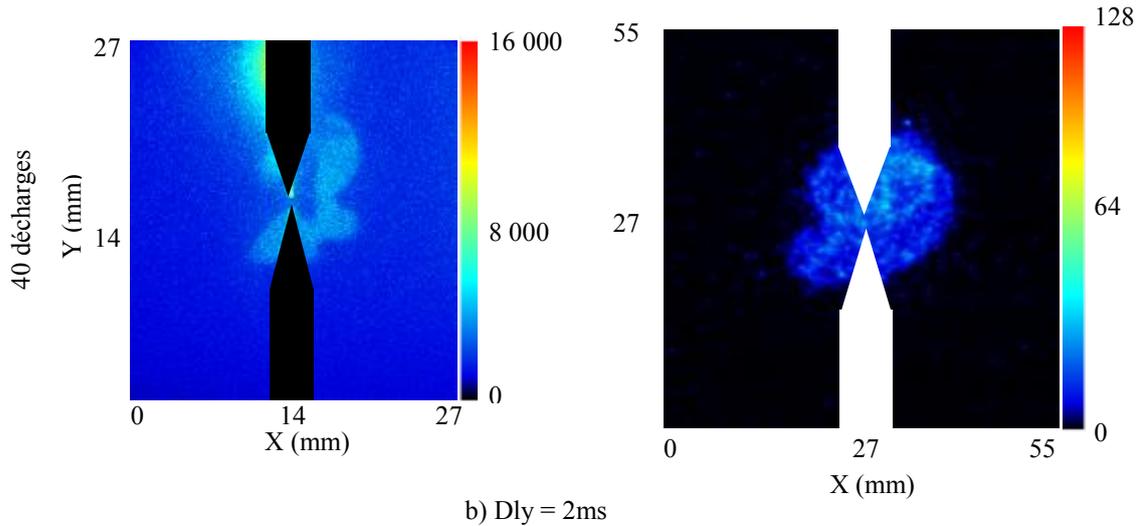


Figure 5.10: Images de PLIF et chimiluminescence du radical OH simultanées prises à différents instants lors de l'allumage de mélange méthane-air-N₂-20% avec 4, 23 et 40 décharges : a) Dly = 1 ms, b) Dly = 2 ms. P₀ = 1 bar, T₀ = 293 K

A 1 ms après l'initiation de la première décharge, le noyau formé n'est pas suffisamment développé pour atteindre la nappe laser tangente aux électrodes. Ceci explique la faible intensité du signal PLIF OH à 1 ms pour la condition de 4 décharges. Les images issues des mesures PLIF OH montrent que la structure du front est localement plus déformée à mesure que le nombre de décharges (énergie déposée) augmente (figure 5.10 (b)). En effet, après avoir initié l'allumage au bout de 4 décharges, les décharges suivantes ajoutent de l'énergie supplémentaire modifiant les conditions aérodynamiques locales. En conséquence, la structure du front de flamme est soumise à des perturbations et les taux des réactions chimiques ainsi que la vitesse de flamme augmentent. C'est pourquoi nous constatons l'augmentation du volume du signal OH et la déformation de la structure du front de flamme lorsqu'on augmente le nombre de décharges. Nous n'avons pas pris d'images PLIF OH à 1 ms sous 40 décharges simplement parce qu'à ce délai, le train de décharge n'est pas encore terminé.

L'utilisation de la chimiluminescence permet d'avoir qualitativement l'intégration de l'émission spontanée du radical OH* le long de la profondeur de champ. Les images de chimiluminescence montrent le développement du noyau d'allumage lorsqu'on allume avec 4 décharges (Dly=2 ms). Lorsqu'on augmente le nombre de décharges, la taille du noyau d'allumage augmente et sa forme toroïdale disparaît. Toutefois, l'apparition de structures et le plissement du front de flamme sont clairement visibles au fur et à mesure que l'on augmente le

nombre de décharges. Par ailleurs, l'image de chimiluminescence du radical OH* présente une bonne correspondance avec celle de la PLIF OH pour chacune des expériences.

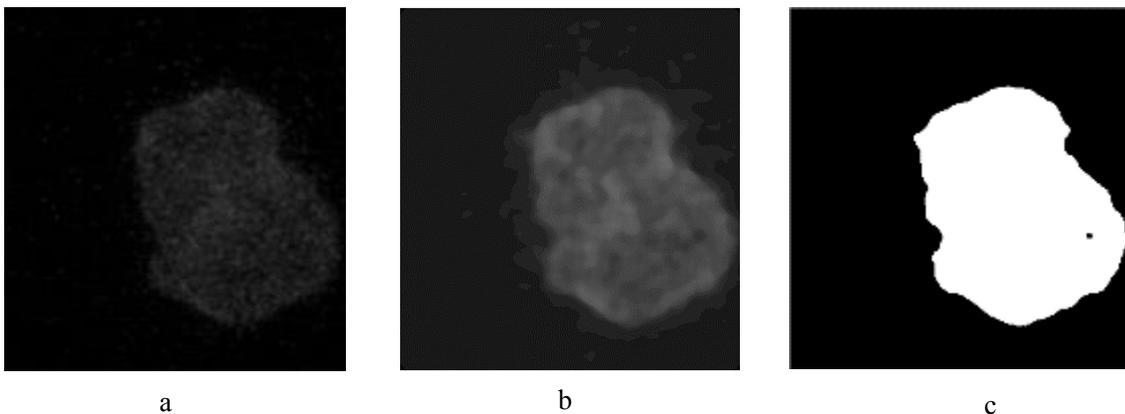
Une analyse quantitative complémentaires à l'analyse qualitative issue des images de PLIF et chimiluminescence est conduite afin d'accéder à des informations sur le contour, la vitesse apparente et le rayon équivalent de la flamme. La connaissance de ces grandeurs est une étape importante afin de mieux comprendre l'influence des décharges NRP sur l'allumage et la combustion.

5.1.2.2 Analyse quantitative :

Procédure de détermination du contour de flamme

L'image de chimiluminescence OH* est d'abord filtrée successivement au moyen d'un filtre médian et d'un filtre anisotropique. Après la normalisation de l'image obtenue, l'algorithme d'Otsu est utilisé pour binariser l'image filtrée. Un second filtrage médian est ensuite appliqué au résultat pour corriger d'éventuelles irrégularités résiduelles de l'intensité du signal OH*, comme celles montrées sur la figure 5.11 (c). A partir de l'image de chimiluminescence binarisée et filtrée, le contour de flamme est extrait. L'estimation du contour de flamme permet de déterminer la surface ainsi que le périmètre du front de flamme.

La procédure de détermination du contour de flamme est résumée sur la figure 5.11 :



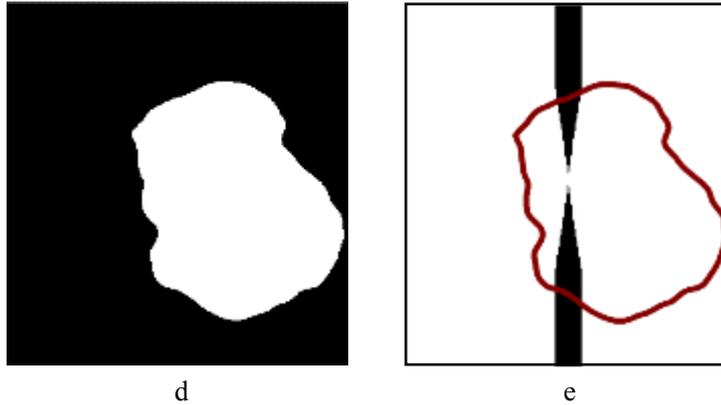


Figure 5.11: Procédure d'extraction du contour du front de flamme : a) image brute, b) image filtrée, c) image filtrée binarisée, d) image binarisée filtrée, contour de flamme

Le premier contour détecté correspond au contour du noyau d'allumage $33\mu\text{s}$ après la dernière décharge.

Après l'allumage, la flamme se propage au sein de la chambre jusqu'à atteindre la limite de la région d'intérêt (taille $55*55 \text{ mm}^2$). Nous pouvons détecter l'évolution temporelle du contour de flamme et reconstruire l'historique de l'allumage et la propagation du front de flamme.

Nous définissons alors un rayon équivalent (R_{eq}) de flamme basé sur la surface de la flamme A_f et le périmètre du contour P tel que :

$$R_{eq} = \frac{2 \cdot A_f}{P} \quad (\text{Equation 5.4})$$

La vitesse apparente est obtenue en calculant le rapport entre la distance moyenne entre deux contours consécutifs et le temps correspondant. Un schéma centré du second ordre est utilisé pour calculer la vitesse apparente S_a moyenne dans le référentiel du laboratoire :

$$S_a = 2 \frac{A_{n+1} + A_{n-1}}{(L_{n+1} + L_{n-1})(t_{n+1} - t_{n-1})} \quad (\text{Equation 5.5})$$

Avec A_n , L_n et t_n représentent respectivement l'aire intérieure du contour, la longueur de contour et le pas de temps. L'échelle de couleur va du rouge au bleu à mesure que la flamme se propage

La figure ci-dessous présente le noyau d'allumage et l'évolution temporelle des contours de flamme obtenus de 0 à 10 ms lors de l'allumage pour respectivement 4, 23 et 40 décharges.

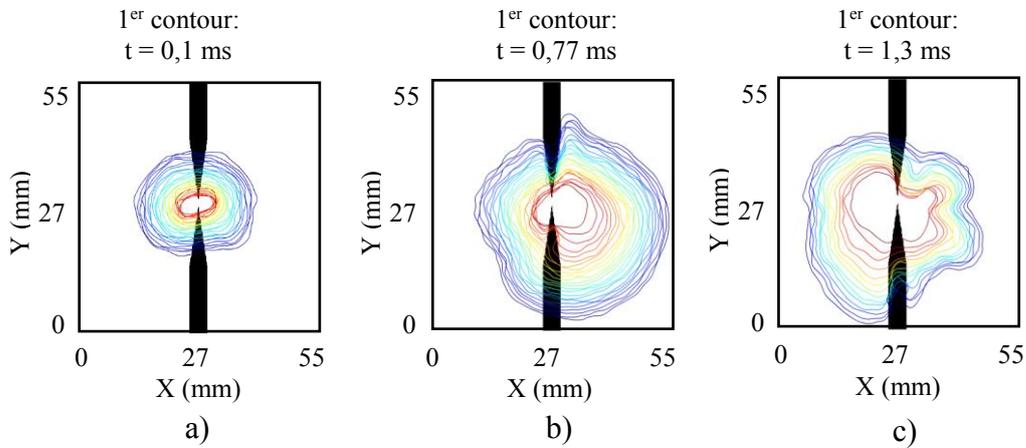


Figure 5.12: L'évolution temporelle du contour de flamme en fonction de l'énergie déposée pour respectivement a) 4 décharges, b) 23 décharges and c) 40 décharges. Le pas de temps = 400 μ s, durée=10 ms

Pour chaque cas, le premier contour est assimilé au noyau d'allumage et correspond approximativement à 33 μ s après la fin du train de décharges. Ainsi, le temps correspondant au premier contour varie selon le nombre de décharges appliquées. Il est estimé à 0,1 ms dans le cas de l'allumage avec 4 décharges, 0,77 ms pour 23 décharges et 1,3 ms avec 40 décharges. Par contre pour les trois configurations, le dernier contour correspond à un même temps de 10 ms après l'initiation de la première décharge.

La taille du noyau d'allumage correspond approximativement à celle du noyau chaud du plasma observé précédemment (voir chapitre 4) et augmente avec l'énergie déposée. Après l'allumage, le noyau se développe rapidement et les contours successifs deviennent de plus en plus déformés lorsque le nombre de décharges augmente. Ceci est illustré sur la figure 5.13 qui montre les contours de flamme au même instant (1,4 ms) pour respectivement 4, 23 et 40 décharges.

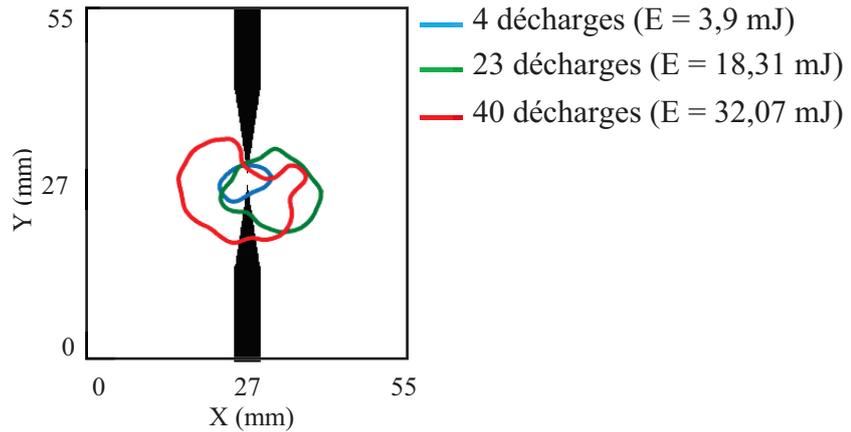


Figure 5.13: Contour de flamme en fonction de l'énergie déposée pour respectivement à l'instant $Dly = 1,4$ ms après l'initiation de la première décharge.

La variation du rayon équivalent de flamme en fonction du temps est représentée sur la figure 5.14 pour respectivement 4, 23 et 40 décharges. Elle montre une évolution monotone et croissante du rayon équivalent avec le nombre de décharges (énergie déposée). A la fin des décharges, le rayon équivalent du noyau d'allumage est estimé à environ 3 mm pour 4 décharges et croît progressivement jusqu'à environ 10 mm pour 40 décharges.

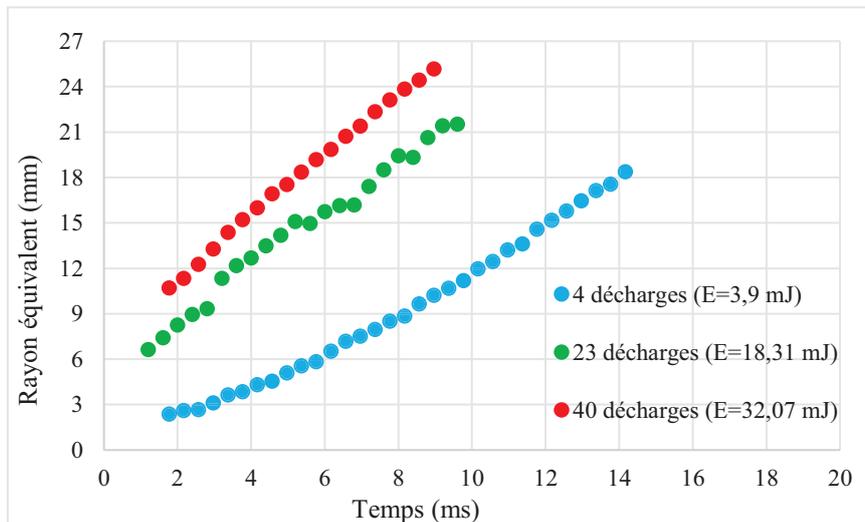
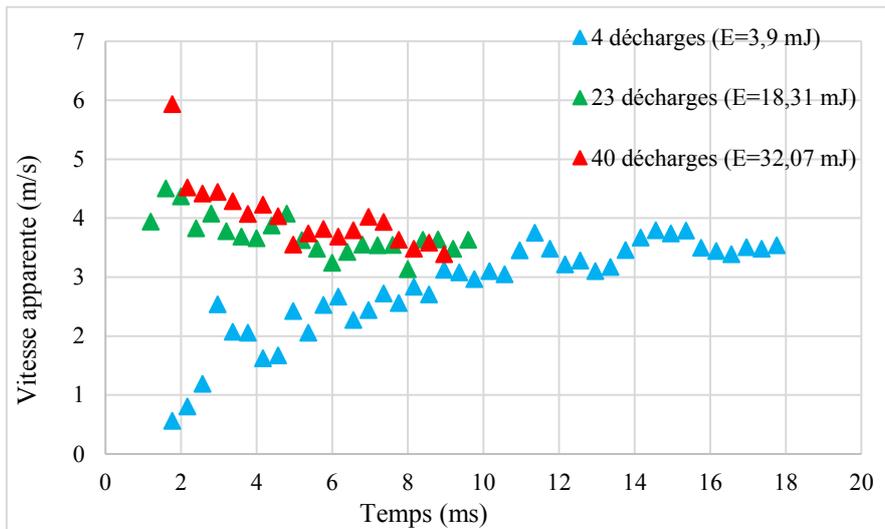


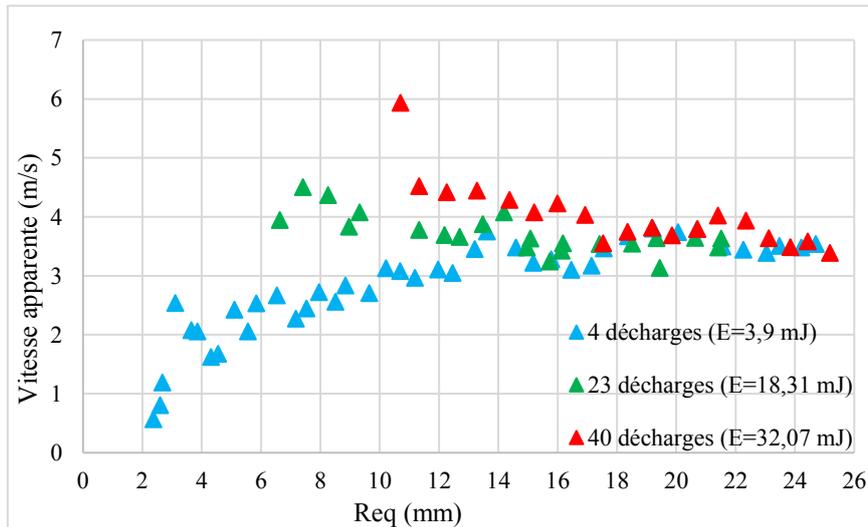
Figure 5.14: Evolution du rayon équivalent de flamme en fonction du temps lors de l'allumage de mélange stœchiométrique méthane-air- N_2 -20% avec 4, 23 et 40 décharges. $P_0 = 1$ bar, $T_0 = 293$ K, espace inter-électrode = 1 mm, $f_d = 30$ kHz

Sur la figure 5.15 (a), la variation de la vitesse apparente de flamme est représentée en fonction du temps. Pour le cas avec 4 décharges (triangles bleus), la vitesse apparente augmente progressivement et atteint une valeur stable d'environ 3,6 m/s vers 18 ms. En revanche,

lorsqu'on augmente le nombre de décharges, la vitesse apparente de flamme est élevée dans les premiers instants. Elle décroît de 6 m/s jusqu'à atteindre un seuil d'environ 3,6 m/s vers 5 ms dans le cas de l'allumage avec 40 décharges. En effet, lorsqu'on augmente le nombre de décharges, l'excédent d'énergie alimente le noyau d'allumage et entraîne une croissance rapide du noyau d'allumage. Ce qui explique l'augmentation de la vitesse apparente de flamme. La vitesse apparente de la flamme est représentée en fonction du rayon équivalent sur la figure 5.15 (b). On observe que pour un rayon équivalent d'environ 18 mm le nombre de décharges n'a plus d'influence sur la vitesse apparente.



a)



b)

Figure 5.15: Variation de la vitesse apparente de flamme en fonction du a) temps et b) rayon équivalent lors de l'allumage de mélange stœchiométrique méthane-air-N₂-20% avec 4, 23 et 40 décharges. P₀ = 1 bar, T₀ = 293 K, f_d = 30 kHz

Dans cette partie, nous avons observé que l'augmentation de l'énergie déposée déforme la structure du front de flamme et accroît la vitesse de propagation de la flamme. De plus, l'influence des décharges NRP est plus importante dans les premiers instants. A partir d'un rayon équivalent d'environ 18 mm atteint respectivement à 14 ms, 7 ms et 5 ms pour 4, 23 et 40 décharges, l'énergie déposée par les décharges NRP n'a plus d'effets sur la vitesse apparente de flamme dans les conditions de cette étude. Ceci conforte l'observation faite au paragraphe 5.3.1 concernant l'effet d'amélioration des décharges NRP qui se produit au niveau des premiers instants suivant l'application des décharges, où les effets hydrodynamiques sont sensibles à l'augmentation de l'énergie. Il convient alors d'analyser l'influence de ces effets dans le mécanisme d'allumage et la combustion.

5.1.2.3 Analyse des effets hydrodynamiques dans le mécanisme d'allumage/combustion

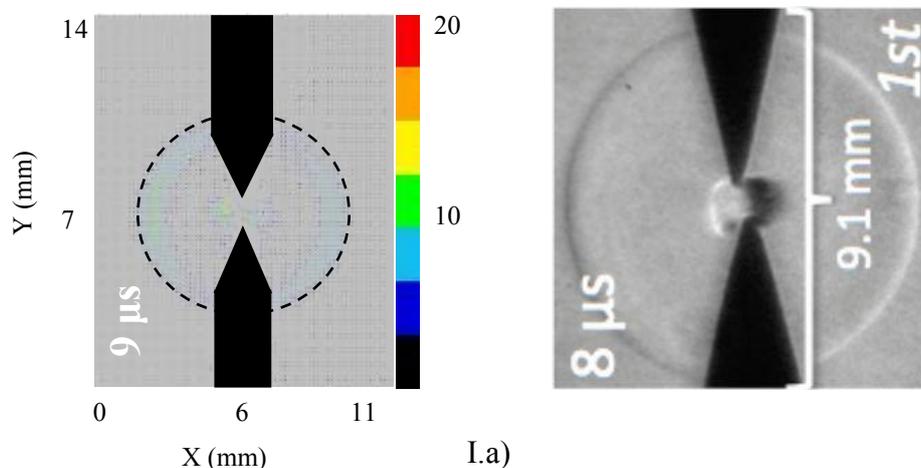
Lorsqu'on applique une décharge NRP aux bornes d'électrodes dans l'air ou un gaz combustible, le dépôt local et rapide d'énergie produit une onde de choc qui se propage extérieurement à partir du centre de l'espace inter-électrode. Ce phénomène a lieu dans les premiers instants suivants l'application de la décharge (de l'ordre de dizaine de μs) et est suivi par l'expansion d'un noyau chaud résultant de la chaleur résiduelle avec un temps caractéristique de l'ordre de la centaine de μs . Lorsque le noyau d'allumage atteint une taille critique, la flamme peut se développer de manière autonome. Des travaux de [Maly R. and Vogel M. (1979)] ont également montré l'influence des effets hydrodynamiques des décharges à faible durée dans le processus d'allumage. Cependant, la particularité des décharges NRP réside ici dans leur caractère répétitif amplifiant les effets hydrodynamiques.

Initialement, lorsque l'énergie déposée (nombre de décharges) augmente, un noyau chaud de forme toroïdale et une zone de recirculation autour des électrodes sont formés dans les premiers instants. 4 décharges sont suffisantes pour allumer le mélange $\text{CH}_4\text{-air-N}_2\text{-20\%}$, les décharges additionnelles répétées à fréquence élevée produisent des ondes de pression additionnelles qui non seulement augmentent la taille du noyau mais déforment également sa frontière. Les instabilités alors produites modifient les conditions aérodynamiques locales par production d'écoulement à faible échelle pendant l'allumage. Le volume d'interaction augmente, le noyau formé atteint alors rapidement la taille critique. Lorsque la flamme se développe suffisamment loin de ce domaine, les ondes de pression sphériques sont dominantes dans les mécanismes de propagation et d'accélération observée par PLIF OH et

chimiluminescence OH* simultanées. Par ailleurs, le noyau d'allumage est une interface de forts gradients de densités alors que les ondes sphériques successives génèrent des gradients de pression le long de l'interface (cf. figure 5.16). La présence simultanée de gradients de densité et de pression désalignés à l'interface est le siège de vorticités qui améliorent le mélange et déforment le front de flamme. La présence de gradients de températures et d'espèces a pour conséquence une efficacité de transport de chaleur et d'espèces ainsi qu'une possible amélioration des réactions chimiques [Maly R. and Vogel M. (1979)]. A cause de ces effets baroclines, le front de flamme est de plus en plus plissé et des instabilités additionnelles sont générées. Des structures apparaissent également sur le front de flamme et sont visibles à l'aide des images de chimiluminescence sur le radical OH*. De ce fait, le taux de réaction local augmente [Oran and Gardner (1985)] et favorise l'augmentation de la vitesse de flamme. Des résultats similaires sur l'amélioration de la vitesse de flamme d'un mélange pauvre propane-air ont été trouvés par [Xu (2013)].

Les images issues de mesures PIV et Schlieren [Xu (2013)] représentées sur les figures suivantes illustrent l'onde de choc et le noyau chaud provenant d'une ou de 10 décharges à une fréquence de 30 kHz. Les images PIV sont prises respectivement à 9 μ s et 33 μ s après 1 décharge (1,5 mJ) et 10 décharges (8,7 mJ). Les images Schlieren extraites de [Xu (2013)] correspondent quant à elles à 9 μ s et 41 μ s après respectivement 1 décharge (3 mJ) et 10 décharges (16,5 mJ).

Le diamètre du noyau croît de 2,8 mm pour une unique décharge d'énergie 1,5 mJ à environ 6 mm lorsqu'on dépose 10 décharges ($E = 8,7$ mJ). Ceci met en évidence une similarité entre les dimensions du noyau chaud et celles du noyau d'allumage issues de l'analyse quantitative.



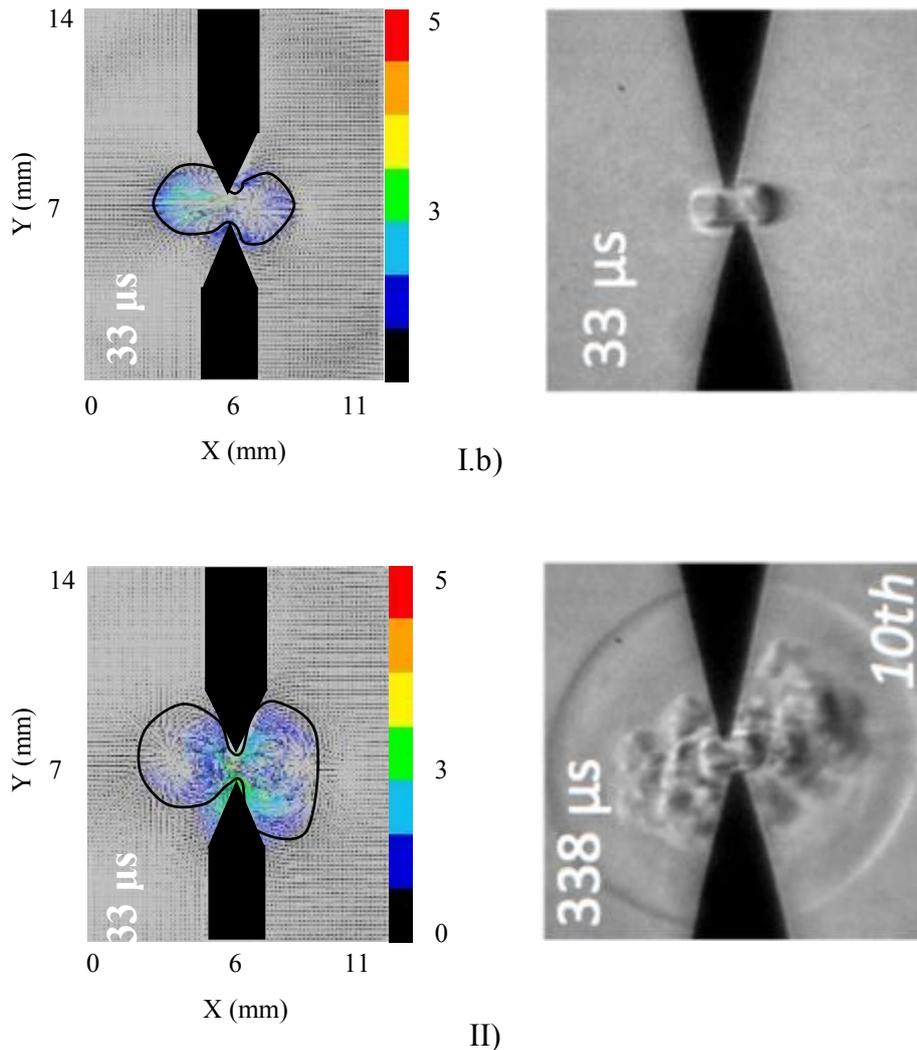


Figure 5.16: Images de PIV de l'onde de choc et du noyau chaud générés dans l'air par : I) 1 décharge ($E = 1,5 \text{ mJ}$) : I.a) $\Delta t = 9 \mu\text{s}$, I.b) $\Delta t = 33 \mu\text{s}$ et II) 10 décharges ($E = 8,7 \text{ mJ}$) ainsi que les images de strioscopie correspondantes issues de [Xu (2013)]. $V_{\text{air}} = 0,2 \text{ m/s}$, $P_{\text{air}} = 1 \text{ bar}$, $T_{\text{air}} = 293 \text{ K}$.

Ces résultats mettent en évidence qu'en plus des effets thermiques et chimiques [Pancheshnyi et al. (2006) ; Pilla (2008) ; Tholin et al. (2013) ; Ju & Sun (2015) ; Aleksandrov et al. (2009)], les effets hydrodynamiques des décharges NRP contribuent également à l'amélioration de l'allumage et à la propagation de la combustion de mélanges méthane-air à travers l'amélioration locale des effets hydrodynamiques à mesure que le nombre de décharges (l'énergie déposée) augmente.

5.1.3 Comparaison NRP/ allumeur classique en combustion laminaire

Pour mieux comprendre l'influence de la façon de déposer l'énergie sur l'amélioration des propriétés de flamme observées, nous avons étudié l'allumage et la combustion de pré-mélange CH₄-air-N₂-20% en comparant les décharges NRP à une décharge produite par un allumeur inductif classique (top plug modèle BERU ZSE 041) d'énergie électrique du même ordre de grandeur, mesurée à environ 33 mJ. Le temps caractéristique (durée de l'étincelle) de l'allumeur classique est de 2 ms environ alors que celui d'une décharge NRP est de 10 ns. Afin d'effectuer la comparaison à énergie électrique équivalente, 40 décharges NRP sont nécessaires soit une durée totale du dépôt de 1,3 ms pour une énergie déposée d'environ 32 mJ. Dans le cas d'un allumeur classique, la totalité de l'énergie est déposée en une seule fois pour allumer le pré-mélange tandis que dans le cas des décharges NRP l'énergie est déposée ponctuellement et s'accumule au fur et à mesure que le nombre de décharges augmente.

Les signaux de pressions résultant de la combustion du mélange dans notre chambre sont représentés sur la figure suivante pour les mêmes conditions initiales. L'instant d'initiation de l'étincelle pour l'allumage correspond à $t=0$ ms.

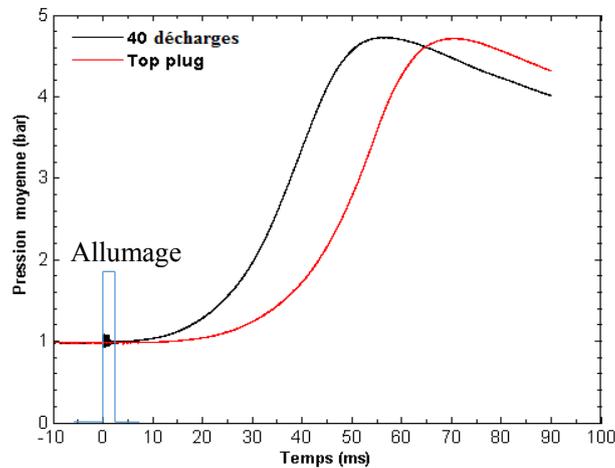


Figure 5.17: Evolution de la pression de combustion : comparaison décharge NRP vs allumeur classique. Pré-mélange CH₄-air-N₂-20%, P₀ = 1 bar, T₀ = 293 K, E ≈ 33 mJ, espace inter-électrode = 1 mm.

Sur la figure 5.17, on remarque que l'évolution de la pression de combustion est identique dans les deux cas. Le pic de pression ne varie pas non plus selon le type d'allumeur, cependant, la

combustion initiée par décharges NRP est plus rapide qu'avec un allumeur classique. La différence se produit, là encore, principalement dans les premiers instants de combustion ($t_{0\%}$ - $t_{5\%}$) lors de la phase d'allumage.

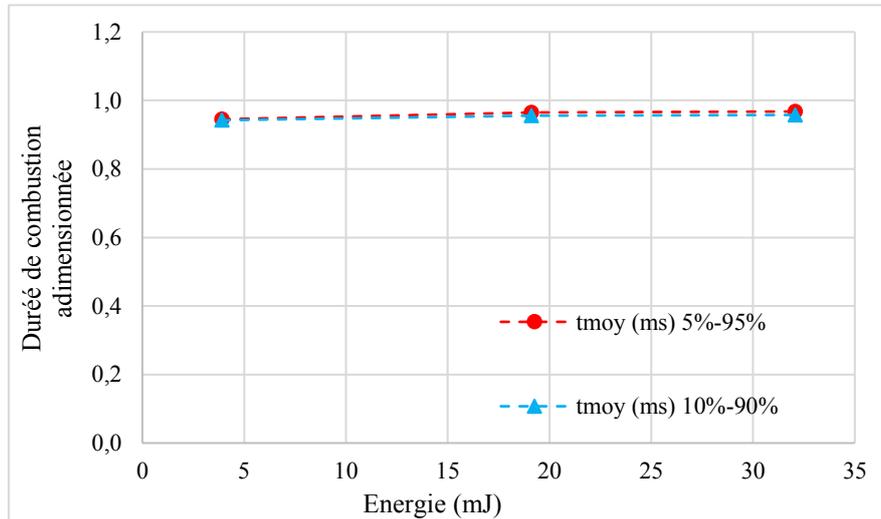


Figure 5.18 : Durée de combustion moyenne en fonction de l'énergie déposée adimensionnée par la durée de combustion obtenue avec un allumeur classique. Méthane-air-N₂-20%, P₀ = 1 bar, T₀=293 K, espace inter-électrode = 1 mm.

Il n'y a en revanche pratiquement pas de différence de durée de combustion ($t_{5\%}$ - $t_{90\%}$) d'une part par augmentation de la quantité d'énergie déposée et d'autre part quel que soit le mode dépôt d'énergie (figure 5.18). Cette partie correspond à la phase de propagation de la flamme, et n'est donc influencée ni par la quantité d'énergie déposée ni par le mode de dépôt de cette énergie.

La figure 5.19 illustre l'écart temporel entre les deux courbes de pression obtenues avec les deux types de décharges (classique et NRP) en fonction du pourcentage de la pression maximale.

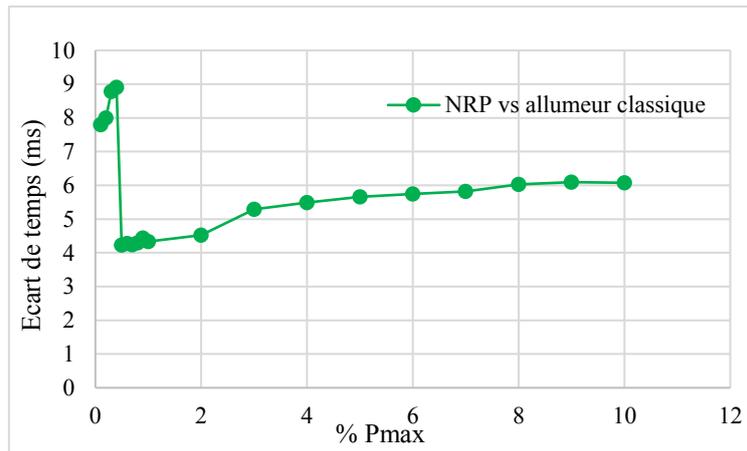


Figure 5.19: Variation de l'écart de temps en fonction du pourcentage de la pression maximale de combustion : NRP vs allumeur classique. CH₄-air-N₂-20%, P₀ = 1 bar, T₀ = 293 K, f_a = 30 kHz, espace inter-électrode = 1 mm

Cette courbe montre que pour une énergie équivalente, l'écart de temps est effectivement important dans les premiers instants, puis diminue brusquement vers 0,7% de la pression maximale avant de se stabiliser à une valeur d'environ 6 ms vers 6% de la pression maximale.

La figure ci-dessous compare les durées moyennes de combustion de 0 à 5% de la pression maximale en fonction du mode de dépôt d'énergie (NRP vs allumeur classique). Elles sont adimensionnées par la durée moyenne obtenue avec l'allumeur classique.

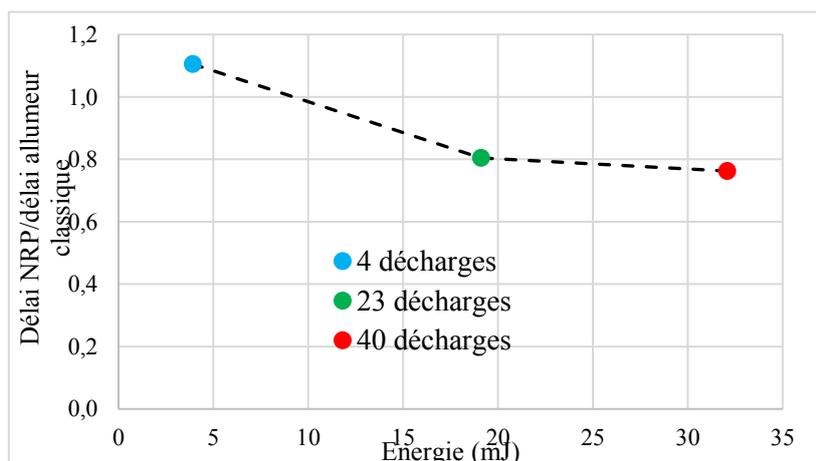


Figure 5.20: Durée de combustion moyenne (0-5% P_{max}) en fonction de l'énergie déposée adimensionnée par la durée de combustion obtenue avec un allumeur classique. Méthane-air-N₂-20%, P₀ = 1 bar, T₀ = 293 K, espace inter-électrode = 1 mm.

La courbe met clairement en évidence une décroissance de la durée de combustion ($t_{0.5\%}$), de 25 ms à environ 17,3 ms lorsque l'énergie déposée par la décharge NRP augmente de 3,9 mJ à 32 mJ. Pour une énergie déposée du même ordre de grandeur ($E \approx 33$ mJ), la durée de combustion ($t_{0.5\%}$) est plus faible dans le cas de l'allumage par décharge NRP que pour l'allumeur classique.

Une autre grandeur souvent utilisée en combustion pour comparer différents procédés de combustion est l'indice de combustion [Hwang et al. (2016)] défini dans notre cas par le rapport $I_c = (P_{MaxNRP} / P_{MaxAllum}) / (T_{MaxPNRP} / T_{MaxAllum})$ pour la comparaison NRP vs allumeur classique. P_{MaxNRP} et $P_{MaxAllum}$ représentent les pressions maximales de combustion dans les cas décharges NRP et allumeur classique respectivement; $T_{MaxPNRP}$ et $T_{MaxAllum}$ définissent les temps correspondant aux pressions maximales.

L'indice de combustion est présenté sur la figure 5.21 en fonction de l'énergie déposée par les décharges NRP.

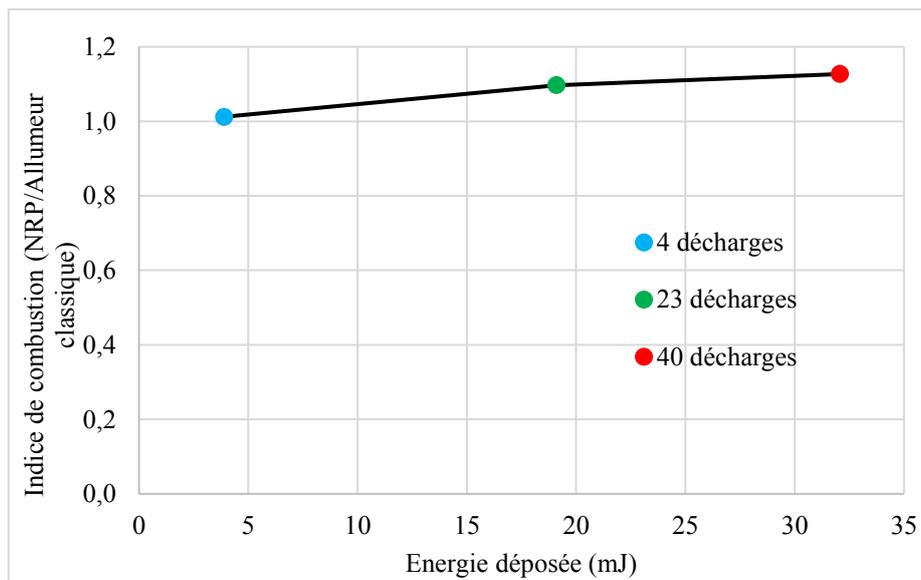


Figure 5.21: Efficacité de combustion en fonction de l'énergie déposée : NRP vs allumeur classique

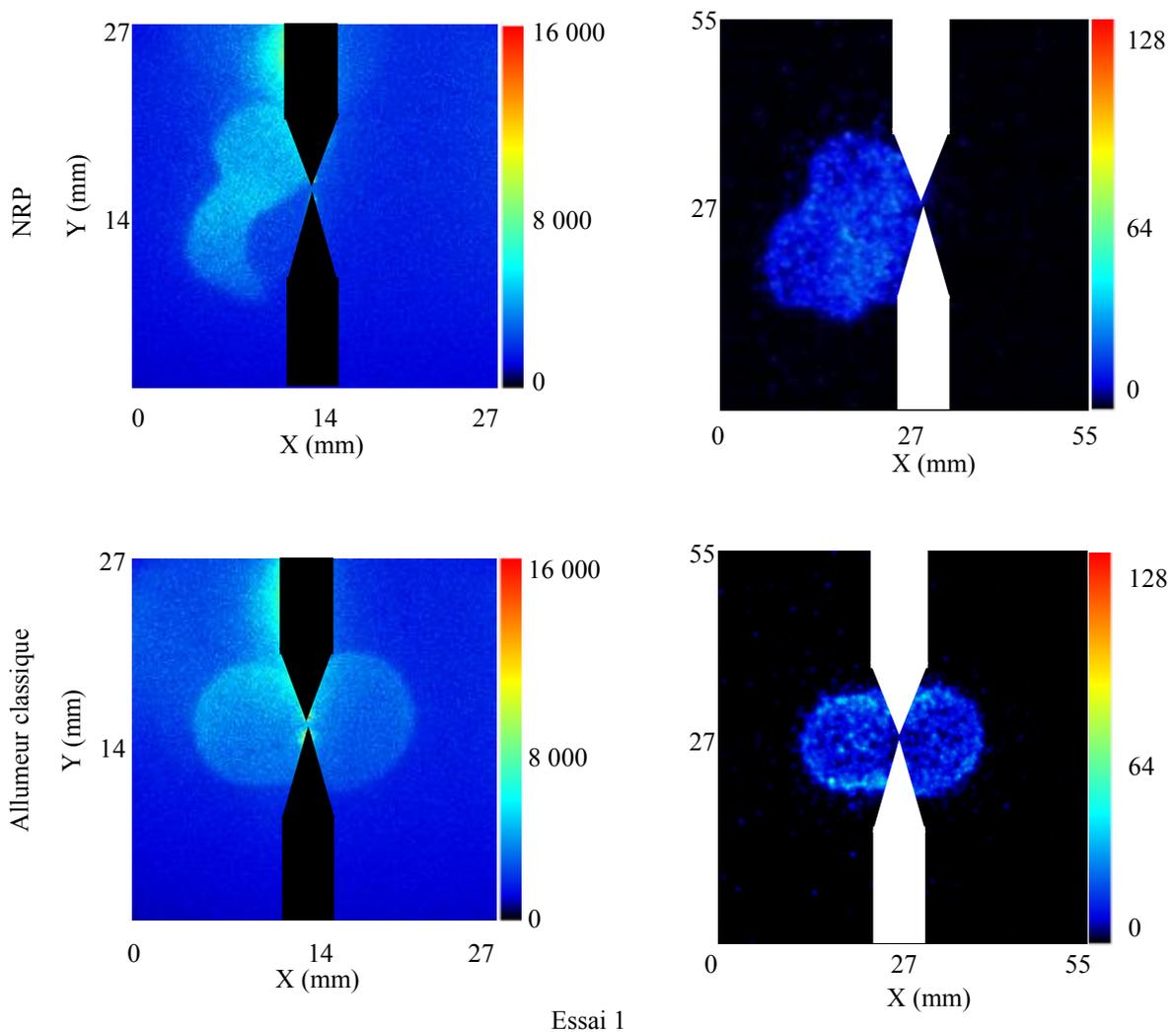
La figure ci-dessus montre que l'efficacité de la combustion pour un allumeur classique d'énergie 33 mJ correspond sensiblement à celle 4 décharges NRP de 3,9 mJ. Cette efficacité augmente lorsqu'on augmente l'énergie déposée par la décharge NRP et atteint 1,3 pour une

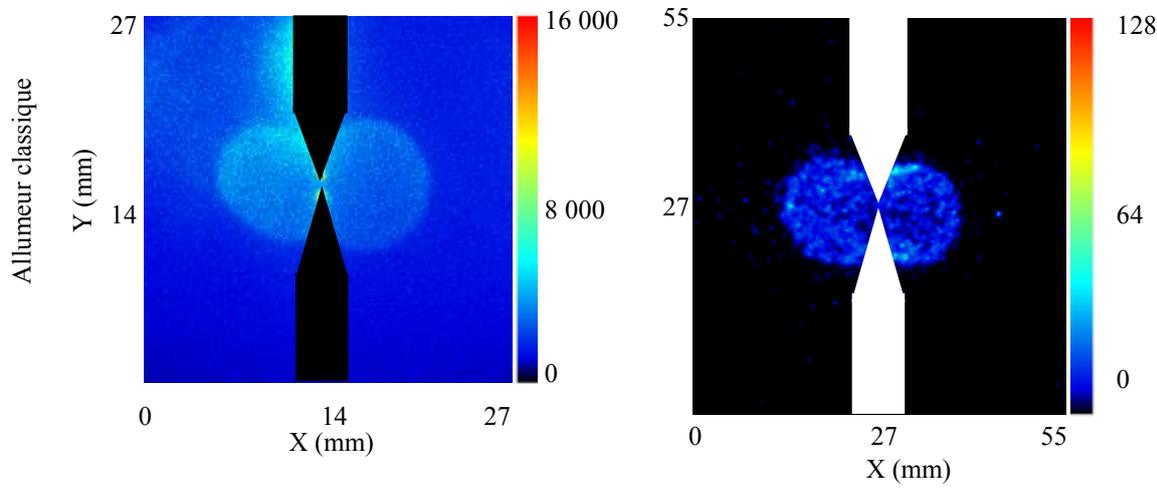
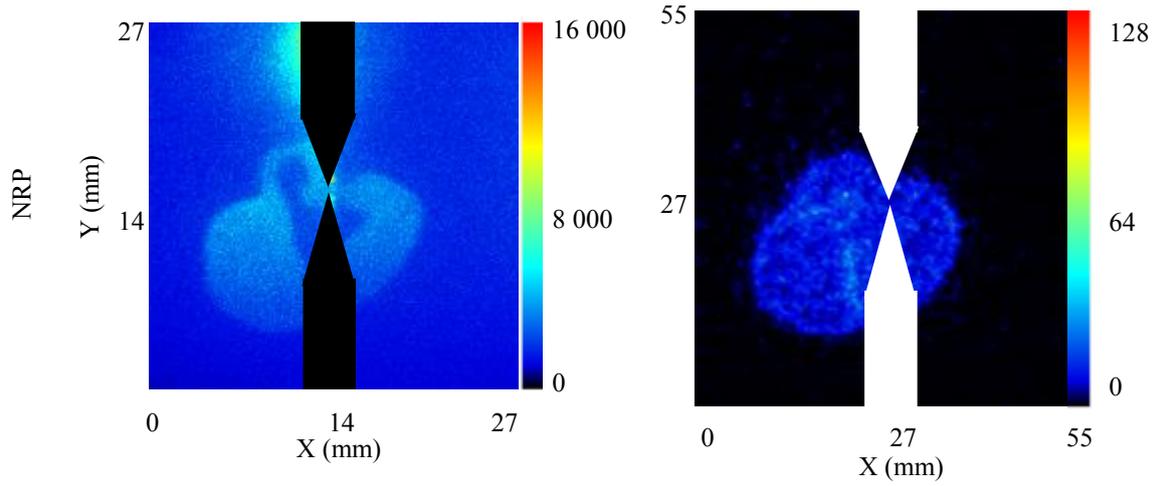
énergie déposée de 32,07 mJ (40 décharges). Ainsi, la quantité et le mode dépôt d'énergie influencent fortement l'efficacité de la combustion.

Nous montrons ici que le développement du noyau de flamme est non seulement sensible à l'énergie déposée mais également au mode dépôt d'énergie.

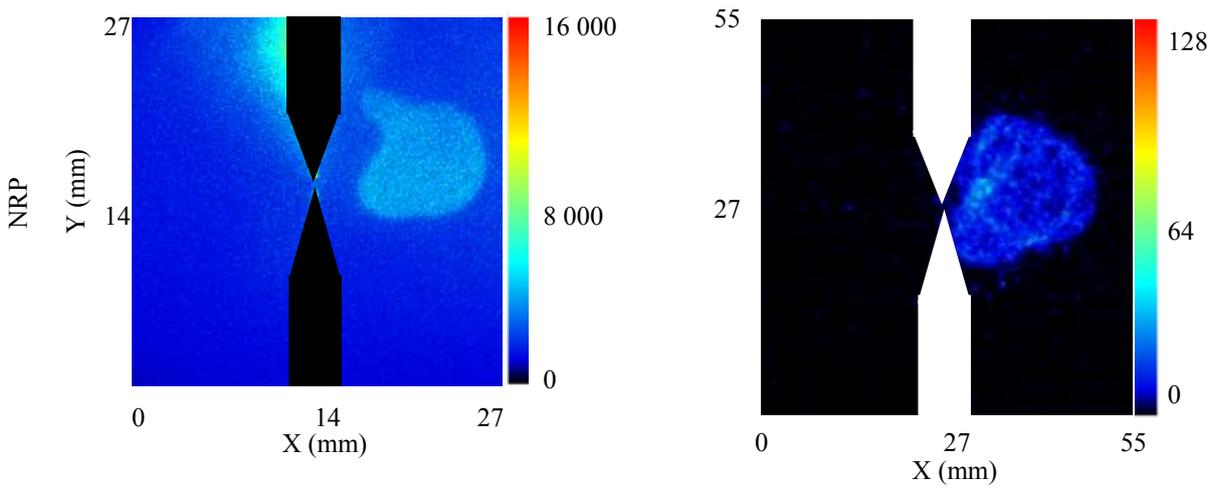
Nous allons également nous intéresser dans ce paragraphe à l'étude locale de la phase d'allumage en comparant les modes de dépôt d'énergie (séquentiel pour les NRP et continu pour l'allumeur classique) afin de mettre en évidence l'influence des effets hydrodynamiques des décharges NRP dans le processus d'allumage.

Les images issues de mesures simultanées de PLIF OH et chimiluminescence OH* lors de l'allumage par décharge NRP et par allumeur classique sont présentées sur la figure 5.22 pour le délai $Dly = 3$ ms. Elles correspondent aux résultats de 3 essais différents.





Essai 2



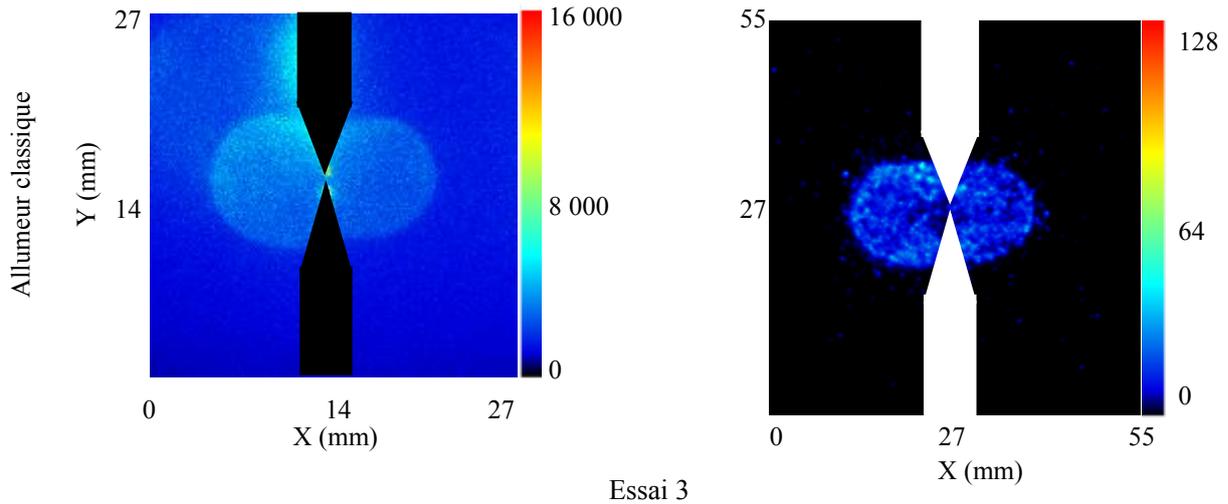


Figure 5.22: Images de PLIF et chimiluminescence du radical OH simultanées : comparaison NRP vs allumage classique. Méthane-air-N₂-20%, $E \approx 33$ mJ, $P_0 = 1$ bar, $T_0 = 293$ K, espace inter-électrode = 1 mm.

L'analyse de la figure ci-dessus montre une différence de morphologie selon que l'allumage se fait par décharges NRP ou par allumeur classique. D'un essai à un autre, les images obtenues par PLIF OH montrent que la forme de front de flamme n'est pas reproductible dans le cas de l'allumage par décharge NRP contrairement au cas de l'allumeur classique.

Les contours du front de flamme sont extraits des images de chimiluminescence et tracés sur la figure ci-dessous pour les cas d'allumage par décharges NRP et par allumeur classique respectivement. Sur la figure 5.23 (a) est représenté le noyau d'allumage défini comme le premier contour obtenu après la fin de la décharge. Si l'allumage par décharge classique forme un noyau régulier et symétrique, ce dernier présente des plissements importants et une dissymétrie dans le cas des décharges NRP. La comparaison du front de flamme au délai $Dly = 3,3$ ms (figure 5.23 (b)) montre une surface de flamme élevée et un front de flamme plus plissé dans le cas des décharges NRP que pour celui de l'allumeur classique. Le front de flamme autonome qui se développe garde par ailleurs les marques de ces plissements initiaux alors qu'il est approximativement sphérique pour un allumage conventionnel (cf. figure 5.23 (c) et figure 5.23 (d)).

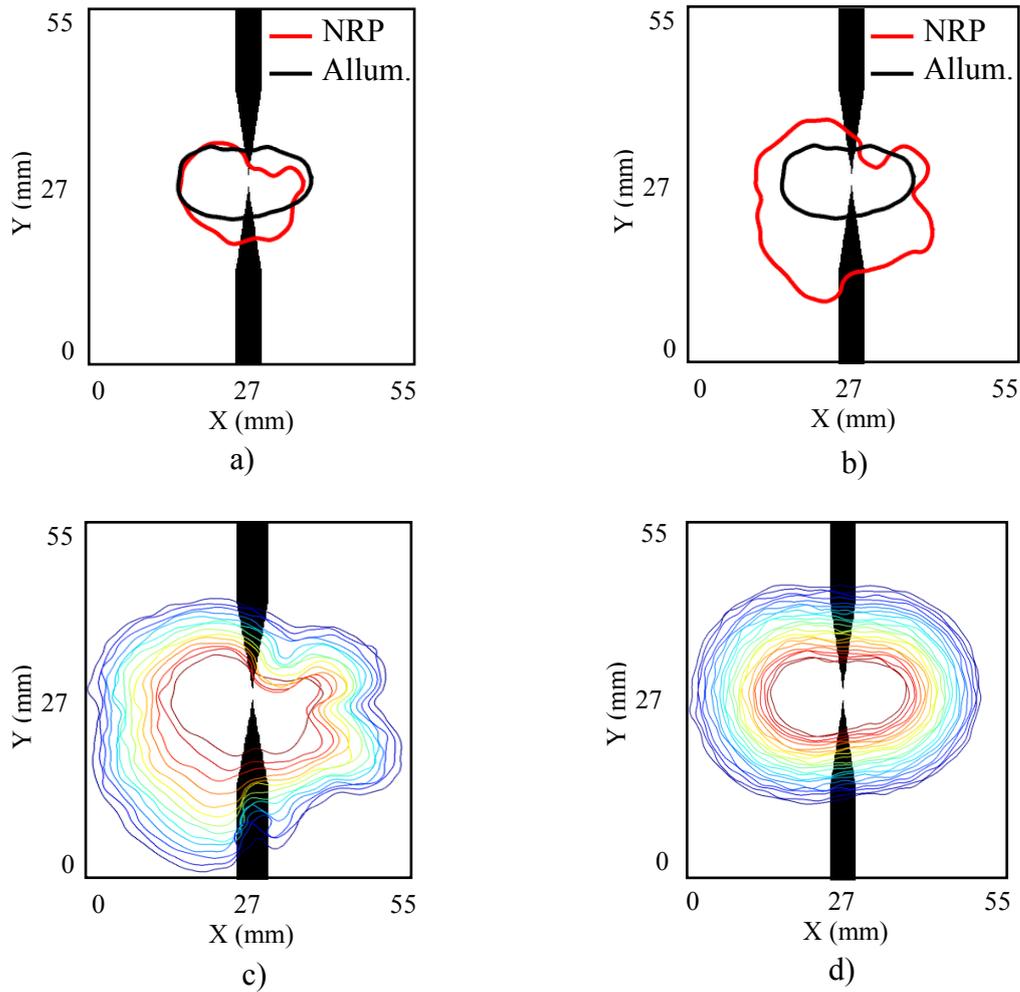


Figure 5.23: Comparaison décharges NRP vs allumeur classique : a) Noyau de flamme : $D_{ly} = 1,3$ ms dans le cas des décharges NRP et $D_{ly} = 3$ ms pour l'allumeur classique, b) front de flamme à $D_{ly} = 3,3$ ms, c) contours de flamme obtenus avec 40 décharges NRP et d) contours de flamme obtenus avec l'allumeur classique. Le pas de temps = $400 \mu\text{s}$, durée = 10 ms, Méthane-air- N_2 -20%, $E \approx 33$ mJ, $P_0 = 1$ bar, $T_0 = 293$ K, espace inter-électrode = 1 mm.

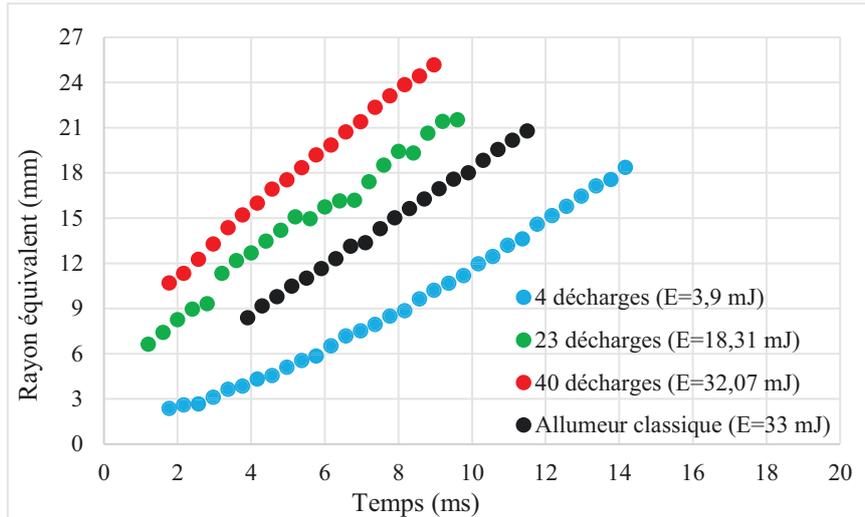
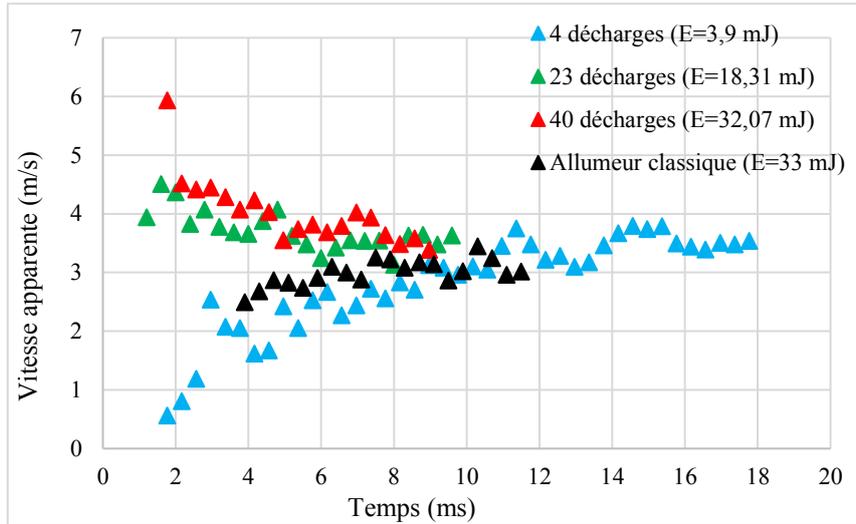


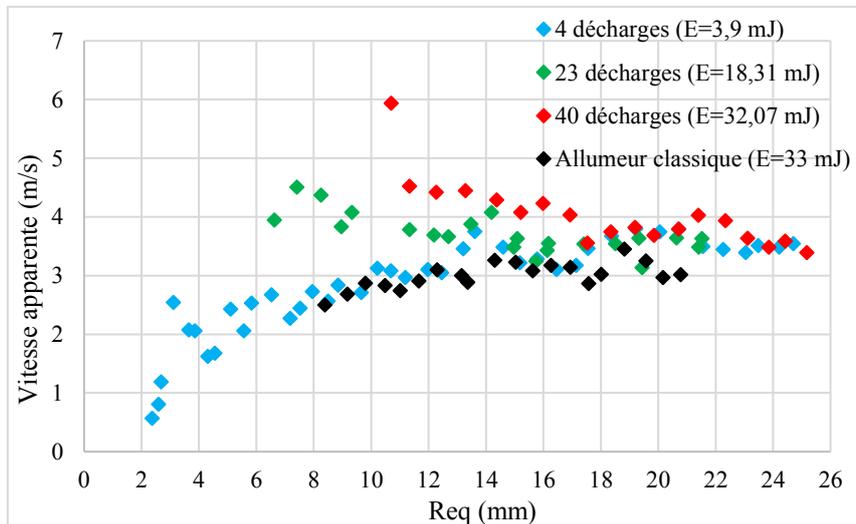
Figure 5.24: Evolution du rayon équivalent en fonction du temps : décharge NRP vs allumeur classique. Méthane-air-N₂-20%, P₀ = 1 bar, T₀ = 293 K, espace inter-électrode = 1 mm.

On constate qu'à la fin des décharges, et à isoénergie, la taille du noyau d'allumage est plus grande pour les décharges NRP (estimée à 10,7 mm) que pour l'allumeur classique (8,4 mm). Ce noyau est par ailleurs atteint plus tôt dans le cas des décharges NRP (1,8 ms) que dans celui de l'allumeur classique (3,9 ms). Le rayon équivalent de flamme, dont l'évolution temporelle est tracée sur la figure 5.21, présente ensuite une évolution monotone et croissante pour les deux types d'allumeur. L'accumulation séquentielle de l'énergie lors des décharges NRP permet d'augmenter les effets hydrodynamiques par la répétition des chocs générés, favorisant ainsi le développement du noyau comme cela a pu être constaté lors de l'étude en inerte au chapitre précédent.

La vitesse apparente de flamme est tracée ci-dessous en fonction du temps (figure 5.25 (a)) et du rayon équivalent (figure 5.25 (b)). A énergie électrique fixée, la vitesse apparente du noyau d'allumage est plus élevée pour les décharges NRP (triangle rouge) que pour l'allumeur classique (triangle noir). Elle décroît d'une valeur initiale d'environ 6 m/s jusqu'à la valeur limite de 3,6 m/s atteinte pour un rayon équivalent d'environ 18 mm. Dans le cas de l'allumeur classique, la vitesse apparente de flamme croît et se stabilise à une valeur limite de 3,3 m/s vers 7,5 ms, de manière relativement comparable au cas avec 4 décharges NRP.



a)



b)

Figure 5.25: Variation de la vitesse apparente de flamme en fonction du : a) temps et b) rayon équivalent : décharge NRP vs allumeur classique. Méthane-air-N₂-20%, P₀ = 1 bar, T₀ = 293 K, espace inter-électrode = 1 mm.

Sur la figure 5.26 est tracée la variation de la vitesse apparente de flamme en fonction du taux d'étirement (K). Le taux d'étirement moyen subit par la flamme est calculé en supposant le front de flamme sphérique par la formule suivante :

$$K = \frac{2}{R_{eq}} \frac{dR_{eq}}{dt} \quad \text{(Equation 5.6)}$$

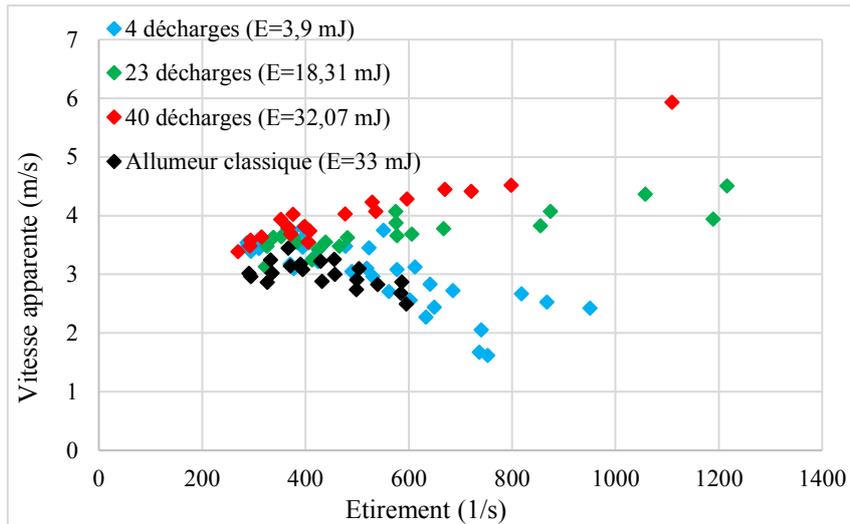


Figure 5.26: Vitesse apparente de flamme en fonction de l'étirement : comparaison NRP vs allumeur classique. Méthane-air-N₂-20%, P₀ = 1 bar, T₀ = 293 K, espace inter-électrode = 1 mm.

La figure ci-dessus montre un comportement de la vitesse apparente non linéaire avec l'étirement dans les premiers instants correspondants à des étirements élevés. Ce comportement est fortement dépendant de l'énergie déposée mais aussi du mode de dépôt. En effet, dans le cas de 4 décharges NRP (E = 3,9 mJ), la vitesse croît alors que l'étirement moyen décroît. Le comportement inverse est obtenu dans le cas de 40 décharges (32,07 mJ). Dans le cas de l'allumeur classique, le comportement ressemble à celui obtenu pour 4 décharges NRP alors que l'énergie déposée, bien plus grande, est identique à celle de 40 décharges NRP.

Dans le chapitre 4, nous avons identifié les effets hydrodynamiques (onde de choc et noyau chaud) des décharges NRP dans un milieu inerte. Dans cette partie, nous avons mis en évidence leur rôle dans l'amélioration de la combustion laminaire. L'influence des décharges NRP se produit dans les premiers instants d'allumage et devient importante lorsqu'on augmente le nombre de décharges répétées. Par ailleurs, il a été montré que pour une même énergie électrique, la répétition de décharge NRP permet une vitesse apparente de flamme initialement plus importante que dans le cas d'une décharge conventionnelle. Là encore, l'augmentation de la taille du noyau et la déformation du front par les effets hydrodynamiques peuvent expliquer ce constat.

Dans la suite du présent chapitre, nous allons étudier l'influence de l'écoulement turbulent sur l'allumage par des décharges NRP.

5.2 Allumage par décharges NRP en écoulement turbulent

Les flammes turbulentes sont rencontrées dans pratiquement tous les systèmes de production d'énergie. Dans les moteurs thermiques et turbines à gaz, la maîtrise de la combustion permet une meilleure efficacité et une réduction considérable de la pollution. L'étude de la combustion dans les conditions de fonctionnement de ces systèmes est cependant délicate tant ils ne sont pas adaptés à la mise en place des diagnostics nécessaires. Il faudra alors utiliser des dispositifs à l'échelle de laboratoire pour se rapprocher le plus possible des conditions rencontrées dans les moteurs. Pour ce faire, nous utilisons une chambre de combustion à volume constant munie de deux injecteurs de type Orbital Synerjets pour "simuler" les conditions aérodynamiques proches de celles retrouvées dans les moteurs à combustion interne.

Dans cette partie, nous allons d'abord présenter les caractéristiques aérodynamiques de la chambre mesurées lors d'une précédente étude [Boust (2008)]. La démarche adoptée est identique à celle suivie pour l'étude en régime laminaire. L'énergie minimale d'allumage (en termes de nombre de décharges NRP) sera caractérisée en fonction de la richesse, la dilution et des conditions aérodynamiques.

Enfin, une comparaison sera réalisée avec l'allumeur classique de référence.

5.2.1 Conditions aérodynamiques

Le mélange est injecté durant 125 ms dans la chambre de combustion initialement mise au vide. La pression du mélange dans la chambre est de 2 bars en fin d'injection. L'allumage est ensuite déclenché avec un certain délai (Dly) après la fin d'injection. Ce délai permet de faire varier les conditions aérodynamiques au niveau de la zone d'allumage. La caractérisation du champ aérodynamique faite par PIV est issue des travaux de [Boust (2008)] qui a travaillé sur la même configuration.

La configuration des électrodes dans la chambre de combustion ainsi que les plans de mesure associés sont présentés ci-dessous :

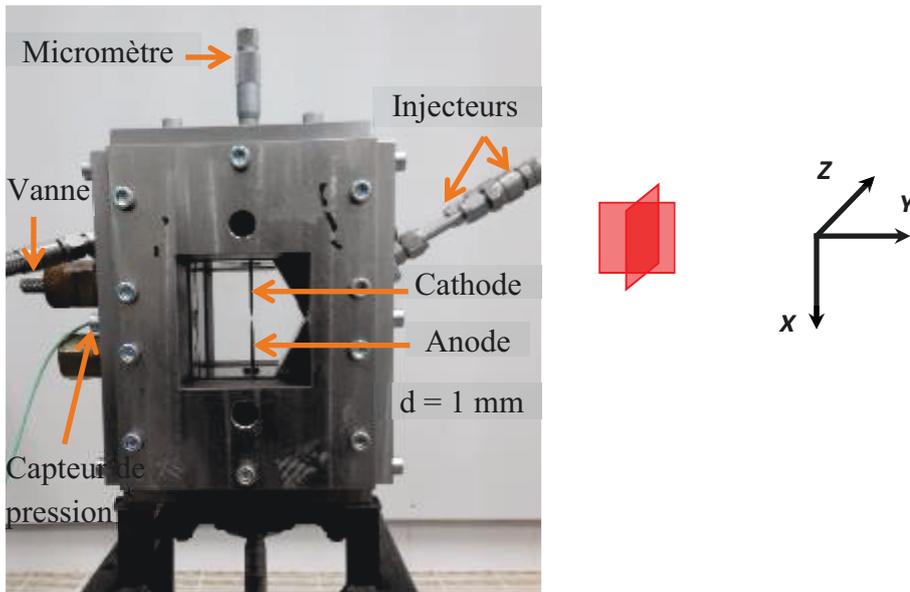
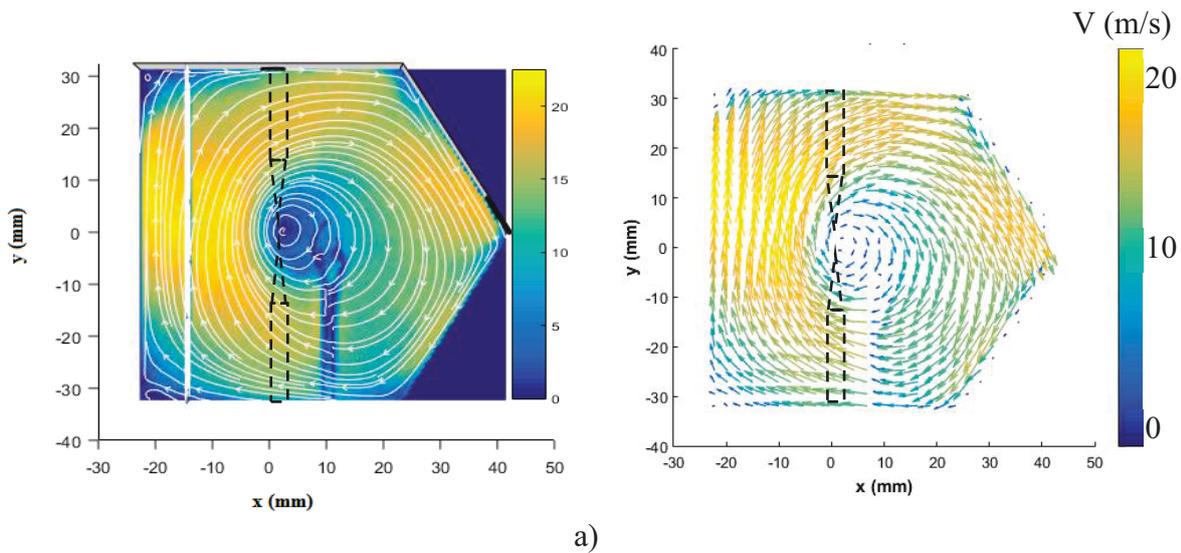


Figure 5.27: Schéma de la chambre de combustion avec les plans de mesure pour la caractérisation du champ aérodynamique à l'aide de la PIV

Le champ global a été mesuré dans le plan médian (xy) et le plan transverse (xz). Les résultats sont représentés sur la figure ci-dessous pour les deux instants d'allumage retenus ($Dly = 0$ ms et $Dly = 30$ ms):



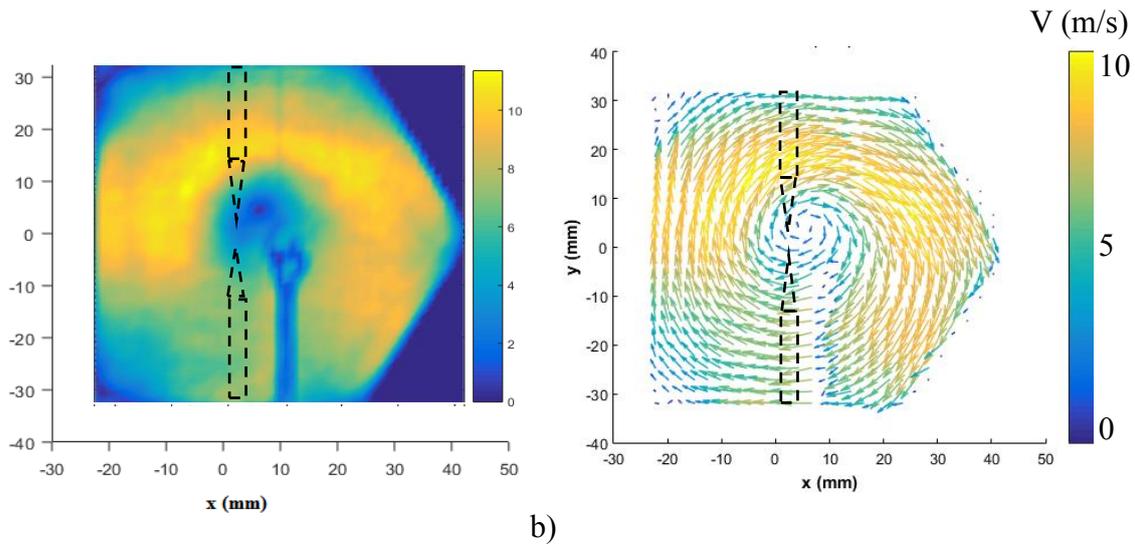


Figure 5.28: Champ aérodynamique moyen en fonction de l'instant d'allumage : a) $Dly = 0$ m/s et b) $Dly = 30$ ms. [Boust (2008)]

A l'issue de l'injection, l'écoulement possède un mouvement de rotation de grande échelle dont le centre de rotation est confondu avec celui de la chambre. Le champ est intense et homogène dans le plan médian de la chambre de combustion. L'écoulement est assez proche d'une rotation solide. La vitesse moyenne est minimale dans la zone proche paroi de par le développement d'une couche limite. Pour un champ aérodynamique enregistré directement après la fin de l'injection, la vitesse moyenne varie de 0 à 22 m/s. Les électrodes seront placées de sorte que le centre de l'espace inter-électrode soit situé au milieu la chambre de combustion. Dans cette région, la vitesse moyenne varie de 0 à 15 m/s, et les fluctuations de vitesses sont comprises entre 0 et 3 m/s en fin d'injection. 30 ms après la fin de l'injection, les vitesses moyennes et fluctuantes diminuent et atteignent respectivement 8 m/s et 1,5 m/s. Les conditions aérodynamiques sont moins intenses avec l'augmentation du délai après l'injection. Juste à la fin de l'injection les valeurs mesurées sont approximativement le double de celles obtenues 30 ms après la fin de l'injection.

Des mesures faites dans le plan transverse (x,z) montrent que la valeur de la composante de vitesse selon l'axe z est en moyenne négligeable par rapport aux composantes selon les axes x , et y . Ceci met en évidence l'aspect bidimensionnel du champ aérodynamique dans la chambre de combustion.

Le tableau ci-dessous résume les conditions aérodynamiques au niveau de l'espace inter-électrode (zone d'allumage) pour les deux instants d'allumage retenus ($Dly = 0$ ms et $Dly = 30$ ms) ainsi que les caractéristiques étudiées.

	$\Phi = 0,7$			$\Phi = 1$			CH4-air-N ₂ -20% ($\Phi = 1$)		
Dly	lam	30	0	lam	30	0	lam	30	0
T_{inj}	x	125	125	x	125	125	x	125	125
P_{ini}	2			2			2		
T_{ini}	293			293			293		
Umoy	0	8	15	0	8	15	0	8	15
U'	0	1,5	3	0	1,5	3	0	1,5	3
SI (m/s)	0,126			0,33			0,17		
U'/SI	0	11,9	23,8	0	4,56	9,09	0	8,82	17,65

Tableau 5.2 : Conditions expérimentales lors de la combustion turbulente

Le chronogramme suivant présente la synchronisation entre la commande d'injection et celle de l'allumeur NRP :

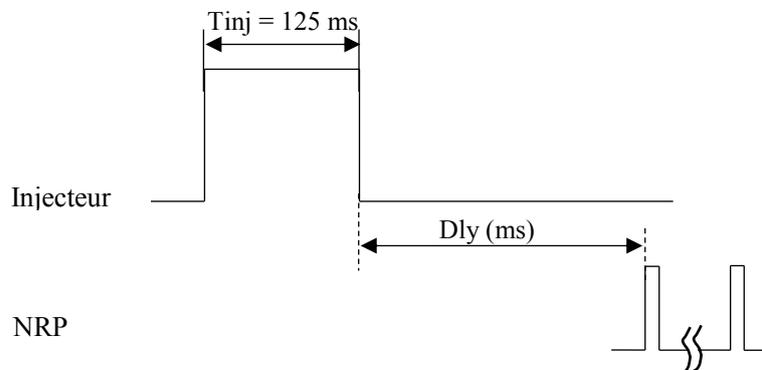


Figure 5.29: chronogrammes de synchronisation entre l'injection et l'allumage

5.2.2 Etude paramétrique de l'allumage

En régime turbulent, la pression en fin d'injection ($Dly = 0$ ms) est de 2 bars. La différence avec le cas laminaire de même pression initiale est la présence d'écoulement turbulent au niveau du point d'allumage. La comparaison entre ces deux cas permet alors de déterminer l'énergie minimale d'allumage (au sens du paragraphe précédent, à savoir le nombre de décharges successives) et mettre en évidence l'influence du champ aérodynamique sur l'allumage par les décharges NRP. L'observation du développement du noyau de flamme et de la propagation du front de flamme est réalisée comme précédemment à l'aide de la chimiluminescence OH^* et PLIF OH simultanées

Nous avons étudié l'influence de la turbulence sur le nombre de décharges NRP (énergie) minimum nécessaire à l'allumage pour les pré-mélanges méthane-air pauvre ($\Phi = 0,7$), stœchiométrique ($\Phi = 1$) et stœchiométrique dilué par de l'azote à 20% en masse respectivement. La notion de réussite de l'allumage correspond aux cas où la flamme se propage, et pas uniquement par l'identification de l'existence d'un noyau.

Les figures 5.30 et 5.31 ci-dessous présentent les noyaux d'allumage en régimes laminaire et turbulent pour les pré-mélanges pauvre ($\Phi = 0,7$) et stœchiométrique.

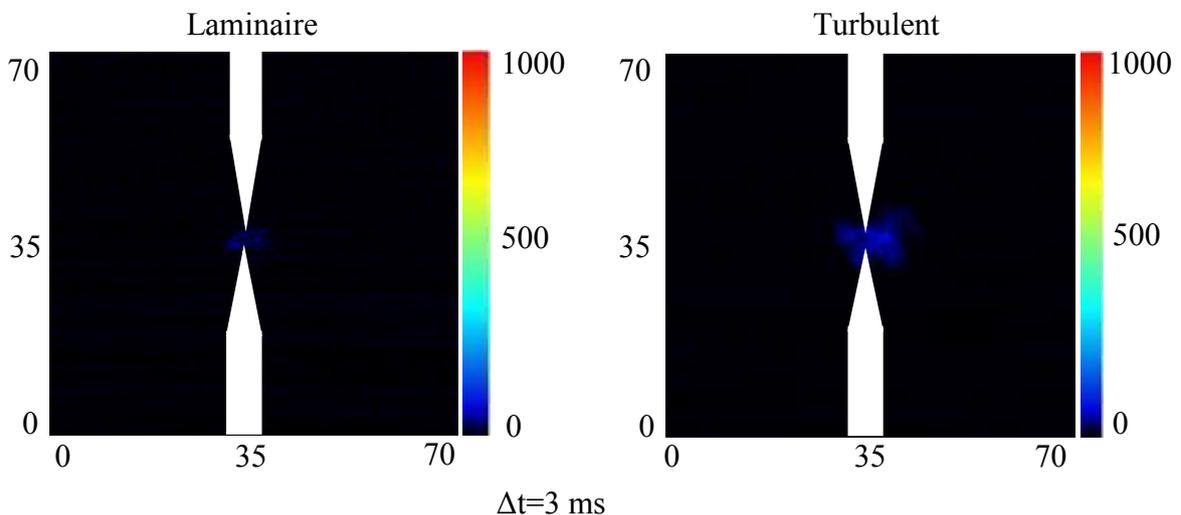


Figure 5.30: Images de chimiluminescence OH de l'allumage de pré-mélange pauvre méthane-air par décharges NRP : comparaison combustion laminaire vs combustion turbulente. $\Phi = 0,7$, $P_{ini} = 2$ bars, $T_{ini} = 293$ K, espace inter-électrode = 1 mm.

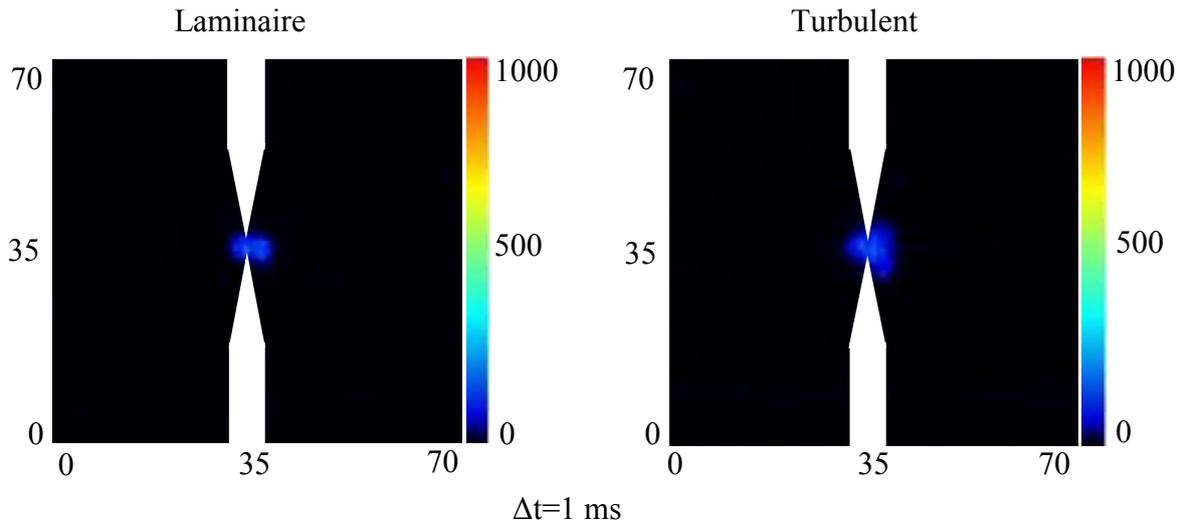


Figure 5.31: Images de chimiluminescence OH de l'allumage de pré-mélange pauvre méthane-air par décharges NRP : comparaison combustion laminaire vs combustion turbulente. $\Phi = 1$, $P_{ini} = 2$ bars, $T_{ini} = 293$ K, espace inter-électrode = 1 mm.

L'énergie minimale d'allumage est inférieure 1,5 mJ à 2 bars en condition laminaire et d'environ 4,7 mJ en fin d'injection en condition turbulente pour un mélange de richesse 0,7. Pour un mélange stœchiométrique, l'énergie minimale d'allumage est donc inférieure à 1,5 mJ à 2 bars en régime laminaire (une seule décharge) et d'environ 3,1 mJ en fin d'injection (deux décharges sont nécessaires). L'augmentation de la richesse réduit l'impact de la turbulence sur l'accroissement de l'énergie d'allumage nécessaire. L'augmentation de la richesse de 0,7 à 1 abaisse l'énergie d'allumage d'environ 4 mJ à 3 mJ, soit une diminution de 25%. La structure du noyau d'allumage devient déformée lorsqu'on augmente l'intensité de turbulence de l'écoulement.

Pour mieux mettre en évidence la sensibilité de l'allumage à l'énergie déposée en régime turbulent, nous avons considéré le pré-mélange d'étude CH₄-air-N₂-20% pour lequel nous avons déterminé l'énergie nécessaire à l'allumage en régime laminaire à $P_{ini} = 2$ bars et en régime turbulent pour les deux instants d'allumage: $Dly = 0$ ms et $Dly = 30$ ms.

La figure ci-dessous présente le rapport d'énergie d'allumage en régimes turbulent en laminaire $\varepsilon = \frac{E_{minTurb}}{E_{minLam}}$ en fonction du rapport de vitesse $\gamma = \frac{u'}{S_l}$.

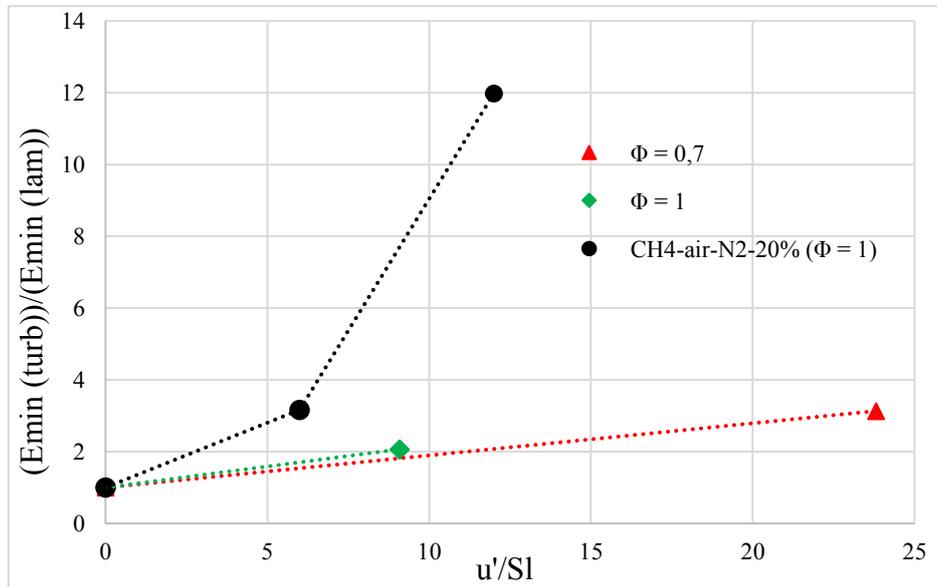


Figure 5.32 : Influence de la turbulence sur l'énergie nécessaire à l'allumage. $P_{ini} = 2$ bars, $T_{ini} = 293$ K.

En régime laminaire, 3 décharges ($E = 4,01$ mJ) sont nécessaires pour allumer le mélange CH₄-air-N₂-20% (cf. paragraphe 5.1.1.3). En régime faiblement turbulent ($u' = 1,5$ m/s à $Dly = 30$ ms), l'énergie minimale permettant d'allumer le mélange est estimée à environ 12,7 mJ (15 décharges). Le noyau d'allumage présente une forme sphérique et se développe radialement au voisinage des électrodes. Pour la fréquence de répétition de 30 kHz utilisée dans cette étude, lorsqu'on augmente la turbulence au moment de l'allumage ($u' = 3$ m/s à $Dly = 0$ ms), l'énergie minimale nécessaire à l'allumage augmente et atteint environ 48,04 mJ (45 décharges).

Le mélange dilué met clairement en évidence un changement de comportement de l'énergie d'allumage lorsque le niveau de turbulence augmente. La zone de transition est située aux environs du rapport $(u'/S_l) = 6$.

Nos résultats sont en accord avec les travaux théoriques et expérimentaux de [G. G. De Soete (1971)] qui montrent que l'énergie critique d'allumage de mélanges méthane-air et propane-air augmente avec la turbulence en raison de la diffusion turbulente qui augmente l'épaisseur de flamme, le rayon critique d'allumage et la dissipation de chaleur.

D'autre part, [Huang et al. (2007) ; Shy et al. (2010) et (2016) ; Peng et al. (2013) ; Cardin et al. (2013)] se sont intéressés à l'étude expérimentale de l'influence de la turbulence sur l'énergie minimale d'allumage de mélanges pauvres méthane-air. Leurs résultats montrent également l'effet de transition de l'énergie minimale d'allumage en fonction de la turbulence. Avant la zone de transition, donc pour les faibles valeurs de la RMS u' , la MIE augmente légèrement avec la turbulence, en comparaison avec la MIE du mélange laminaire. Par contre, au-delà de la valeur critique de transition, pour les valeurs élevées de la RMS u' , une augmentation brusque est observée. [Huang et al. (2007) ; Shy et al (2010)] attribuent cette transition à un changement de régime de combustion : régime de flammettes turbulentes pour les faibles valeurs de u' et régime de combustion turbulent distribuée pour les fortes valeurs de u' .

5.2.3 Analyse locale de l'allumage et la propagation de flamme

Dans le paragraphe précédent, nous avons mis en évidence l'influence de la turbulence sur l'énergie nécessaire à l'allumage. Dans ce paragraphe, une analyse quantitative est conduite sur les contours et les rayons de flamme pour tenter de comprendre les mécanismes d'allumage par décharges NRP en régime turbulent.

5.2.3.1 Allumage en régime faiblement turbulent

Comme en régime laminaire, des mesures simultanées de PLIF OH et chimiluminescence OH* sont effectuées pour chaque configuration. Les images de PLIF OH sont acquises à des instants précis (Δt) après l'application de la première décharge alors qu'un film de chimiluminescence OH* enregistre tout le processus, de l'application des décharges à l'allumage et la combustion à la même fréquence que les décharges NRP $f_d=30$ kHz. Les résultats présentés sur la figure ci-dessous correspondent à des images de PLIF OH et chimiluminescence OH* simultanées enregistrées à $\Delta t = 5$ ms pour les délais $Dly = 30$ ms et $Dly = 0$ ms.

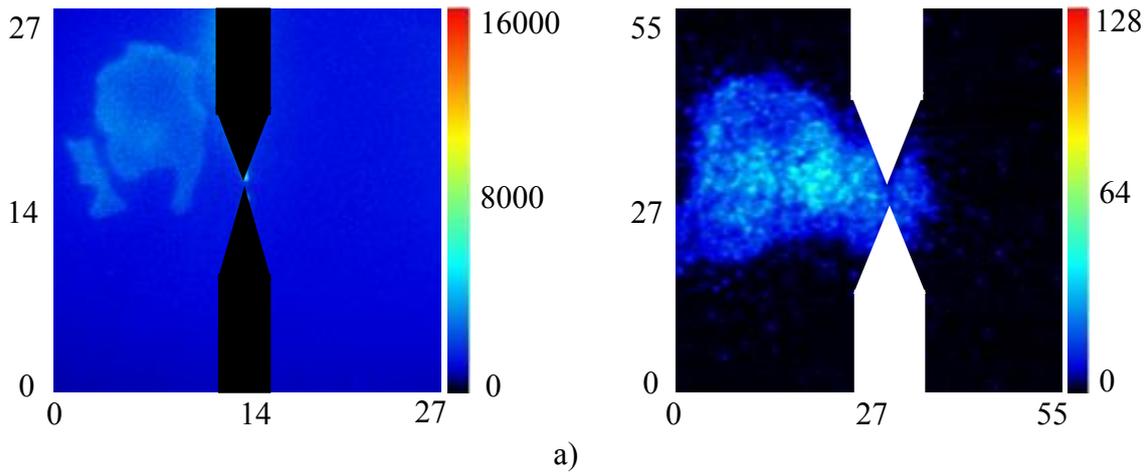


Figure 5.33 : Images de PLIF OH et chimiluminescence simultanées du front de flamme du pré-méthane-air-N₂-20% allumé par décharge NRP à $Dly = 30$ ms ($u' = 1,5$ m/s, $E_{min} = 12,7$ mJ). $T_{ini} = 293$ K, espace inter-électrode = 1 mm. Image prise 5 ms après l'initiation de la décharge.

Lorsque le champ d'écoulement est faiblement turbulent ($Dly = 30$ ms : $U_{moy} = 8$ m/s, $u' = 1,5$ m/s), l'allumage se produit dans la zone du tourbillon à grande échelle située en dehors de l'espace-espace inter-électrode. L'augmentation de la vitesse moyenne et de l'intensité de turbulence ont pour effet de refroidir le milieu et de convecter plus rapidement le noyau chaud hors de l'espace inter-électrode. L'énergie produite lors de l'initiation de la combustion est également dissipée plus rapidement à cause du mélange avec les gaz frais environnant accentué par l'écoulement imposé. Une énergie supérieure à la MIE laminaire est donc nécessaire pour l'allumage.

Après l'allumage, la flamme se développe suivant le mouvement imposé par l'écoulement. La morphologie du front de flamme étant fortement influencée par le régime de combustion, la flamme turbulente est plissée et étirée. La vitesse de combustion augmente alors sous ces effets combinés.

L'analyse qualitative des images de PLIF OH et chimiluminescence OH* montre que le front de flamme est plissé et détaché des électrodes vers 5 ms. Le fort étirement généré par l'écoulement turbulent produit des extinctions locales et des poches réactives se détachent de la zone de flamme initiale. Les extinctions observées se produisent dans les zones de plus grandes vitesses.

L'analyse quantitative permet de suivre le développement du front de flamme et de quantifier les rayons équivalents et vitesses apparentes dans les 2 configurations ($Dly = 0$ ms et $Dly = 30$ ms). La figure 5.34 présente l'évolution du contour de flamme en fonction du temps pour l'instant d'allumage $Dly = 30$ ms.

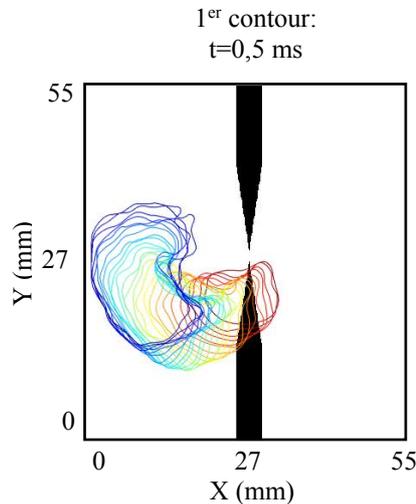


Figure 5.34 : Evolution temporelle du contour de flamme de pré-mélange CH₄-air-N₂-20% allumé par décharge NRP : $Dly = 30$ ms ($u' = 1,5$ m/s, $E_{min} = 12,7$ mJ). Durée = 3 ms, le pas de temps = 100 μ s, $T_{ini} = 293$ K, espace inter-électrode = 1 mm.

Le premier contour correspond à la première image enregistrée après la fin du train de décharge, soit 33 μ s après la fin de la dernière décharge dans chaque cas. Les contours sont tracés sur une période couvrant 3 ms. On constate que la propagation de la flamme se fait suivant la direction imposée par le mouvement de précession de l'écoulement installé dans la chambre. Le plissement du front et la surface de flamme augmentent progressivement, et la flamme est étirée par le mouvement de rotation.

A partir du contour de flamme, le rayon équivalent de la flamme est extrait. La figure ci-dessous montre l'évolution temporelle du rayon équivalent. Il évolue quasiment linéairement avec le temps. La vitesse moyenne globale de propagation de la flamme est donc plus ou moins constante.

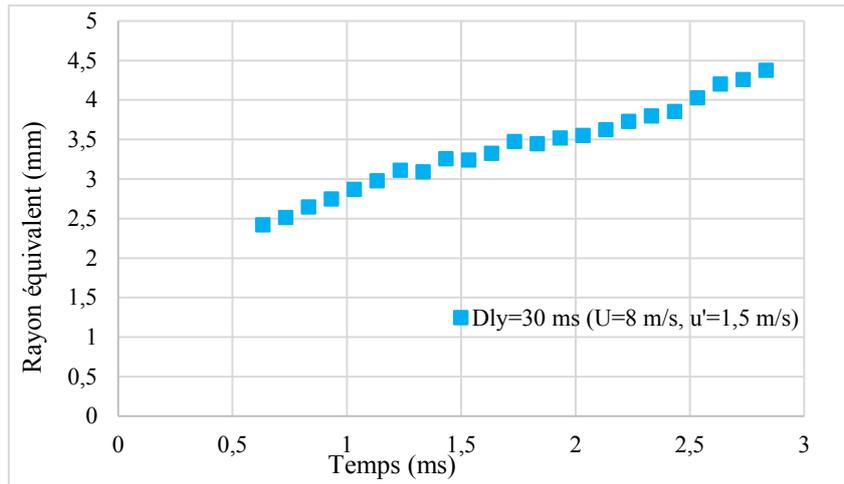


Figure 5.35 : Evolution temporelle du rayon équivalent en fonction du délai d'allumage. Pré-mélange CH₄-air-N₂-20%, E_{min} = 12,7 mJ, P_{ini} = 1 bar, T_{ini} = 293 K, espace inter-électrode = 1 mm.

Le front de flamme atteint rapidement les limites de la zone de mesure, à partir de 3 ms environ après l'initiation du train de décharges, contre 10 ms en régime laminaire.

Le comportement observé est tout à fait identique à celui attendu pour la propagation d'une flamme en régime turbulent. Cependant, les effets hydrodynamiques des décharges NRP semblent être ici masqués par la présence de l'écoulement turbulent imposé.

5.2.3.2 Allumage en régime fortement turbulent

Dans cette partie, on modifie les caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement en imposant l'instant d'allumage. L'allumage a lieu directement à la fin de l'injection (Dly = 0 ms). La vitesse moyenne et les fluctuations sont respectivement $U = 15$ m/s et $u' = 3$ m/s dans la zone d'allumage.

Lorsqu'on augmente la turbulence, l'énergie nécessaire à l'allumage augmente et atteint environ 48 mJ. Le mouvement imposé à l'écoulement convecte une partie de l'énergie déposée et diminue ainsi la quantité d'énergie disponible pour l'allumage. Les images de PLIF OH et de chimiluminescence OH* simultanées sont présentées ci-dessous à 5 ms après l'initiation des décharges NRP.

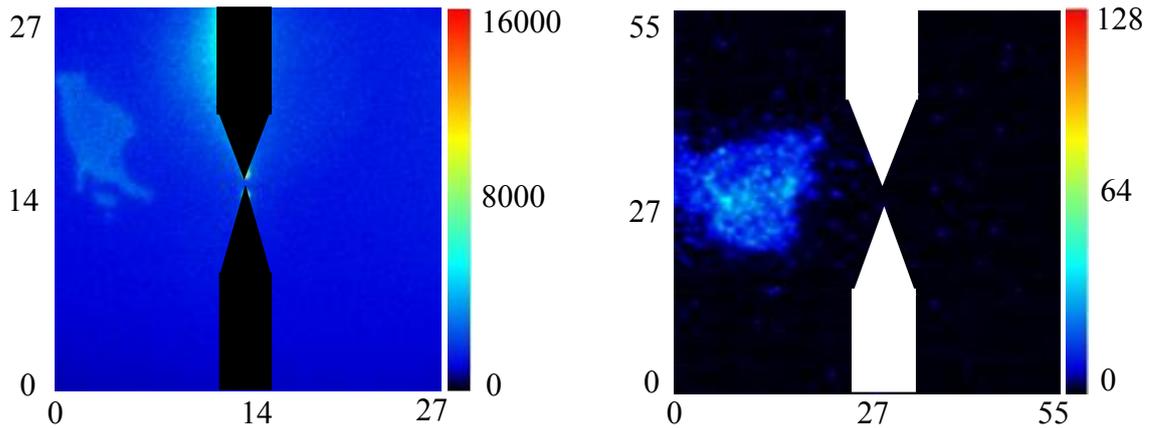


Figure 5.36 : Images de PLIF OH et chimiluminescence simultanées du front de flamme du pré-méthane-air-N₂-20% allumé par décharge NRP à $Dly = 0$ ms ($u' = 3$ m/s, $E_{min} = 48,04$ mJ). $T_{ini} = 293$ K, espace inter-électrode = 1 mm. Image prise 5 ms après l'initiation de la décharge.

Comme précédemment, le contour de flamme est extrait à partir des images de chimiluminescence et son évolution temporelle est présentée ci-dessous :

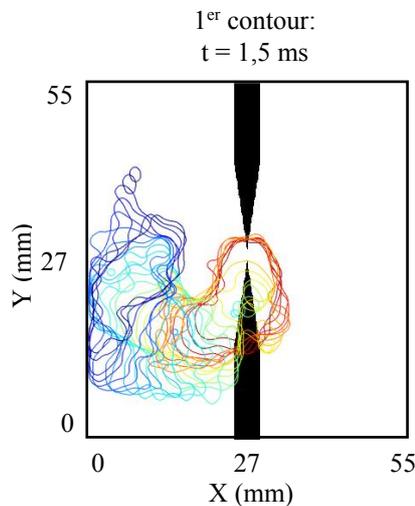


Figure 5.37 : Evolution temporelle du contour de flamme de pré-mélange CH₄-air-N₂-20% allumé par décharge NRP : $Dly = 0$ ms ($u' = 3$ m/s, $E_{min} = 48,04$ mJ). Durée = 3ms, le pas de temps = 100 μ s, $T_{ini} = 293$ K, espace inter-électrode = 1 mm.

Comme pour l'intensité de turbulence inférieure présentée juste avant, la propagation de la flamme est pilotée par l'écoulement. Le noyau d'allumage est déformé et allongé suivant sa direction. Cependant, lors de sa propagation, le front de flamme se développe rapidement en dehors du plan de mesure de la caméra. De plus, des effets tridimensionnels apparaissent et le

suivi temporel 2D n'est pas forcément très représentatif. Les diagnostics optiques mis en œuvre ne sont plus appropriés pour l'étude et sont donc mis en défaut par la nature même de la propagation de la flamme.

5.2.4 Comparaison NRP vs allumeur classique en combustion turbulente

Selon le mode de dépôt d'énergie (séquentiel pour les décharges NRP et continu pour l'allumeur classique), nous étudions l'allumage et la propagation du front de flamme lors de l'allumage en régime faiblement turbulent ($Dly = 30$ ms : $U = 8$ m/s, $u' = 1,5$ m/s). L'énergie minimale de la décharge NRP pour allumer est d'environ 12,7 mJ (15 décharges), elle est déposée sur une durée de 0,5 ms. Par contre, l'énergie de l'allumeur classique est fixe (environ 33 mJ) et elle est déposée sur 2,5 ms.

L'allumage est obtenu avec succès avec l'allumeur classique quelque que soit l'instant d'allumage. Lorsque l'énergie déposée est inférieure à l'énergie minimale d'allumage, la production de radicaux par les réactions chimiques n'est pas suffisante pour compenser les pertes par convection et entretenir la flamme. Celle-ci s'éteint rapidement.

Contrairement au cas laminaire, l'influence des décharges NRP n'apparaît pas en présence d'un écoulement turbulent. Une analyse qualitative des images de PLIF OH chimiluminescence OH* simultanées ainsi qu'une analyse numérique des contours de flamme permettront de mieux mettre en évidence le rôle des effets hydrodynamiques des décharges NRP dans ces conditions.

La figure ci-dessous montre les images de chimiluminescence correspondant à la première image immédiatement après la fin des décharges dans les cas d'allumage par NRP et allumeur classique.

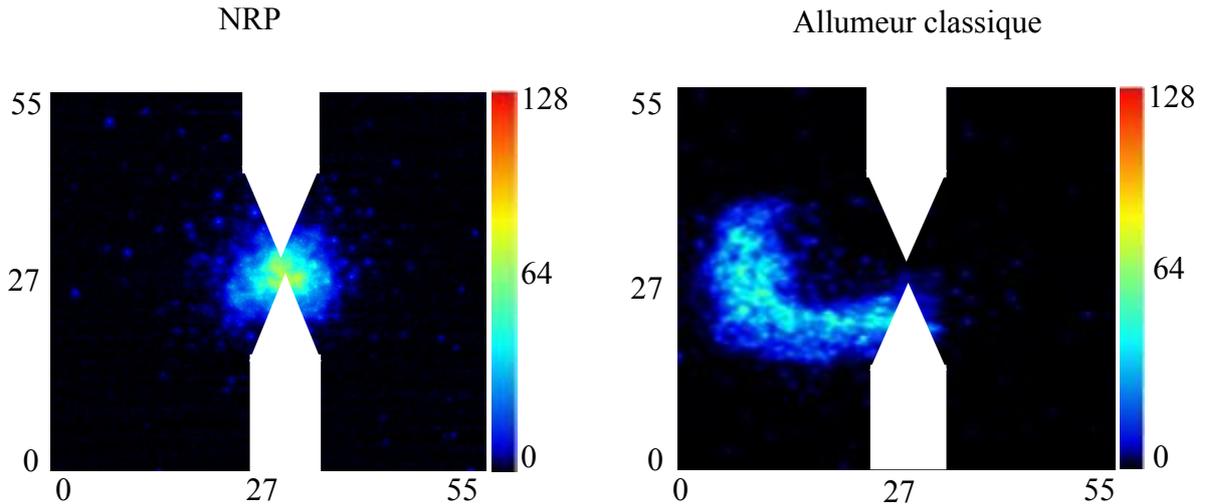


Figure 5.38 : Images de chimiluminescence OH^* du noyau d'allumage du pré-mélange méthane-air- N_2 -20% : comparaison décharge NRP vs allumeur classique pour $D_{ly} = 30$ ms. $P_{ini} = 1$ bar, $T_{ini} = 293$ K, espace inter-électrode = 1 mm.

Lorsque le champ aérodynamique est faiblement turbulent ($D_{ly}=30$ ms : $U=8$ m/s et $u'=1,5$ m/s), le noyau d'allumage est quasi sphérique et localisé au voisinage des électrodes dans le cas des décharges NRP alors qu'il est convecté radialement dans le cas de l'allumeur classique. Il faut rappeler que les temps de dépôt d'énergie ne sont pas équivalents pour les deux allumeurs (10 ns pour les décharges NRP et 2,5 ms pour le système inductif). La différence d'intensité du signal OH^* peut s'interpréter comme un taux local supérieur de production de radicaux OH^* par la décharge NRP comparé à une distribution plus spatiale pour la décharge inductive.

Après l'allumage, la flamme se développe selon le mouvement de précession imposé par le mouvement d'ensemble suite à l'admission. Lors de la propagation de la flamme, des images de PLIF OH et de chimiluminescence OH^* ont à différents instants (Δt) après l'initiation des décharges ont été enregistrées (cf. figure 5.39).

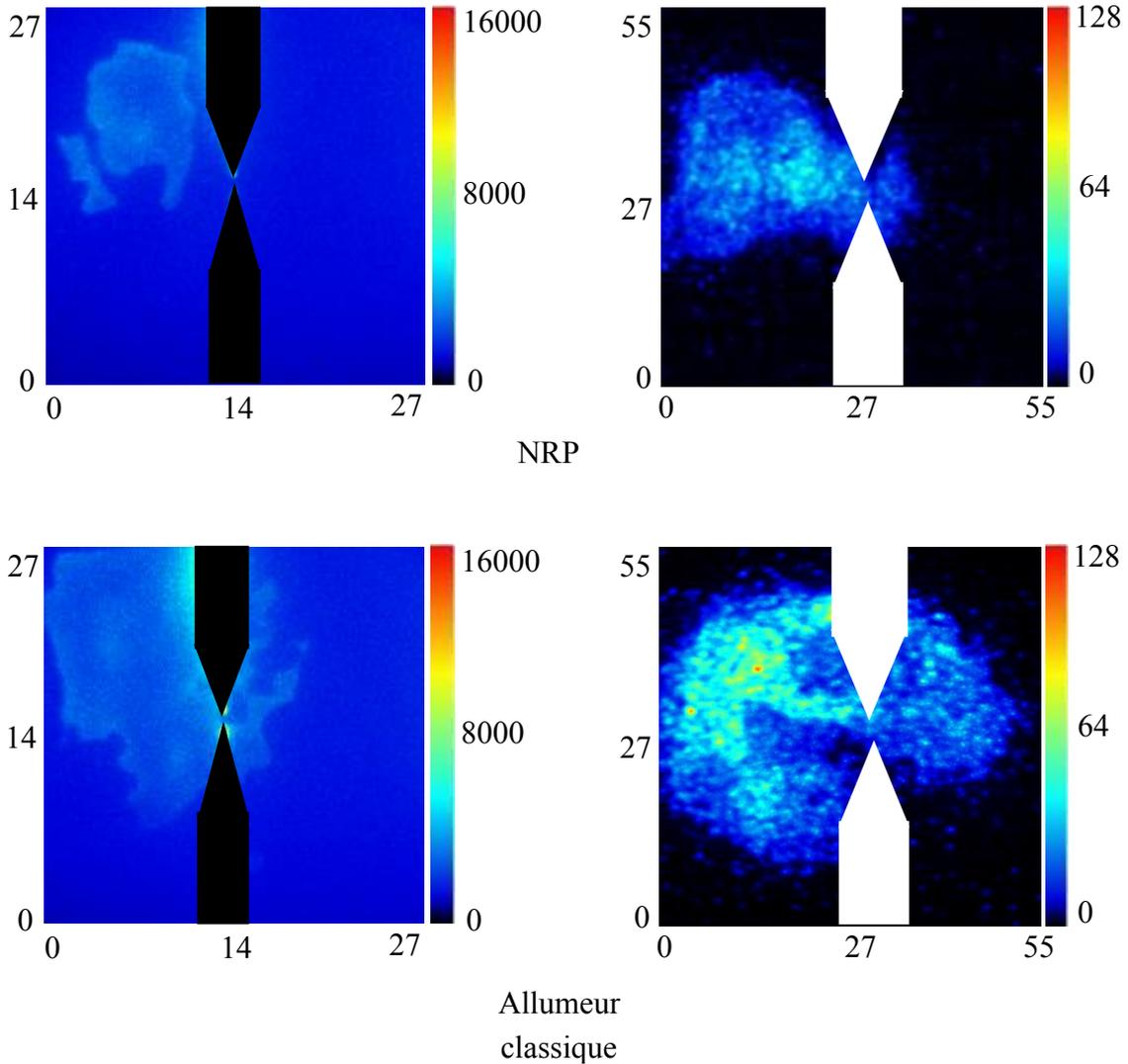


Figure 5.39 : Images de PLIF OH et chimiluminescence simultanées du front de flamme : comparaison décharge NRP ($E = 12,7$ mJ) vs allumeur classique ($E = 33$ mJ) pour $D_{ly} = 30$ ms, $\Delta t = 5$ ms, $P_{ini} = 1$ bar, $T_{ini} = 293$ K, espace inter-électrode = 1 mm.

Sur les images de PLIF OH, on peut remarquer que le front de flamme est très plissé indépendamment du système d'allumage. Lors de la propagation de la flamme, des extinctions locales du front de flamme apparaissent également notamment dans le cas de l'allumage avec les décharges NRP. Cependant, la surface de flamme obtenue avec l'allumeur inductif est plus grande.

Comme précédemment, nous avons tracé l'évolution temporelle des contours de flamme (cf. figure 5.40).

Le premier contour de chaque configuration correspond toujours à la première image immédiatement après la dernière décharge, soit à 33 μ s après la fin de la dernière décharge.

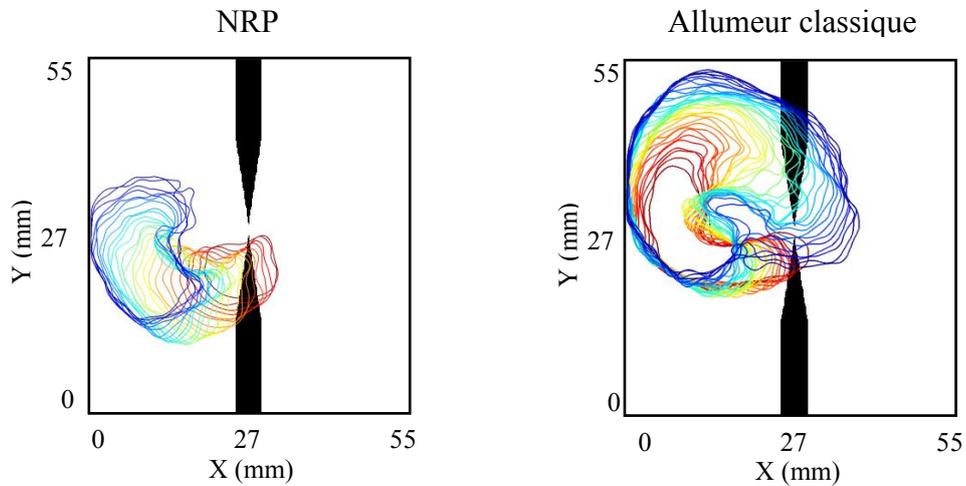


Figure 5.40 : Evolution temporelle du contour de flamme de pré-méthane CH₄-air-N₂-20% : comparaison NRP (E = 12,7 mJ) vs allumeur classique (E = 33 mJ) à Dly = 30 ms, P_{ini} = 1 bar, T_{ini} = 293 K, espace inter-électrode = 1 mm, le pas de temps = 100 μ s.

Le rayon équivalent du noyau d'allumage est plus faible dans le cas de l'allumage par décharges NRP que dans le cas de l'allumeur inductif. Cette observation peut être expliquée par le temps d'application du dépôt d'énergie plus long avec l'allumeur inductif (2,5 ms) contre 0,5 ms pour la décharge NRP. L'advection du noyau chaud en création par l'écoulement moyen entraînant une augmentation de sa taille initiale.

A partir des contours de flamme, là encore, le rayon équivalent peut être extrait et son évolution temporelle tracée (cf. figure 5.41).

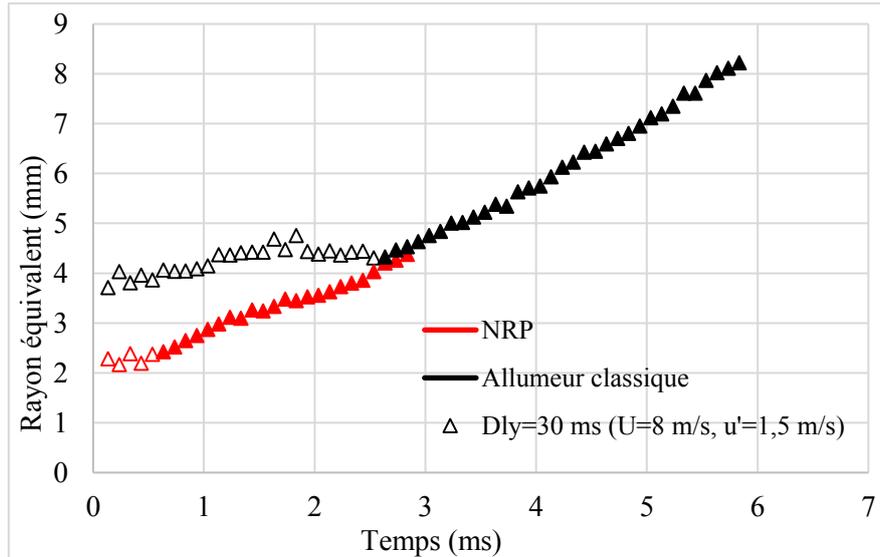


Figure 5.41 : Evolution temporelle du rayon équivalent de flamme : comparaison NRP ($E = 12,7$ mJ) vs allumeur classique ($E = 33$ mJ). Pré-mélange $\text{CH}_4\text{-air-N}_2\text{-20\%}$, $D_{ly} = 30$ ms, $P_{ini} = 1$ bar, $T_{ini} = 293$ K, espace inter-électrode = 1 mm, pas de temps = 100 μs . Courbe en rouge : NRP, courbe en noir : allumeur classique, symbole creux : phase de décharge, symbole plein : phase de propagation.

Pendant la phase de dépôt d'énergie (symbole creux), l'augmentation du rayon équivalent de flamme est due à la production de radicaux OH ainsi qu'à l'advection de la flamme par l'écoulement.

Dans le cas de l'allumeur classique, le rayon équivalent du noyau d'allumage est d'environ 4 mm et augmente légèrement lors de la phase de décharge. Dans la phase de propagation de la flamme, le rayon équivalent augmente de manière monotone et atteint environ 8 mm à 5,7 ms. En revanche, dans le cas de l'allumage avec les décharges NRP, le rayon équivalent du noyau d'allumage est initialement de 2 mm. Après l'allumage, le rayon équivalent de flamme croît progressivement jusqu'à atteindre 4,5 mm au temps $t = 2,8$ ms.

Ainsi si le noyau initial est plus petit avec les décharges NRP après 2,5 ms, temps correspondant à la durée de la décharge inductive, les tailles des noyaux sont en pratique tout à fait comparables pour les deux systèmes d'allumage. Si on s'intéresse aux pentes des courbes tracées sur la figure 5.41, qui traduisent la vitesse moyenne globale de propagation de la flamme, il semblerait que la décharge inductive qui s'applique sur une durée plus longue ralentisse, voire empêche la propagation de la combustion durant le dépôt d'énergie, la taille du noyau restant quasiment constante alors que dans le cas de la décharge NRP l'évolution du

rayon reste linéaire tout au long de l'acquisition avec une pente analogue à celle observée pour l'allumage inductif une fois le dépôt terminé. Il est très difficile d'affirmer que cet effet positif puisse être attribué aux seuls effets hydrodynamiques induits par la décharge NRP, puisqu'aucune évolution n'est observée par rapport à l'effet de la turbulence qui se traduit ici par la valeur de la pente de la courbe une fois les décharges terminées.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'interaction plasma-flamme en régimes laminaire et turbulent lors de l'allumage du mélange CH₄-air-N₂-20% à $P_{ini} = 1$ bar et $T_{ini} = 293$ K. Nous avons mis en évidence que les effets hydrodynamiques des décharges NRP jouent un rôle non négligeable dans le processus d'allumage, la déformation de la structure du front de flamme et l'amélioration de la vitesse apparente de flamme en régime laminaire. Ces effets sont d'autant plus marqués que l'énergie déposée augmente. Il est aussi montré que l'influence des décharges NRP se produit uniquement dans les premiers instants suivant l'application de la décharge, c'est-à-dire lors de la phase d'allumage. Lorsque le noyau du plasma atteint un rayon critique, l'allumage du mélange se produit et la flamme autonome se propage. Dans cette phase de propagation de la flamme, la quantité d'énergie déposée ou le mode de dépôt de l'énergie d'allumage n'ont plus d'effet sur la vitesse apparente de propagation de la flamme. La comparaison en régime laminaire avec un allumeur classique d'énergie de même ordre de grandeur a montré que la structure du front de flamme est plus plissée et la vitesse apparente de flamme est augmentée dans le cas de l'allumage par décharges NRP.

En régime turbulent, les effets hydrodynamiques des décharges NRP deviennent moins prépondérants et sont masqués par la turbulence de l'écoulement. Le mouvement de précession communiqué au mélange injecté transporte et refroidit le noyau d'allumage. L'énergie nécessaire pour allumer le mélange augmente et passe d'environ 15 mJ à $Dly = 30$ ms ($U = 8$ m/s, $u' = 1,5$ m/s) à environ 48 mJ pour un allumage à $Dly = 0$ ms ($U = 15$ m/s, $u' = 3$ m/s).

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

Conclusion générale et perspectives

Dans ce manuscrit, nous avons étudié expérimentalement l'influence des effets hydrodynamiques dans l'interaction plasma-flamme dans l'objectif de mieux comprendre les mécanismes mis en jeu.

L'application des décharges nanosecondes répétitives est une solution privilégiée pour l'amélioration de l'allumage et la stabilisation de la combustion. L'étude bibliographique a permis de mettre en lumière les effets thermiques, caractérisés par un chauffage rapide du milieu, et chimiques qui correspondent à la production d'espèces radicalaires, souvent considérés comme mécanismes prépondérants dans l'interaction plasma, l'effet hydrodynamique étant souvent négligé. Dans cette optique, des expériences ont été réalisées afin de mettre en évidence les effets hydrodynamiques des décharges nanosecondes répétitives, et d'étudier l'allumage de pré-mélanges méthane-air pauvres, stœchiométriques et dilués à l'azote.

Un générateur d'écoulement d'air à vitesse variable a d'abord été utilisé pour mettre en évidence les effets hydrodynamiques des décharges NRP et étudier l'interaction entre le plasma et l'écoulement inerte aux conditions ambiantes $P_{\text{atm}} = 1 \text{ bar}$ et $T_{\text{amb}} = 293 \text{ K}$. Les décharges NRP utilisées dans cette partie ont pour caractéristiques principales : amplitude de tension 10 kV, temps de montée de 2-3 ns, fréquence de répétition de 30 kHz. Les propriétés hydrodynamiques et électriques de la décharge nanoseconde ont été caractérisées dans un écoulement pour une gamme de vitesse ($0,2 \text{ m/s} \leq V \leq 26 \text{ m/s}$). Une étude paramétrique de la quantité d'énergie déposée par la décharge, obtenue par multiplication du nombre de décharges successives, et son influence sur le champ aérodynamique a été réalisée. La vélocimétrie par image de particules (PIV) est utilisée pour caractériser la vitesse et le niveau de turbulence.

Les résultats ont permis de caractériser les effets hydrodynamiques des décharges NRP : (1) une onde de choc, qui se propage dans les premiers instants et devient rapidement sonique, et (2) un noyau chaud qui se développe à partir des délais avoisinant 33 μs et dont la forme torique est engendrée par la recirculation de gaz frais le long des électrodes depuis l'extérieur vers le centre de l'espace inter-électrode. La vitesse de recirculation maximale atteint environ 3 m/s. L'augmentation de la vitesse moyenne d'écoulement (de 0 à 26 m/s) n'a pas d'impact sur les propriétés électriques des décharges. Dans cette gamme de vitesse, il n'y a pas de corrélation directe entre la vitesse moyenne et l'amplitude de la variation de vitesse due à l'onde de choc. L'augmentation du niveau de turbulence de 15% à 36 % pour une même vitesse

moyenne n'a également pas d'effet sur les variations de vitesse du champ d'écoulement dans les conditions de l'étude. En revanche, le noyau chaud est déformé et advecté plus rapidement en aval lorsque la vitesse moyenne de l'écoulement et/ou l'intensité de turbulence augmentent, et sa durée de vie décroît sous l'effet du refroidissement et par la dissipation de la chaleur. L'amplitude de la perturbation d'écoulement générée par l'onde de choc est plus grande pour la première décharge car son énergie est beaucoup plus élevée que celle des décharges suivantes, pour lesquelles cette amplitude reste quasi constante. On constate également une augmentation de la taille du noyau de 2,8 mm pour une seule décharge ($E = 1,5$ mJ) à environ 6 mm avec une série de décharges ($n = 10$, $E = 8,7$ mJ). L'augmentation du nombre de décharges déforme le noyau chaud et fait apparaître des écoulements induits et instabilités aérodynamiques dans toute la zone inter-électrode, ces écoulements induits favorisent l'apport de gaz frais environnant contribuant à l'amplification et la déformation du noyau.

Le second montage expérimental utilisé est une chambre de combustion à volume constant. L'allumage en régime laminaire est réalisé pour des pressions initiales de 1 bar et 2 bars respectivement. L'allumage en régime turbulent est obtenu (1) dès la fin de l'injection, correspondant à un délai $Dly = 0$ ms et à (2) $Dly = 30$ ms après la fin d'injection. Ceci a permis de faire varier le niveau de turbulence au moment de l'allumage. L'énergie déposée par la décharge NRP peut être contrôlée à la décharge près. L'énergie minimale et la vitesse de propagation de la flamme suite à l'application de décharges NRP sont déterminées à l'aide de visualisations simultanées par chimiluminescence OH^* et par fluorescence induite par plan laser (PLIF) OH .

En régime laminaire, nous avons observé l'amélioration de l'allumage et de la vitesse apparente de flamme, en particulier lorsque le nombre de décharge augmente. Les résultats ont également montré que l'influence des décharges NRP est importante dans les premiers instants. Ceci a permis de conclure que les effets hydrodynamiques jouent un rôle dans le processus d'allumage qui est fortement influencé par le volume d'interaction défini par le domaine d'étendue du noyau chaud. Lorsque la flamme se développe suffisamment loin de ce domaine, les ondes de pression sphériques interagissent avec le front de flamme et deviennent dominantes dans les mécanismes de propagation et d'accélération de flamme dans un milieu au repos. La structure du front de flamme est plissée et déformée par l'augmentation du nombre de décharges. Il semble que les effets baroclines soient responsables du plissement du front et de l'augmentation de la vitesse de flamme observés. L'apport de gaz frais dans le noyau à travers la recirculation et l'interaction des ondes avec la frontière peuvent en effet induire une

déformation de cette frontière. La comparaison de l'allumage par décharges NRP avec un allumeur inductif classique d'énergie de même ordre de grandeur (33 mJ) a montré une plus grande efficacité pour les décharges NRP en régime laminaire. En effet, le mode de dépôt d'énergie affecte l'hydrodynamique de la décharge.

Cette étude a permis de mettre en évidence l'influence des effets hydrodynamiques des décharges NRP lors de l'allumage et la combustion qu'il convient de prendre en compte pour une compréhension des mécanismes qui interviennent dans l'interaction plasma-flamme.

En régime faiblement turbulent, l'application des décharges NRP provoque également un plissement du front de front de flamme et une augmentation de la vitesse apparente de la flamme. Cependant, les effets hydrodynamiques des décharges NRP sont masqués par la présence de l'écoulement. La comparaison avec un allumeur classique montre une légère infériorité des décharges NRP, probablement due à leur sensibilité à la turbulence. L'effet hydrodynamique des décharges NRP est donc important dans le processus d'allumage en régime laminaire. En régime fortement turbulent, l'étude n'a pas permis de dégager des conclusions concernant l'allumage et la propagation de flamme par utilisation des décharges NRP. Les diagnostics optiques utilisés dans ces travaux, essentiellement pour réaliser des mesures bidimensionnelles, ne sont plus appropriés pour l'étude à cause de l'effet 3-D du développement du front de flamme. Il faudrait prévoir des diagnostics optiques simultanément sur deux plans complémentaires afin de caractériser tout le processus, de l'allumage au développement du front de flamme. Par ailleurs, des installations générant une turbulence homogène isotrope sans écoulement moyen permettraient d'obtenir des flammes turbulentes globalement sphériques, qui pourraient être facilement étudiées car les effets 3D seraient moins contraignants.

La dynamique du noyau présente également un effet 3-D qu'il faudrait caractériser à l'aide de diagnostics optiques adéquats pour une description plus précise des effets hydrodynamiques des décharges NRP. L'allumage et la combustion par plasma résulte de l'interaction complexe entre phénomènes physiques, chimiques et hydrodynamiques. Des études numériques peuvent également être entreprises afin de quantifier chacun des effets et mieux décrire les mécanismes d'interaction plasma-flamme.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Références bibliographiques

- A. Borghese, A. D'Alessio, M. Diana and C. Venitozzi "Development Of Nitrogen Kernel Produced by a very Fast Spark Discharge", Twenty-Second Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, 1988/pp. 1651-1569
- A. J. Metzler "Minimum Spark-Ignition Energies of 12 Pure Fuels at Atmospheric and Reduced Pressure", 1953, NACA Research Memorandum E53H31
- A. M. Danis, I. Namer, P. Cernansky "Droplet Size and Equivalence Ratio Effects on Spark Ignition of Monodisperse n-Heptane and Methanol Sprays", *Combust. Flame* 174 (1988) 285–294
- Adamovich et al. "Repetitively Pulsed Nonequilibrium Plasmas for Magnetohydrodynamic Flow Control and Plasma-Assisted Combustion" *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 24, No. 6, November–December 2008
- Alain Boutier "Métrologie Laser pour la Mécanique des Fluides-Granulométrie et techniques spectroscopiques", Edition Hermes, 2012
- Alain Boutier "Vélocimétrie Laser pour la Mécanique des Fluides", Edition Hermes, 2012
- Aleksandrov et al. "Mechanism of Ignition by Non-Equilibrium Plasma", *Proceedings of the Combustion Institute* 32 (2009) 205–212
- Aleksandrov, N. L., F. I. Vysikailo, R. S. Islamov, I. V. Kochetov, A. P. Napartovich, and V. G. Pevgov (1981). Electron Distribution Function in 4 :1 N₂-O₂ mixture. *Teplofiz Vys. Temp.* (translated in *High Temperature*) 19 (1), 22
- Aligrot C. "Etude Expérimentale et Théorique du Délai d'Auto-Inflammation de Différents Carburants dans une Chambre de Combustion à Volume Constant", PhD thesis, Ecole Centrale Lyon, France
- Andrey Starikovskiy and Nickolay Aleksandrov "Plasma-Assisted Ignition and Combustion", *Progress in Energy and Combustion Science* 39 (2013) 61-110
- B. E. Knepper "Experimental Determination of the Minimum Ignition Energy of Methanol", MS Thesis, The University of Toledo, United States of America, 2004
- Bak et al. "Plasma-Assisted Stabilization of Laminar Premixed Methane-Air Flames around the Lean Flammability Limit" *Combustion and Flame* 159 (2012) 3128–3137
- Bak et al. *Applied physics letters* 98, 011502 (2011)
- Bane et al. "Investigation of the Effect of Electrode Geometry on Spark Ignition", *Combustion and Flame* 162 (2015) 462–469

- Becker, K. H., U. Kogelschatz, K. H. Schoenbach and R. J. Barker "Non-Equilibrium Air Plasmas at Atmospheric Pressure", Institute of Physics, Philadelphia, (2005)
- Borghi R., Destriau M. "La Combustion et les Flamme", Editions Technip, 1995
- Boust B. "Etude Expérimentale et Modélisation des Pertes Thermiques Pariétales lors de l'Interaction Flamme-Paroi Instationnaire", Thèse de Doctorat de l'Université de Poitiers, 2006
- Bresson A. "Techniques d'Imagerie Quantitatives : Fluorescence Induite par Laser Appliquée aux Ecoulements et aux Combustions", Thèse de Doctorat de l'Université de Rouen, 2000
- Cardin C. "Etude Expérimentale des Phénomènes Physico-Chimiques de l'Allumage dans des Ecoulements Laminaires et Turbulents", Thèse de Doctorat de l'Institut National des Sciences Appliquées de Rouen, 2013
- Cardin et al. "Experimental Analysis of Laser-Induced Spark Ignition of Lean Turbulent Premixed Flames: New Insight into Ignition Transition", *Combustion and Flame* 160 (2013) 1414–1427
- Castela et al. "Modelling the Impact of Non-Equilibrium Discharges on Reactive Mixtures for Simulations of Plasma-Assisted Ignition in Turbulent Flows", *Combustion and Flame* 166 (2016) 133–147
- Classification des plasmas"<https://www.google.fr/#q=physique+des+plasmas>" [05 Septembre 2016]
- Corke et al. "SDBD Plasma Enhanced Aerodynamics: Concepts, Optimization and Applications", *Progress in Aerospace Sciences* 43 (2007) 193–217. (s.d.).
- Criner K. "Stabilisation de Flamme de Diffusion Turbulentes Assistée par Plasma Hors-Equilibre et par Champ Electrique", Thèse de Doctorat de l'Université de Rouen, 2008
- Cui et al. (2016) "Experimental Study of Minimum Ignition Energy of Methane/Air Mixtures at Elevated Temperatures and Pressures", *Fuel* 175 (2016) 257–263
- Danaiah et al. "Lean Combustion Technology for Internal Combustion Engines: a Review", *Science and Technology* 2012, 2(1): 47-50, DOI: 10.5923/j.scit.20120201.09
- Darrieus G., "Propagation d'un Front de Flamme. Essai de Théorie des Vitesses Anormales de Déflagration par Développement Spontané de Turbulence", *Congrès de Mécanique Appliquée*, Paris 1945
- Dirrenberger P. "Etude Expérimentale et Théorique des Vitesses de Flamme Laminaires d'Hydrocarbures", Thèse de Doctorat de l'Université de Lorraine, 2014

- Elaine S. Oran and John H. Gardner "Chemical-Acoustic Interactions in Combustion Systems", *Prog. Energy Combust. Sci.* 1985. Vol. 11. pp. 253-276
- F. Grisch et al. "Laser-based Measurements of Gas-Phase Chemistry in Non-Equilibrium Pulsed Nanosecond Discharges (2009)", *C. R. Mécanique* 337 (2009) 504–516
Combustion for Aerospace propulsion
- F. Tholin et al., *Combust. Flame*
(2013), <http://dx.doi.org/10.1016/j.combustflame.2013.11.007>
- Fabien Tholin and Anne Bourdon "Simulation of the Hydrodynamic Expansion following a Nanosecond Pulsed Spark Discharge in Air at Atmospheric Pressure", *J. Phys. D: Appl. Phys.* 46 (2013) 365205 (18pp)
- Furutani et al. "An Ultra-Lean Premixed Compression-Ignition Engine Concept and its Characteristics", *The Fourth International Symposium COMODIA 98* (1998)
- G. G. De Soete "The Influence of Isotropic Turbulence on the Critical ignition Energy", *Symposium (International) on Combustion*, Volume 13, Issue 1, 1971, Pages 735-743
- G.D. Stancu et al. "Investigations of Rapid Plasma Chemistry Generated by Nanosecond Discharges in Air at Atmospheric Pressure using Advanced Optical Diagnostics". (40th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference 22 - 25 June 2009, San Antonio, Texas).
- Ghosh S. "Direct Numerical Simulation Of The Interaction of a Laser-Induced Plasma with Isotropic Turbulence", PhD Thesis, University of Minnesota, USA, 2008
- Gruselle C. "Etude du Développement d'une Flamme soumise à un Gradient de Concentration. Rôle de la Stratification et des EGR", Thèse de Doctorat de l'Institut National des Sciences Appliquées de Rouen, 2014
- Guaitella O. "Nature de la Synergie Plasma-Photocatalyseur pour la Destruction d'un Composé Organique Volatile type : l'Acétylène", Thèse de Doctorat de l'Ecole Polytechnique, Paris, 2006
- Guofeng Lou et al. (2007) "Ignition of Premixed Hydrocarbon (Methane & Ethylene)–Air Flows by Repetitively Pulsed, Nanosecond Pulse Duration Plasma", *Proceedings of the Combustion Institute* 31 (2007) 3327–3334.
- H. Raether "The Development of Canal Discharges", *Archiv. Fûr Elektrotechnik* Vol. 34, p 49, translation in *Electrical Breakdown in Gases* (Rees 1973)
- H. F. Calcote, C. A. Gregory, C. M. Barnet, R. B. Gilmer "Sparkignition – Effect of Molecular Structure", *Ind. Eng. Chem.* 44 (1952) 2656–2662

- Han et al. "Numerical Study on the Spark Ignition Characteristics of a Methane-Air Mixture using Detailed Chemical Kinetics-Effect of Equivalence Ratio, Electrode Gap Distance, and Electrode Radius on MIE, Quenching Distance, and Ignition Delay", . (s.d.). *Combustion and Flame* 157 (2010) 1414–1421
- Huang et al. "A Transition on Minimum Ignition Energy for Lean Turbulent Methane Combustion in Flamelet and Distributed Regimes", Proceedings of the Combustion Institute 31 (2007) 1401–1409
- Husain E., Nema R. S. "Analysis of Paschen Curves for Air, N₂ and SF₆ Using the Townsend Breakdown Equation", IEEE Transactions on Electrical Insulation", Vol. 17, pp 350-353, 1982
- Hussaini et al. "Analysis of Performance and Emission Characteristics of a Homogeneous Charge Compression Ignition (HCCI) Engine", Procedia Technology 25 (2016) 854–861.
- Hwang et al. "Microwave-Assisted Plasma Ignition in a Constant Volume Combustion Chamber", *Combustion and Flame* 167 (2016) 86–96
- Ishii K., Kono M., Niu K., Tsukamoto T. and Ujiie Y. "Analysis of Ignition Mechanism of Combustible Mixtures by Short Duration Sparks", International Symposium COMODIA 90: 153-158(1990)
- J. Kriegseis et al. *Physics of Plasmas* 19, 073509 (2012)
- J.B. Heywood "Combustion and its Modeling in Spark-Ignition Engines", International Symposium COMODIA 94 (1994)
- J.-C. Guibet "Carburants et Moteurs (Technologies-Energie-Environnement)", Tome 1, Editions Technip 1997
- James F. Driscoll and Jacob Temme "Role of Swirl in Flame Stabilization", 49th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Hoizons Forum and Aerospace Exposition, 4-7 January 2011, Orlando, Florida, USA
- Jean-Loup Delcroix et Abraham Bers "Physique des Plasmas (1994)", Tome 1, InterEdition/CNRS Edition
- Jilin Han and Hiroshi Yamashita "Numerical Study of the Effects of Non-Equilibrium Plasma on the Ignition Delay of a Methane–Air Mixture using Detailed Ion Chemical Kinetics", *Combustion and Flame* 161 (2014) 2064–2072. (s.d.).
- Ju et al. "Vorticity Generation and Flame Distortion Induced by Shock-Flame Interaction", Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, 1998/pp. 735–741

- Kewal Dharamshi, Anuj Pal, Avinash Kumar Agarwal "Comparative Investigations of Flame Kernel Development in a Laser Ignited Hydrogen-Air Mixture and Methane-air Mixture", international journal of hydrogen energy 38 (2013) 1064 8e10653
- Kohse-Höinghaus "Laser Techniques for Quantitative Detction of Reactive Intermediates in Combustion Systems", Prog. Energy Combust. Sci. Vol. 20, pp. 203-279, 1994
- Kosarev et al. (2008) "Kinetics of Ignition of Saturated Hydrocarbons by Non Equilibrium Plasma: CH₄-Containing Mixtures", Combustion and Flame 154 (2008) 569–586
- L. B. Loeb and J. M. Meek "The Mechanism of Spark Discharge in Air at Atmospheric Pressure", I, J. Appl. Phys, Volume 10, pp 142-160, June, (1940)
- Lacoste D. "Etude Expérimentale De La Combustion de Mélange Stratifiés Globalement Pauvres en Chambre à Volume Constant", Thèse de Doctorat de l'Université de Poitiers, France, 2002
- Lacour C. "Stabilité de Flamme Laminaires Partiellement Pré-Mélangées-Application aux Brûleurs Domestiques", Thèse de Doctorat de l'Institut National des Sciences Appliquées de Rouen, 2006
- Landau L. "On the Theory of Slow Combustion", Acta Physicachimica URSS Vol 19, 1944
- Landry L. "Etude Expérimentale des Modes de Combustion Essence sous Forte Pression et Forte Dilution", Thèse de Doctorat de l'Université de Rouen, 2009
- Lewis B, Von Elbe G. "Combustion, Flame and Explosion of Gases", London: Academic Press; 1987
- Lo A. "Diffusion Raman Spontanée pour la Combustion Turbulente et les Plasmas", Thèse de Doctorat de l'Univertsité de Rouen, 2012
- LOEB L.B. "Fundamental Processes of Electrical Discharge in Gases", John Wiley and Sons, 1939
- M. N. Shneider (2006) "Turbulent Decay of After-Spark Channels", Physics of plasmas 13, 073501 (2006)
- Maly R. and Vogel R. "Initiation and Propagation of Flame Fronts in Lean CH₄-Air Mixtures by the Three Modes of Ignition Spark", Syposium (International) on Combustion, Vol. 17, Issue 1, p. 821-831
- Markstein GH. 1957 "Flow Disturbances Induced near a Slightly Wavy Contact Surface, or Flame Front, Traversed by a Shock Wave", J. Aero. Sci.24:238–39
- Massines F., K. Hassouni, J. Pouvesle and J. Boeuf "Plasmas Froids : Génération, Caractérisation et Technologie", Publications de l'université de St-Etienne

- Mintusov et al. "Mechanism of Plasma Assisted Oxidation and Ignition of Ethylene–Air Flows by a Repetitively Pulsed Nanosecond Discharge", *Proceedings of the Combustion Institute* 32 (2009) 3181–3188
- Mitu et al. "Inert Gas Influence on the Laminar Burning Velocity of Methane-Air mixtures", *Journal of Hazardous Materials* 321 (2017) 440–448
- N. A. Popov "Kinetic Processes Initiated by a Nanosecond High-Current Discharge in Hot Air", *Plasma Physics Reports*, vol. 37, pp. 807–815, 2011
- N. L. Aleksandrov et al. *Proceedings of the Combustion Institute* 32 (2009) 205–212. (s.d).
- N. Popov *Plasma Phys. Rep.* 27, 886 (2001)
- Ombrello et al. "Flame Propagation Enhancement by Plasma Excitation of Oxygen. Part I: Effects of O₃", *Combustion and Flame* 157 (2010) 1906–1915
- Ombrello et al. "Flame Propagation Enhancement by Plasma Excitation of Oxygen. Part II: Effects of O₂(a¹D_g)", *Combustion and Flame* 157 (2010) 1916–1928
- Packan D. "Repetitive Nanosecond Glow Discharge In Atmospheric Pressure Air", PhD Thesis, Stanford University, USA, 2003
- Pai D. "Nanosecond Repetitively Pulsed Plasmas in Preheated air at Atmospheric Pressure, Thèse de Doctorat, Ecole Centrale Paris, France, 2008
- Pavón S. "Interaction Between a Surface Dielectric Barrier Discharge and Transonic Airflows", Thèse de Doctorat de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2008
- Peng et al. "High Pressure Ignition Kernel Development and Minimum Ignition Energy Measurements in Different Regimes of Premixed Turbulent Combustion", *Combustion and Flame* 160 (2013) 1755–1766
- Picone et al. "Theory of Vorticity Generation by Shock Wave and Flame Interactions", *NRL Memorandum Report* 5366, July 5, 1984
- Pilla G. "Etude Expérimentale de la Stabilisation de Flamme Propane-Air de Prémélange par Décharges Nanosecondes Impulsionnelles Répétitives", Thèse de Doctorat, Ecole Centrale Paris, France, 2008
- R. S. Sigmond "The residual Streamer Channel: Return Strokes and Secondary Streamers", *J. Appl. Phys.* 56 (5), pp 1355-1370, (1984)
- Robin X. "Contribution Expérimentale à l'Identification des Sources de Bruit des Jets Subsoniques et Supersoniques Chaud", Thèse de Doctorat de l'Université de Poitiers, 2010

- Rusterholtz D. "Nanosecond Repetitively Pulsed Discharges in Atmospheric Pressure Air", Thèse de Doctorat, Ecole Centrale Paris, France, 2012
- S M Starikovskaia "Plasma Assisted Ignition and Combustion", *J. Phys. D: Appl. Phys.* 39 (2006) R265–R299
- S. S. Shy, C. C. Liu, W. T. Shih "Ignition Transition in Turbulent Premixed Combustion", *Combustion and Flame* 157 (2010) 341–350
- Samson E. "Etude Expérimentale de la Propagation de Flamme en Expansion dans un Milieu à Richesse Stratifiée", Thèse de Doctorat de l'Université de Rouen, 2002
- Senichi Masuda "Pulse Corona Induced Plasma Chemical Process: a Horizon of New Plasma Chemical Technologies", *Pure & Appl. Chem.*, Vol. 60, No. 5, pp. 727-731, 1988
- Shy et al. "Measurement and Scaling of Minimum Ignition Energy transition for Spark Ignition in Intense Isotropic Turbulence from 1 to 5 atm", *Proceedings of the Combustion Institute* 000 (2016) 1–7
- Srivastava et al. "Flame Kernel Characterization of Laser Ignition of Natural Gas–Air Mixture in a Constant Volume Combustion Chamber", *Optics and Lasers in Engineering* 49 (2011) 1201–1209
- Starikovskiy A, Aleksandrov N "Plasma-assisted Ignition and Combustion", *Progress in Energy and Combustion Science* (2012), doi:10.1016/j.pecs.2012.05.003. (s.d.).
- Steven Chu & Arun Majumdar "Opportunities and Challenges for a Sustainable Energy Future", doi:10.1038/nature11475
- Thurber et al. "Measurements and Modeling of Acetone Laser-Induced Fluorescence with Implications for Temperature-Imaging Diagnostics", *Applied Optics/ Vol. 37, No. 21/ 20 July 1998*
- Tran X. Phuoc "An Experimental and Numerical Study of Laser-Induced Spark in Air", *Optics and Lasers in Engineering*”, 43 (2005) 113–129
- W. Kim, H. Do, M. G. Mungal, and M. A. Cappelli “A Study of Plasma-Stabilized Diffusion Flames at Elevated Ambient Temperatures”, *IEEE Transactions on Plasma Science*, Vol. 36, NO. 6, December 2008
- Wang Q. and Zhang Y. “Spark Characteristics Investigation of Gas Turbine Igniter”, *Combust. Sci. Technol.*, 184: 1526–1540, 2012
- Wolk et al. "Enhancement of Flame Development by Microwave-Assisted Spark Ignition in Constant Volume Combustion Chamber" *Combustion and Flame* 160 (2013) 1225–1234

- Xu D. "Thermal and Hydrodynamic Effects of Nanosecond Discharges in Air and Application to Plasma-Assisted Combustion", Thèse de Doctorat, Ecole Centrale Paris, France, 2013
- Xu et al. (2011) "Experimental Study of the Hydrodynamic Expansion following a Nanosecond Repetitively Pulsed Discharge in Air", Applied Physics Letter 99, 121502 (2011)
- Yao et al. "Progress and Recent Trends in Homogeneous Charge Compression Ignition (HCCI) Engines", Progress in Energy and Combustion Science 35 (2009) 398–437
- Yiguang Ju & Wenting Sun "Plasma Assisted Combustion: Dynamics and Chemistry", Progress in Energy and Combustion Science 48 (2015) 21-83
- Yiguang Ju and Wenting Sun "Plasma Assisted Combustion: Progress, Challenges, and Opportunities", Combustion and Flame 162 (2015) 529–532
- Yin et al. Proceedings of the Combustion Institute 34 (2013) 3249–3258
- Zhang et al. "Effects of Water Vapor Dilution on the Minimum Ignition Energy of Methane, n-Butane and n-Decane at Normal and Reduced Pressures", Fuel 187 (2017) 111–116

ANNEXES

Annexe A : Physique des décharges plasmas

Une décharge représente le phénomène électrique permettant d'ioniser un milieu gazeux. Le processus d'ionisation peut être atteint de deux manières différentes : 1) par addition d'énergie thermique de translation du même ordre de grandeur que celle d'ionisation du gaz qui conduit au transfert d'énergie par collision des espèces neutres avec les particules chargées ; ou 2) par application d'un champ électromagnétique externe permettant l'accélération des électrons. Il se produit alors des collisions élastiques et inélastiques avec les molécules du gaz qui conduisent à l'excitation des différents modes de stockage (niveaux) d'énergie interne, la dissociation et l'ionisation du milieu.

Le plasma est communément appelé le 4^{ème} état de la matière après les états solide, liquide et gazeux. Il représente 99 % de l'univers. L'état plasma est défini comme étant un milieu gazeux électriquement neutre dans lequel coexistent simultanément des électrons libres, des ions, des espèces excitées, des atomes et des molécules. Ses principales caractéristiques sont : la neutralité électrique (à l'échelle de Debye), l'état excitation élevée, des écarts à l'équilibre thermodynamique et une conductivité électrique élevée.

Dans cette partie, les processus physiques dans les plasmas, les décharges dans les gaz et les applications des plasmas seront successivement abordés.

A.1 Processus physiques dans les plasmas

A.1.1 Grandeurs fondamentales dans les plasmas

Les principales grandeurs électroniques rencontrées dans les plasmas peuvent être résumées en :

- a. Longueur de Landau (interaction binaire) définie comme étant la distance à partir de laquelle l'énergie potentielle d'interaction entre deux électrons équivaut à leur énergie cinétique d'agitation thermique.
- b. Longueur de Debye (interaction collective) représente la distance caractéristique le long de laquelle la quasi-neutralité du plasma est vérifiée.
- c. Libre parcours moyen : c'est la distance moyenne parcourue par une particule (électron, atome, molécules) entre deux collisions successives.
- d. Fréquence plasma

Pour une description exhaustive des propriétés des plasmas, le lecteur pourra se référer au livre de [Jeans-Loup Delcroix et Abraham Bers (1994)].

A.1.2 Les lois fondamentales d'équilibre dans les gaz

Lorsque la température des électrons est du même ordre de grandeur que celle des espèces (ions, neutre) appelées "lourds", le plasma est dit en équilibre thermodynamique total (ou complet). Tous les processus sont compensés par leurs réactions inverses. Cependant, du fait de l'impossibilité de réaliser l'équilibre thermodynamique total dans toutes les régions du plasma, on peut considérer qu'il y'a équilibre thermodynamique local (ETL) dans certaines régions. Ceci implique que localement, les processus radiatifs sont négligeables par rapport aux processus collisionnels, prépondérants dans le transfert d'énergie. La densité électronique doit être suffisamment élevée pour favoriser les collisions électrons-lourds, et les gradients de température et de densité suffisamment faibles pour minimiser la diffusion des espèces. De ce fait, les propriétés ainsi que le comportement du gaz peuvent être décrits à travers les lois d'équilibre de Maxwell, Boltzmann, Saha et Guldberg-Waage.

A.1.3 Classification

La composition et le comportement des plasmas varient en fonction de plusieurs paramètres. La différenciation des différents états dans les plasmas peut être élaborée en fonction de la densité n_e (nombre d'électrons par unité de volume) et la température T_e des électrons comme le montre la figure A.1 ci-dessous.

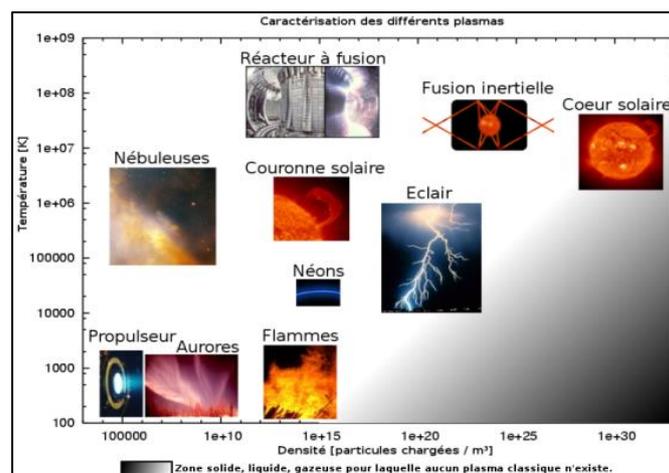


Figure A.1: Classification des plasmas. <https://www.google.fr/#q=physique+des+plasmas> [05 Septembre 2016]

Un autre paramètre fondamental de cette classification est le degré d'ionisation du plasma: $\alpha_i = \frac{n_e}{n_e + n_0}$ (où n_e et n_0 représentent respectivement les densités des électrons et des neutres) tel que :

- $\alpha_i > 10^{-3}$, le gaz est totalement ionisé et les espèces présentent une température identique, de l'ordre du million de Kelvin. Le plasma dit « chauds » (de type fusion) est alors en équilibre thermodynamique total où tous les processus sont compensés par leurs réactions inverses;
- $\alpha_i < 10^{-3}$, plasma faiblement ionisé ou plasma « froid » où la température des gaz ionisés est inférieure à quelques dizaines de milliers de degrés. Dans cette catégorie, nous avons d'une part, les plasmas thermiques ou en équilibre thermodynamique dans lesquels toutes les espèces ont la même température (plasmas inductifs radiofréquence, de torche ou d'arc) ; et d'autre part, les plasmas non-thermiques appelés également plasmas hors-équilibre thermodynamique où seuls les électrons sont « chauds » (10 000 - 40 000 K) alors que la température cinétique des particules lourdes (neutres, ions) reste faible (de l'ordre de l'ambiante ou en tout cas inférieure à 10 000 K). Dans ce cas, l'énergie est déposée dans le plasma par collisions inélastiques entre électrons et molécules conduisant à l'ionisation, l'excitation et la dissociation, plutôt que par thermalisation globale du gaz.

A.2 Décharges dans les gaz

Les gaz neutres ne permettent pas le passage d'un courant électrique. La décharge électrique est le phénomène qui consiste à libérer les porteurs de charge dans le gaz et à le rendre ainsi conducteur. Deux principaux mécanismes permettent de décrire ce phénomène : le mécanisme de Townsend et la théorie des streamers.

A.2.1 Théorie de Townsend

La détermination de l'influence de la pression sur les caractéristiques des décharges électriques dans les gaz fut étudiée par F. Paschen à la fin du XIX^{ème} siècle qui établit, sur la base d'observations expérimentales, une loi empirique de comportement des gaz. Elle stipule que la tension d'amorçage (tension à partir de laquelle une décharge est observée dans le gaz) entre deux électrodes parallèles, dépend de la valeur du produit de la pression du gaz par la distance inter-électrodes « P*d ». Ceci est illustré ci-dessous par la figure dite courbe de Paschen.

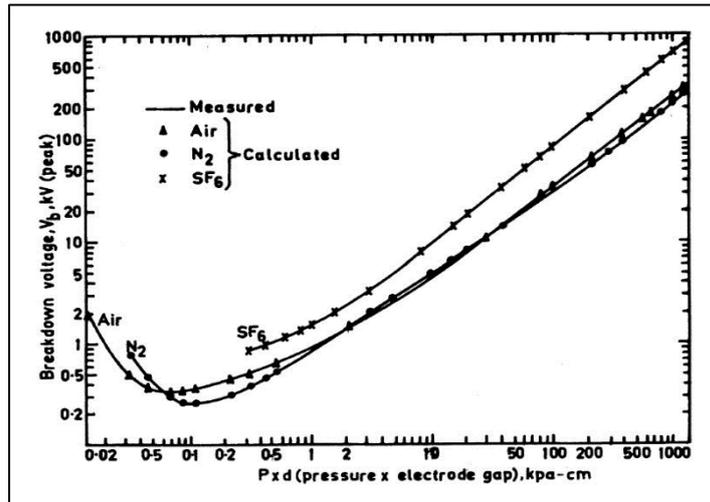


Figure A.2 : Courbe de Paschen. [Husain E., Nema R.S (1982)]

Mais la première théorie sur le mécanisme de décharge dans les plasmas fut élaborée au début du XXème siècle par le physicien J. S. Townsend pour des valeurs de pression de l'ordre du Torr¹ et du produit "P*d" (P étant la pression et d l'espace inter-électrode). Il établit un modèle qui décrit les différents régimes de décharge observés en fonction de la tension appliquée V. L'obtention de ces différents régimes dépend de la pression du gaz, l'espace inter-électrodes et la configuration des électrodes. La figure A.3 suivante montre les caractéristiques V-I (tension-courant) d'une décharge basse pression:

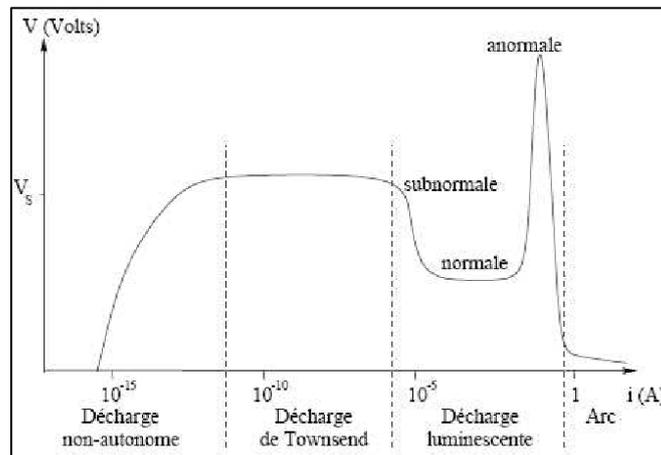


Figure A.3 : Caractéristique courant-tension des régimes de décharge. [Becker et al. (2005)]

¹ 760 Torr = 760 mm Hg = 1bar

Pour les faibles valeurs de V , les décharges obtenues sont non-autonomes et sont caractérisées par de faibles courants. La production d'électrons primaires est assurée par l'intermédiaire d'une source lumineuse photo-ionisante ou des rayons X dirigée vers la cathode. Les électrons sont accélérés vers l'anode par la force électromagnétique due à la présence du champ électrique.

Lorsqu'on augmente la différence de potentiel, on obtient successivement 2 régimes de décharges auto-entretenues (autonomes) : décharge de Townsend et décharge luminescente avec de faibles courants. Les collisions qui en résultent entre les électrons et les molécules du gaz permettent la multiplication du nombre d'électrons par ionisation en cascade (avalanche électronique).

Lorsqu'on augmente encore la tension aux bornes des électrodes, on obtient un quatrième régime caractérisé par une chute de tension, un courant très élevé et une forte élévation de température du gaz pouvant atteindre plusieurs milliers de Kelvin. Ce dernier régime, est caractérisé par un arc électrique au sein duquel le plasma est proche de l'équilibre thermodynamique local (ETL).

Townsend considérait l'action des ions positifs (collisions avec les molécules du gaz) et l'extraction d'électrons par bombardement de la cathode (effets secondaires) comme facteurs clés de l'ionisation en chaîne qui conduit au phénomène de claquage (passage à l'arc). Il a ainsi défini l'intensité I du courant de la décharge qui traverse l'espace inter-électrodes telle que :

$$I = I_0 \frac{e^{\alpha_x}}{1 - \gamma(e^{\alpha_x} - 1)} \quad (\text{Equation A.1})$$

Avec :

- I_0 : courant généré par les électrons initiaux dans l'air ;
- α_x : 1^{er} coefficient de Townsend, représente le nombre de paires électron-ion par unité de longueur, formées par collision ionique avec les molécules du milieu gazeux dans la direction du champ électrique. α_x dépend de la valeur du champ réduit E/N , où E est le champ électrique (V/m) et N désigne la densité des espèces neutres du milieu (m^{-3});
- γ : 2^{ème} coefficient de Townsend, qui détermine le nombre d'électrons secondaires libérés à la cathode par impact des ions positifs.

La **figure A.3** montre l'existence d'une tension seuil V_s dite disruptive qu'il faut atteindre pour avoir une décharge autonome.

Townsend établit alors la condition d'apparition d'une décharge disruptive autonome (claquage) dans un gaz appelée critère de décharge auto-entretenu :

$$\gamma(e^{\alpha x} - 1) = 1 \quad (\text{Equation A.2})$$

La décharge est non-entretenu tant que $\gamma(e^{\alpha x} - 1) < 1$, car les ions positifs formés dans l'avalanche électronique doivent extraire au moins un électron à la cathode pour qu'une nouvelle avalanche puisse se produire.

Le mécanisme proposé par Townsend permet d'expliquer de manière théorique la loi empirique de Paschen décrivant la tension nécessaire à l'apparition d'une décharge disruptive en fonction du produit $p \cdot d$ [**Loeb (1939)**]

$$V_s = \frac{B \cdot p \cdot d}{\ln(A \cdot p \cdot d) - \ln(\ln(1 + \frac{1}{\gamma}))} \quad (\text{Equation A.3})$$

Les constantes A et B, qui dépendent du gaz, peuvent être déterminées à partir du premier coefficient d'ionisation α :

$$\alpha = A \cdot p \cdot e^{-B \cdot p / E} \quad (\text{Equation A.4})$$

Cependant, pour les fortes valeurs du produit $p \cdot d$ (>200 Torr.cm), des contradictions apparaissent entre le modèle de Townsend et les observations expérimentales des phénomènes de décharge déduites des travaux de [**Loeb et Meek (1940)**] et [**Raether H. (1973)**]. Pour des valeurs du produit $P \cdot d$ supérieures à 200 Torr.cm, la tension disruptive est indépendante du matériau constituant les électrodes. De ce fait, le bombardement des ions positifs qui conduit à l'émission d'électrons par la cathode, traduite par le second coefficient de Townsend n'est plus le mécanisme responsable de l'entretien de la décharge. De plus, la durée des impulsions de courant est de quelques nanosecondes alors que celle prédite par la théorie de Townsend basée sur la vitesse de dérive des ions entre les électrodes est de l'ordre de la microseconde. Ceci implique que le mécanisme de transport des électrons de la cathode à l'anode ne se fait plus par avalanche.

De part ces observations, [**Loeb et Meek (1940)**] ont émis l'hypothèse selon laquelle d'autres processus physiques sont à l'œuvre dans la rupture du milieu gazeux. En particulier, ils ont pu observer que cette rupture ne peut se produire tant qu'un filament conducteur ne

traverse pas entièrement l'espace inter-électrode. Afin d'expliquer les observations précédentes, un nouveau modèle est proposé. Il considère la formation d'électrons secondaires au sein du gaz et la constitution d'une charge d'espace importante : la théorie des streamers est née.

A.2.2 Théorie des streamers

Un streamer est une charge d'espace qui se propage de proche en proche telle une onde d'ionisation. Il produit une importante dissociation du gaz et conduit à la modification de la cinétique chimique au sein du gaz. Les streamers sont utilisés depuis longtemps pour le traitement des effluents et la synthèse de gaz tels que l'ozone.

Trois importants phénomènes sont mis en jeu dans le pilotage des streamers :

a) Initiation et avalanche électronique

L'application d'un champ électrique extérieur suffisamment élevé entre deux électrodes provoque l'accélération vers l'anode des électrons germes, présent dans le milieu gazeux ou créés soit par l'intermédiaire d'une source extérieure naturelle (rayons cosmiques, radioactivité des matériaux, photons UV solaires...), soit par un mécanisme contrôlé de pré-ionisation. Ces électrons germes dérivent et gagnent de l'énergie cinétique, laquelle est transférée aux molécules du gaz par collision inélastique sous différentes formes : translation, rotation, vibration, excitation, dissociation et ionisation. L'ionisation permet la formation d'un nouvel électron qui, à son tour est accéléré et vient impacter les molécules. Le processus se reproduit alors et aboutit à une ionisation massive (cascade) du milieu gazeux. Ce phénomène est appelé avalanche électronique (voir figure A.4).

L'avalanche électronique le long de l'axe x parallèle au champ électrique peut être décrite par l'équation :

$$\frac{dNe}{dx} = (\alpha - \eta) \Rightarrow Ne = e^{(\alpha - \eta)x} \quad (\text{Equation A.5})$$

Où :

Ne : nombre d'électrons formés dans l'avalanche,

α : premier coefficient d'ionisation de Townsend

η : coefficient d'attachement de Townsend.

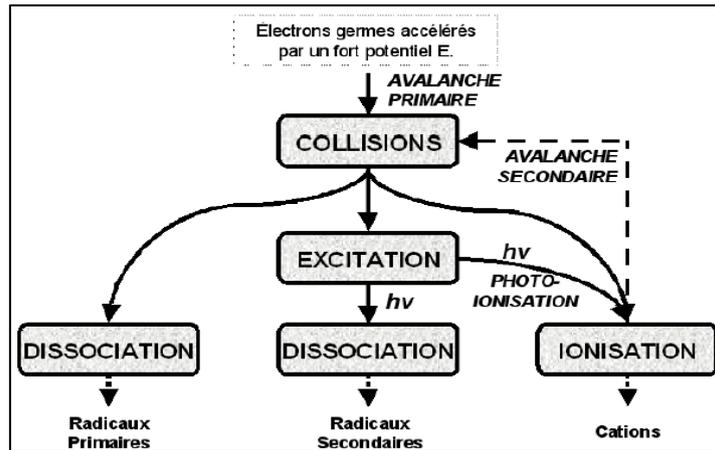


Figure A.4: Processus d'avalanche électronique [Criner K. (2008)]

b) Propagation du streamer

La différence importante de mobilité entre les ions et les électrons lors du phénomène d'avalanche multiple provoque l'accumulation d'une population d'ions positifs qui constitue une charge d'espace opposée au champ extérieur.

Lorsque la densité des électrons au voisinage de l'anode atteint une taille critique (environ 10^8 selon le critère de Meek) le champ induit par la charge d'espace devient du même ordre de grandeur que le champ extérieur appliqué. Sa distorsion est telle qu'une onde d'ionisation, appelée "streamer" va se former et se propager dans le sens anode-cathode. L'apport de nouveaux électrons germes nécessaires à de nouvelles avalanches est dû au processus de photo-ionisation car pendant les avalanches électroniques primaires, les collisions inélastiques engendrent des processus d'excitation des molécules neutres à partir de leur état fondamental vers des états radiatifs. La relaxation de ces états vers un niveau d'énergie inférieur conduit à l'émission de photons capables d'exciter et d'ioniser les espèces présentes dans le milieu. Les nouveaux électrons produits (électrons germes) seront accélérés sous l'effet du champ électrique généré par la charge d'espace et vont induire une nouvelle avalanche électronique. Cette dernière va laisser dans son sillage une nouvelle population d'ions positifs et générer dans sa progression l'excitation moléculaire nécessaire pour assurer une nouvelle génération d'électrons germes en amont et ainsi de suite.

Les mécanismes de propagation de cette onde reposent donc, non plus sur une ionisation par collision ionique dans la théorie de Townsend, mais plutôt par des transitions successives avalanche électronique-reconstruction de la charge d'espace appelée streamer primaire: ces

phénomènes en se rapprochant de la cathode permettent de "construire" le canal ionisé entre la tête du streamer et l'anode. C'est dans ce canal, où cohabitent des électrons, ions, espèces radicalaires et métastables que se déroulent tout un ensemble de processus chimiques modifiant de façon notable la composition du milieu. Après la jonction de l'anode et la cathode par le canal ionisé, un deuxième streamer appelé streamer secondaire apparaît et se propage de l'anode vers la cathode (figure A.5).

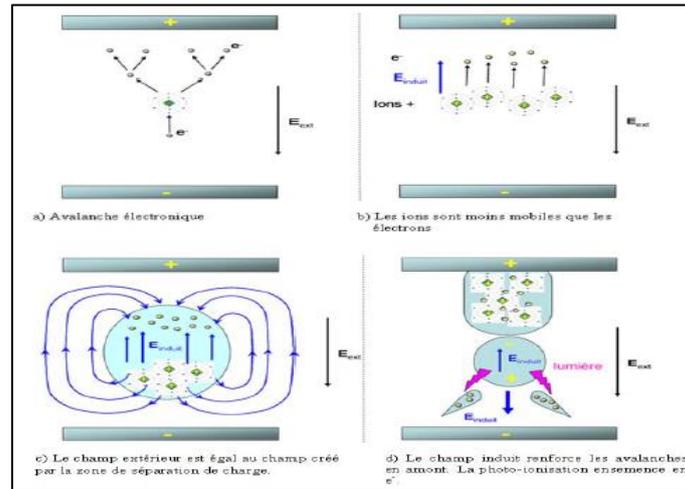


Figure A.5 : Schéma de la propagation d'un streamer. [Guaitella O. (2006)]

c) Transition et passage à l'arc

La zone mobile d'ionisation appelée tête de streamer laisse dans son sillage un canal conducteur qui forme ensuite une jonction entre les deux électrodes. Le champ réduit E/N est faible dans le canal, l'attachement devient majoritaire par rapport à l'ionisation et conduit à une diminution du courant.

Si la tension augmente, les électrons résiduels non combinés acquièrent de l'énergie et peuvent ioniser les neutres dans le canal de micro-décharge. La densité en électrons et le courant de streamer augmentent donc, et par collision élastique il se produit un échauffement progressif des espèces lourdes du gaz et une élévation de la pression. La dynamique des neutres qui en résulte provoque leur expansion radiale depuis le centre du canal de la micro-décharge vers la périphérie. La densité des espèces neutres dans le canal ionisé va donc diminuer. Par conséquent, le champ électrique réduit E/N s'accroît et peut atteindre des valeurs susceptibles de dépasser le seuil critique pour lequel l'ionisation est supérieure à l'attachement. Une nouvelle

phase d'ionisation massive peut se produire et conduire à la transition vers l'arc transitoire appelé "Spark" ou (étincelle). C'est ce régime qui correspond à la décharge nanoseconde répétitive utilisée dans ce manuscrit.

A la suite de l'arc transitoire, une nouvelle augmentation de l'ionisation entraîne le claquage du milieu et le passage à l'arc. Le courant augmente alors de manière exponentielle, et une thermalisation globale du milieu (de l'ordre de 10^4 K) pourrait se produire. A cette température l'équilibre thermodynamique local est atteint et le plasma reliant les deux électrodes est un plasma thermique. Le critère de stabilité permet de définir la condition d'existence de la décharge pour laquelle la transition vers le régime d'arc est évitée :

$$\frac{1}{\gamma} \geq e^{\alpha_x} \quad (\text{Equation A.6})$$

La croissance exponentielle du courant est ainsi évitée par la limitation du nombre d'avalanches créées par les électrons secondaires. Le champ réduisant les valeurs de γ et α_x est tel que le taux d'attachement des électrons est supérieur au taux d'ionisation, ce qui conduit à une extinction de la décharge.

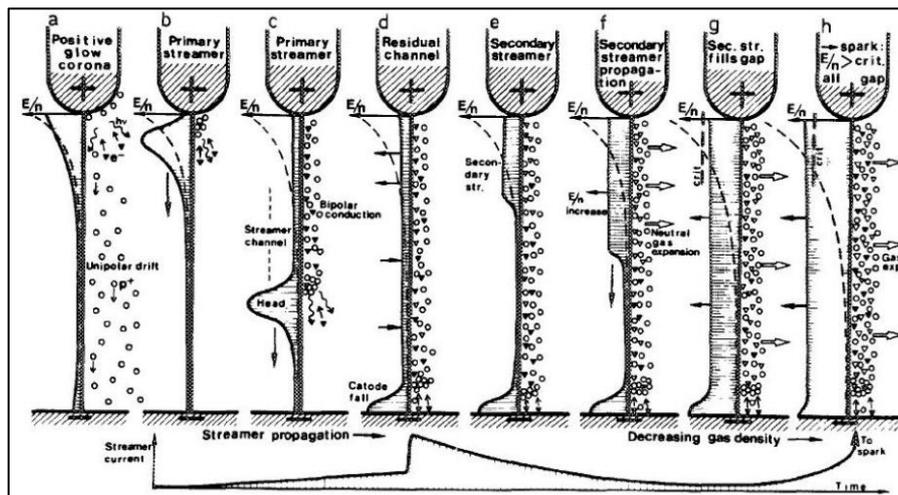


Figure A.6 : Différentes phases de propagation d'un streamer positif. [R.S. Sigmond (1984)]

d) Post-décharge

L'énergie transférée au gaz par les processus d'impact électronique et de collision décrits dans les paragraphes précédents conduit au chauffage du milieu et à la formation de nombreuses espèces chimiques actives. Ces espèces vont ensuite réagir entre elles et avec les molécules du gaz : c'est la phase de relaxation de l'énergie stockée également appelée post-décharge et s'effectue sur des échelles de temps bien supérieures au temps de passage à l'arc.

Après le passage à l'arc, qui s'effectue sur des temps caractéristiques très courts (de l'ordre de la microseconde), l'augmentation rapide de la température du canal conducteur à cause de l'effet Joule provoque une élévation de la pression. La dynamique des neutres qui en résulte provoque leur expansion radiale depuis le centre du canal de la micro-décharge vers la périphérie, créant ainsi une perturbation du milieu. Ce phénomène est appelé onde de choc. A l'échelle macroscopique, cette onde de choc va se propager dans l'environnement des électrodes même après l'extinction de la décharge et peut potentiellement modifier les caractéristiques aérodynamiques du milieu.

La compréhension de ce phénomène d'expansion hydrodynamique et son interaction avec l'environnement des électrodes sera alors d'une grande importance pour les applications des décharges plasmas.

Annexe B : Diagnostics optiques

B.1 : Caractérisation de l'huile d'ensemencement

Dans la plupart des mesures effectuées par PIV, l'écoulement est préalablement ensemencé. C'est une étape très importante avant toute acquisition. Cependant, les particules d'ensemencement qui servent de traceurs doivent pouvoir suivre et décrire fidèlement l'écoulement et diffuser la lumière. De plus, elles ne doivent pas modifier les caractéristiques de l'écoulement afin d'obtenir des mesures correctes. Leur forme, diamètre, masse volumique et concentration sont quelques-unes des propriétés à prendre en compte lors du choix du traceur. La capacité d'une particule à décrire fidèlement les variations d'un écoulement est déterminée à travers l'estimation du nombre de Stokes St , qui correspond au rapport entre l'énergie cinétique de la particule et l'énergie dissipée par frottement avec le fluide :

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_f} \quad (\text{Equation B.1}) \quad \text{Où} \quad \tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu} \quad \text{et} \quad \tau_f = \frac{l_c}{V}$$

Avec : τ_p et τ_f respectivement les temps caractéristiques de réponse de la particule d'ensemencement et des grandes échelles de l'écoulement moyen, ρ_p est la masse volumique du fluide (kg/m^3), d_p diamètre de particule (m), μ viscosité dynamique du fluide ($\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$). V et L_c représentent respectivement la vitesse moyenne et la longueur caractéristique de l'écoulement. Lorsque $St \ll 1$, le temps de réponse des particules est alors largement inférieur

au temps de retournement des grandes échelles de l'écoulement. Dans ce cas, les particules suivent correctement l'écoulement.

Nous avons utilisé des particules fines d'huile de pépin de raisin (indice de réfraction $n_h = 1,465$, masse volumique $\rho_h = 936 \text{ kg.m}^{-3}$, viscosité dynamique $\mu = 0,058 \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$) pour ensemercer l'écoulement. La distribution des tailles de ces particules a d'abord été caractérisée à différentes pressions et vitesses d'écoulement au moyen de la granulométrie par phase doppler (cf. figure B.1). Les mesures sont effectuées sur 5000 gouttes à une fréquence d'échantillonnage de 1080 Hz. Le résultat obtenu met en évidence une distribution de taille des particules globalement inférieure à $5 \mu\text{m}$. Cette distribution présente la même allure pour la gamme de pression de 1 à 8 bars. L'analyse faite à l'aide de l'équation de Stokes montre que le temps de réponse des particules de $1 \mu\text{m}$ de diamètre est de l'ordre de $\tau_p = 2,8 \mu\text{s}$. Le nombre de Stokes St estimé est de l'ordre de 2×10^{-4} , largement inférieur à l'unité, ce qui suggère que les particules décrivent assez fidèlement le comportement de l'écoulement. En conclusion, dans les particules d'huile de pépin de raisin seront utilisées dans la présente étude pour l'ensemencement de l'écoulement.

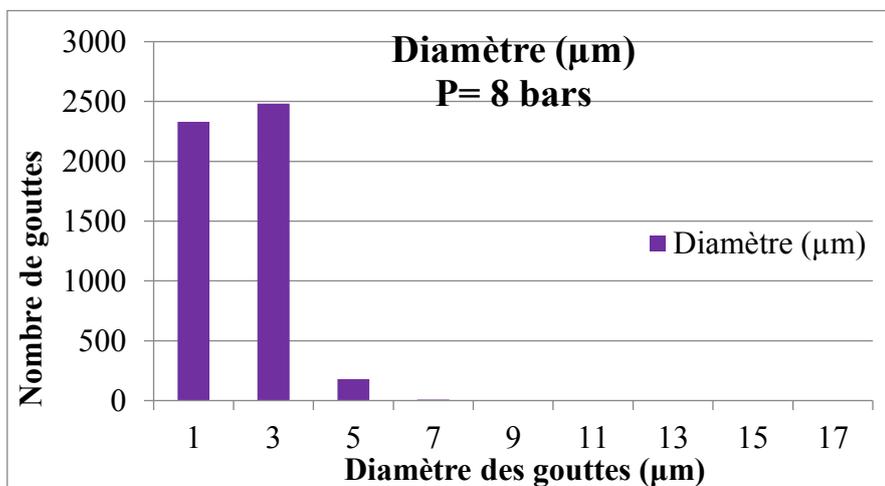


Figure B.1 : Distribution des tailles de gouttes de l'huile de pépin de raisin en fonction du diamètre. ($V_{\text{moy}} = 26 \text{ m/s}$, $P = 8 \text{ bars}$, $T = 293 \text{ K}$)

B.2 : Procédure de synchronisation de la PIV

Le principe d'acquisition consiste à prendre des images PIV du champ avant décharge et du champ perturbé à un délai variable (Dly) après la décharge de sorte que ce délai soit "centré" par rapport au doublet d'images contenant l'effet de la décharge.

Dans le but de synchroniser les différents éléments du système PIV, un signal trigger de référence issu de l'ordinateur de contrôle est envoyé simultanément au laser (10 pulse) et au générateur de délai DG1. Le système synchronisé laser + caméra enregistre d'abord un doublet d'images du milieu "non-perturbé". Le signal est ensuite retardé de " Δt " et envoyé au générateur de délai DG2 qui délivre les décharges. L'idée principale est d'imposer un délai Δt de sorte que la (ou les) décharges s'achève(nt) à un instant précis "Dly" avant le second doublet d'images (localisé 100 ms après le premier). La valeur de Dly varie de 1 μs à 10 μs pour la propagation de l'onde de choc et de 33 μs à 100 μs pour le développement du noyau chaud. Le jitter maximum entre le générateur de délai DG2 et la décharge est estimé à environ 500 ns. A travers cette méthode, les effets hydrodynamiques de la (ou des trains de) décharge(s) sont mis en évidence. Le chronographe de la méthodologie de synchronisation est présenté ci-dessous :

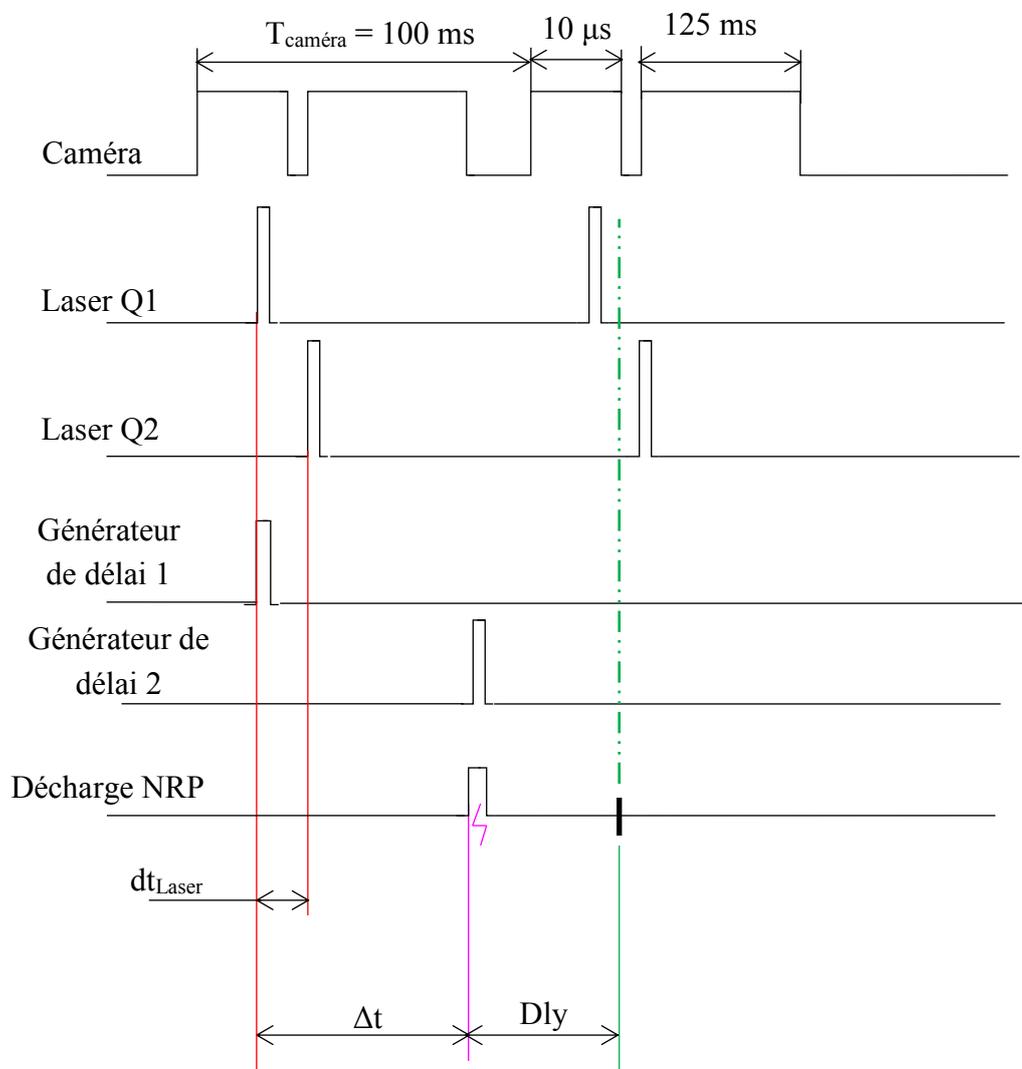


Figure B.2 : Schéma de synchronisation entre la décharge et la PIV pour l'étude de l'interaction onde de choc écoulement et noyau chaud-écoulement

B.3 : Courbes de transmission des filtres utilisés

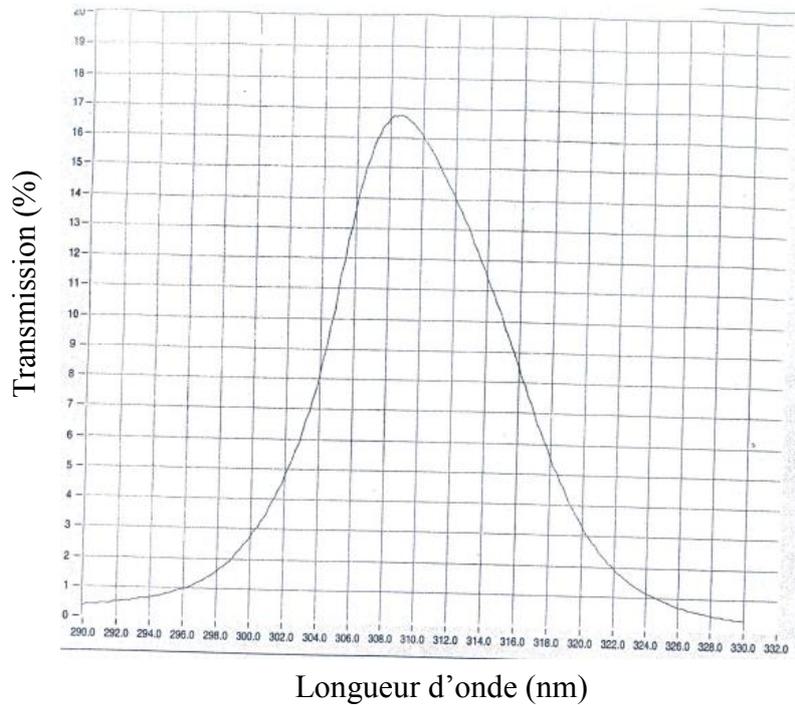


Figure B.3 : Courbe caractéristique du filtre interférentiel de transmission CVI utilisé pour l'émission spontanée du radical OH*

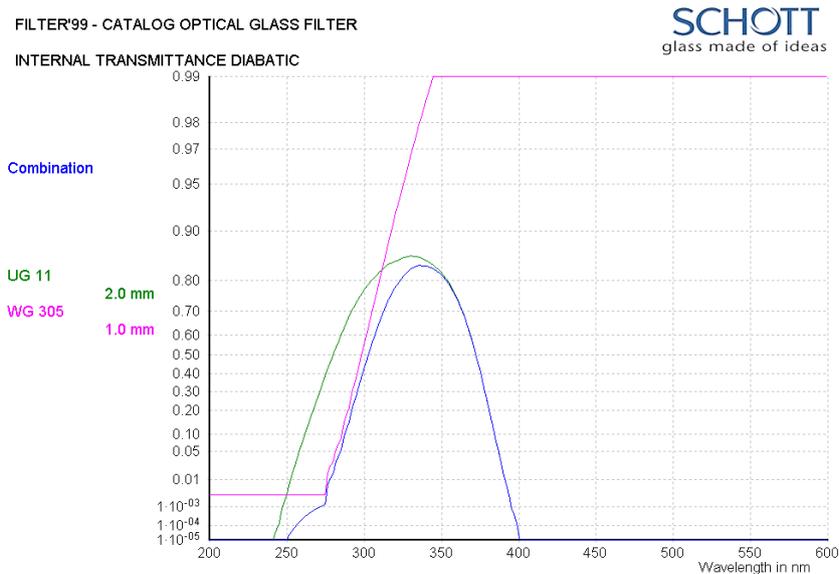


Figure B.4 : Courbes caractéristiques de la combinaison des filtres UG11 + WG305 utilisés pour la PLIF OH

B.4 : Fluorescence induite par plan laser (PLIF)

B.4.1 Principe

Un atome ou une molécule est d'abord excité à partir de l'état fondamental vers un état excité par absorption d'un rayonnement électromagnétique ($B_{12}U_\nu$) accordé à une transition de l'espèce. Il s'ensuit une désexcitation spontanée (de taux A_{21}) sous forme d'intensité lumineuse émise de l'état excité vers l'état fondamental. Cette désexcitation est appelée fluorescence. La loi de Kasha stipule qu'après l'absorption, la relaxation des molécules se fait à partir de l'état excité de plus basse énergie. Lorsque la désexcitation se fait sur l'état énergétique initialement pompé, le photon émis sera de même longueur d'onde que le laser. Cependant, dans la plupart des cas la longueur d'onde émise est supérieure à celle du laser (fluorescence Stokes), bien qu'une fluorescence Anti-Stokes puisse être observée. En effet, des états vibrationnels et rotationnels existent au sein d'un même état électronique d'une molécule. L'interaction avec un rayonnement électromagnétique peut modifier la fréquence de vibration et/ou de rotation de la molécule. La désexcitation peut alors se faire vers différents états vibrationnels et rotationnels de l'état fondamental, et de ce fait permet d'obtenir une fluorescence à différentes longueurs d'ondes.

La durée de vie moyenne des molécules dans l'état excité est relativement faible, de l'ordre 1 à 100 ns ($1 \text{ ns} = 10^{-9} \text{ s}$). La LIF est en compétition avec d'autres mécanismes de transition (radiative ou non-radiative), qui contribuent à diminuer fortement la durée de vie des états excités :

- Emission stimulée ($B_{21}U_\nu$): sous certaines conditions, lorsque l'atome ou la molécule à l'état excité peut absorber un photon d'énergie équivalente à celle de la transition correspondante, ce qui déclenche l'émission d'un photon de caractéristiques identiques à celles du photon exciteur. Ce phénomène est à la base du fonctionnement des lasers ;
- Désactivation collisionnelle ou quenching : c'est la désexcitation par collision inélastique avec d'autres molécules du milieu. Elle est caractérisée par un coefficient ou taux de quenching Q_{21} ;
- Dissociation : rupture des liaisons entre atomes notamment si le niveau 2 est instable ;
- Ionisation (W_{2i}) : lorsque l'énergie du niveau 2 (E_2) est de l'ordre du potentiel d'ionisation de la molécule, l'absorption d'un photon supplémentaire conduit à son ionisation ;

- Conversion interne d'énergie : c'est le passage de la population d'un état donné vers des états énergétiques voisins. Elle est généralement négligée dans les applications ;
- Phosphorescence : passage de l'état électronique singulet (S) vers l'état électronique triplet (T)

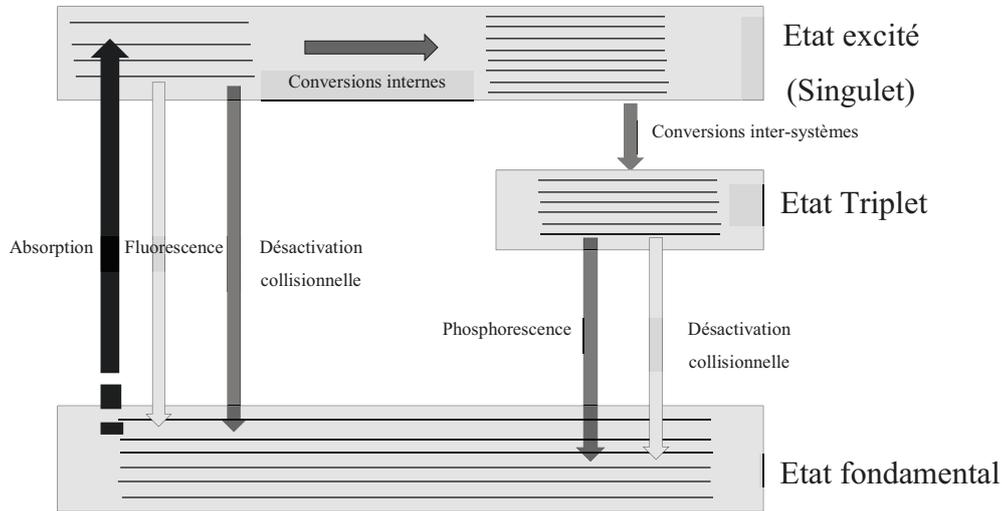


Figure B.5 : Schéma de principe de la fluorescence induite par laser. Alain Boutier (2012)

En pratique, un diagramme simplifié à deux niveaux permet de décrire la fluorescence induite par laser. On ne tient en compte que des transitions entre les deux états énergétiques directement impliqués et on néglige les états ro-vibrationnels voisins.

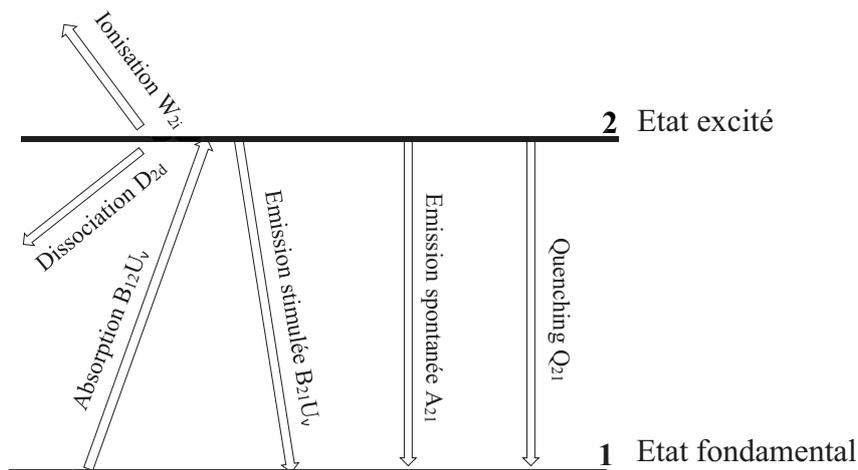


Figure B.6 : Modèle à deux niveaux des mécanismes de LIF

Le principe de Franck-Condon illustre la différence de structures stables entre l'état fondamental et l'état excité. Le décalage en longueur d'onde des intensités d'absorption et de

fluorescence qui en résulte permet donc de séparer le rayonnement excitateur du rayonnement réémis. Il faut néanmoins noter que le recouvrement partiel des spectres d'absorption et d'émission de fluorescence provoque une réabsorption partielle de la fluorescence.

Dans ce processus à deux étapes, on considère les taux d'ionisation, de dissociation et de phosphorescence négligeables. La somme totale de la population des espèces dans l'état fondamental N_1 et excité N_2 est égale à la population initiale N_1^0 à l'état 1. De ce fait, le système d'équations suivant permet de déterminer la variation des populations du niveau fondamental E_1 et excité E_2 .

$$\frac{dN_1}{dt} = -N_1 B_{12} U_\nu + N_2 (B_{21} U_\nu + A_{21} + Q_{21}) \quad (\text{Equation B.2})$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -N_1 B_{12} U_\nu - N_2 (B_{21} U_\nu + A_{21} + Q_{21}) \quad (\text{Equation B.3})$$

$$N_1 = N_1^0 - N_2 \Rightarrow \frac{dN_1}{dt} + \frac{dN_2}{dt} = 0 \quad (\text{Equation B.4})$$

Avec :

B_{12} : Coefficient d'absorption ($\text{m}^3 \cdot \text{J}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$),

B_{21} : Coefficient d'émission stimulée ($\text{m}^3 \cdot \text{J}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$),

A_{21} : Coefficient d'émission spontanée (s^{-1}),

Q_{21} : Taux de quenching (s^{-1}),

U_ν : Densité spectrale d'énergie ($\text{J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}$)

La condition initiale avant l'absorption impose $N_2(0) = 0$. Après intégration du système d'équations précédent, la population du niveau excité N_2 en régime stationnaire devient :

$$N_2 = N_1^0 \frac{B_{21} U_\nu}{(B_{12} + B_{21}) U_\nu + A_{21} + Q_{21}} \quad (\text{Equation B.5})$$

$$N_2 = N_1^0 \times \frac{B_{12}}{(B_{12} + B_{21})} \times \frac{1}{1 + \frac{U_{\nu, \text{sat}}}{U_\nu}} \quad (\text{Equation B.6})$$

Avec :
$$U_{v,sat} = \frac{A_{21} + Q_{21}}{B_{12} + B_{21}} \quad (\text{Equation B.7})$$

La connaissance de N_2 permet de déterminer le taux de fluorescence ($N_2 A_{21}$) qui correspond au nombre de photons par unités de volume et de temps. Ce taux est relié au signal de fluorescence S_{fl} en régime stationnaire par l'équation suivante :

$$S_{fl} = h\nu N_2(t) A_{21} \frac{\Omega}{4\pi} V \eta \quad (\text{Equation B.8})$$

Où : $h\nu$ représente l'énergie du photon, Ω est l'angle solide de collection de système optique, η rendement quantique de fluorescence de et V le volume de mesure du signal de fluorescence qui correspond à l'intersection de la nappe laser et du système de collection.

L'équation B.8 montre que le signal de fluorescence dépend de la densité des molécules fluorescentes, de la température ainsi que de la composition du milieu. Ce signal est proportionnel à l'intensité du laser d'excitation, la concentration du traceur, la section efficace d'absorption pour cette longueur d'onde et au rendement de fluorescence. Ce dernier dépend de la précision des appareils d'acquisition (optique, caméra, ...).

Deux régimes de fluorescence peuvent être identifiés selon la valeur de la densité d'énergie du laser :

- $U_v \ll U_{v,sat}$, l'équation B.8 conduit à

$$S_f = h\nu \frac{\Omega}{4\pi} V \eta N_1^0 B_{21} U_v \times \frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}} \quad (\text{Equation B.9})$$

Ce qui montre que le signal de fluorescence est bien linéairement proportionnel à la densité d'énergie U_v du laser incident. Ce régime est appelé régime linéaire et est valable pour les faibles énergies de l'impulsion laser.

- $U_v \gg U_{v,sat}$, on est en présence de régime saturé, et la densité d'énergie du laser est assez élevée. Dans ce cas, le signal de fluorescence devient :

$$S_f = h\nu \frac{\Omega}{4\pi} V \eta N_1^0 B_{21} \times \frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}} \quad (\text{Equation B.10})$$

En régime saturé, le signal de fluorescence ne dépend pas de l'énergie du laser incident. Ce régime reste cependant difficile à mettre en œuvre dans la pratique car il nécessite une grande puissance de laser.

Dans la plus part des études de fluorescence induite par laser, le régime linéaire est préféré au régime saturé. La quantification des grandeurs telles que la température et la concentration lors de la combustion assistée par plasma NRP nécessite l'estimation du taux de quenching ainsi que le rendement de fluorescence. Cependant, la configuration de notre installation ne permet d'y accéder. De ce fait, la PLIF effectué dans ce manuscrit permettra une analyse qualitative de l'interaction plasma-combustion, en identifiant la position du noyau et la structure du front de flamme ainsi que la zone de réaction à partir du signal de fluorescence du radical OH sur les images obtenues.

Lors du passage de la nappe laser incidente dans le milieu sondé, l'intensité du laser est atténuée le long du chemin optique lors de son passage. La loi de Beer-Lambert permet de décrire cette absorption :

$$I_\lambda = I_{\lambda 0} e^{-\int_0^L k_\lambda C(y) dy} \quad (\text{Equation B.11})$$

Avec :

$I_{\lambda 0}$: Intensité incidente,

L : Chemin optique au sein du volume de mesure,

$C(y)$: Concentration molaire du traceur fluorescent à l'abscisse y ,

k_λ : Coefficient d'absorption molaire à la longueur d'onde λ du laser (ou de fluorescence).

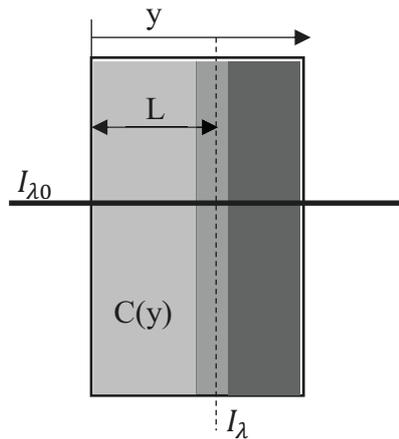


Figure B.7 : Atténuation d'un signal de fluorescence sur le chemin optique

B.4.2 Caractéristiques des éléments de la chaîne d'acquisition

Pour exciter la raie $Q_1(6)$ du radical OH, nous avons utilisé un laser à colorant Continuum ND6000 doublé pompé par la seconde harmonique d'un second laser Nd-YAG Continuum Surelite III pulsé de longueur d'onde doublée à 532 nm. Ce dernier est excité à une fréquence de 10 Hz par un générateur d'impulsion Stanford DG645 (DG1). Le colorant considéré est de la Rhodamine 590 mélangée à de l'éthanol qui constitue le solvant. L'orientation d'un réseau de cavité oscillatrice permet d'obtenir des longueurs d'ondes comprises entre 540 nm et 585 nm, correspondant à 270 nm et 292 nm après doublage. La précision du laser est de l'ordre du picomètre. A la sortie de la cavité, le flash laser émet un rayonnement d'énergie maximale de 20 mJ, de durée 6 ns et fréquence maximale 10 Hz. Du fait de la sensibilité du laser aux conditions ambiantes de la salle de manipulations, la longueur d'onde utilisée pour l'excitation du OH* est comprise entre 282,867 nm et 282,873 nm. De plus, la dérive propre à ce dispositif en fonction de l'élévation de température et du temps de fonctionnement impose de contrôler la longueur d'optimale d'excitation après une série d'expériences. Le système de lentilles anamorphiques placé à la sortie du laser génère une nappe laser de hauteur 30 mm, d'épaisseur 500 μm et d'énergie d'environ 10 mJ. Les niveaux d'énergie atteints et les dimensions du laser dans ce manuscrit permettent de se situer dans le régime linéaire de fluorescence du radical OH (Bresson 2000).

Une caméra CCD intensifiée Princeton PI-Max 4 double image de fréquence maximale $f = 5$ MHz pour une résolution spatiale de 1024×1024 pixels² permet d'enregistrer les images PLIF sur une fenêtre temporelle d'intégration programmable. Un intensificateur à gain variable

est couplé à cette caméra et permet d'intensifier le signal jusqu'à 100% de sa valeur initiale sur la durée d'acquisition imposée à 100 ns pour l'image PLIF et 25 μ s pour l'image de chimiluminescence. Un objectif Nikon de focale $F_N = 105$ mm et d'ouverture maximale f/2.8 placé devant la caméra supporte une série de filtres passe bande Scott WG280 et UG11 centrés autour de 310 nm qui servent à sélectionner uniquement la longueur d'onde du signal de fluorescence OH et d'éviter la diffusion parasite. Le champ d'acquisition obtenu est un carré de 27×27 mm², qui compte tenu de l'installation correspond à une résolution d'environ 26 μ m/pixel.

Avant toute expérience, des manipulations préliminaires sont effectuées afin de déterminer la longueur d'onde optimale d'excitation. Ensuite des images de PLIF acétone sont enregistrées afin de contrôler l'uniformité de la nappe laser. En effet, lors de la combustion, les images obtenues ne permettent une interprétation correcte que dans la zone où l'énergie de la nappe est spatialement homogène. Ceci permet de limiter les délais après l'allumage auxquels nous enregistrons les images. Le dispositif laser a également été choisi pour sa robustesse car les fluctuations de l'énergie délivrée ne dépassent pas 5%. Ce qui permet une interprétation plus fiable des résultats obtenus.

Résumé

L'interaction plasma-flamme résulte d'une interaction complexe entre processus physico-chimiques et hydrodynamiques. Toutefois, dans la littérature, l'influence des effets hydrodynamiques est souvent négligée au profit des effets thermiques et chimiques. L'objectif de nos travaux est de mettre en évidence expérimentalement le rôle des effets hydrodynamiques des décharges NRP dans l'interaction plasma-flamme. La PIV est d'abord mise en œuvre pour caractériser l'écoulement d'air et étudier l'interaction plasma-écoulement inerte. Cette démarche a permis de mettre en évidence les effets hydrodynamiques des décharges NRP, caractérisés par une onde de choc (1-30 μs) et un noyau chaud (30-500 μs). Ensuite, une chambre de combustion à volume constant est utilisée pour réaliser des expériences d'allumage par décharges NRP de mélange méthane-air en régimes laminaire et turbulent. Nous avons effectué simultanément la PLIF OH et la chimiluminescence OH*. Une analyse basée sur la vitesse apparente du front réactif est conduite afin de comprendre le mécanisme d'allumage et le plissement du front de flamme à mesure que le nombre de décharges augmente.

Mots-clés : Décharges nanosecondes répétitives pulsées (NRP), Allumage, Combustion, Flamme, Onde de choc, Vélocimétrie par images de particules (PIV), Fluorescence Induite par Plan Laser (PLIF), Chimiluminescence.

Abstract

Different phenomena are involved in plasma-assisted ignition/combustion and result in a complex interaction of physico-chemical and hydrodynamic processes. However, in the literature, the influence of the hydrodynamic effects is often neglected and most of studies support chemical and thermal effects as the main mechanisms of interaction. The aim of this experimental study is to highlight the role of the hydrodynamic effects of NRP discharges for a better comprehension of the main mechanisms involved in plasma-flame interaction. PIV is performed to characterize the airflow and study plasma-inert flow interaction. This approach enabled highlight hydrodynamic effects of NRP discharges, namely a shock wave (1-30 μs) and a hot kernel (30-500 μs). A constant volume combustion chamber is then used in reactive case to conduct single shot experiments of methane-air mixture ignition by NRP discharges in laminar and turbulent configurations. Simultaneous PLIF and chemiluminescence respectively on OH and OH* radicals are performed. An analysis based on apparent flame velocity of the reactive front is conducted in order to understand the ignition process as well as the observed flame front wrinkling as the number of discharges pulses is increased.

Keywords: Nanosecond repetitive pulsed (NRP) discharges, Ignition, Combustion, Flame, shock wave, Particle Image Velocimetry (PIV), Planar Laser-Induced Fluorescence (PLIF), Chemiluminescence.