



HAL
open science

Auto-inflammation de mélanges pauvres assistée par plasma

Vivien Prevost

► **To cite this version:**

Vivien Prevost. Auto-inflammation de mélanges pauvres assistée par plasma. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2013. Français. NNT : 2013ESMA0024 . tel-00949925

HAL Id: tel-00949925

<https://theses.hal.science/tel-00949925>

Submitted on 20 Feb 2014

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

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

THESE

pour l'obtention du Grade de
DOCTEUR DE L'ECOLE NATIONAL SUPERIEUR DE MECANIQUE ET
D'AEROTECHNIQUE
(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

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

Secteur de Recherche : Energétique, thermique et Combustion

Présentée par :

Vivien PREVOST

AUTOINFLAMMATION DE MELANGES PAUVRES ASSISTEE PAR PLASMA

Directeurs de Thèse : Marc BELLENOUE et Julien SOTTON

Soutenue le 28 octobre 2013

devant la Commission d'Examen

JURY

Présidente

Mme MORIN Céline Professeur à L'université de Valenciennes et du Haut Cambrésis

Rapporteurs

Mme LACOSTE Deanna Ingénieur de Recherche Centrale Paris, EM2C
Mme ROUELLE Christine Professeur à Polytech Orléans, Institut PRISME

Examineurs

M. FLOCH Alain Ingénieur RENAULT, expert Combustion, Lardy
M. BELLENOUE Marc Professeur à l'ENSMA, Institut Pprime, Poitiers
M. SOTTON Julien Maître de Conférences à l'ENSMA, Institut Pprime, Poitiers

REMERCIEMENTS

Je voudrais commencer par remercier mon directeur de thèse, Marc Bellenoue, de m'avoir proposé de réaliser un doctorat, et d'avoir soutenu mon dossier pour l'obtention d'une bourse ministérielle. Il m'a encouragé, parfois avec insistance, à toujours creuser davantage mes travaux. Je remercie également mon co-encadrant, Julien Sotton, de m'avoir apporté son aide, et orienté à chaque fois que cela a pu se montrer nécessaire, par exemple lorsqu'il fallut creuser les dits travaux.

Mes remerciements vont ensuite à André Agneray, ingénieur Renault, pour sa collaboration technologique, sa disponibilité, ses précisions sur la physique (complexe) des plasmas et de l'électronique, ainsi que pour ses conseils ou suggestions.

Je remercie les membres du jury pour leur participation, et pour avoir consacré de leur temps à la lecture de ce mémoire, particulièrement les rapporteurs, Christine Rousselle et Deanna Lacoste.

Il m'est impossible de ne pas mentionner le personnel du département FTC de l'institut Pprime, ex-Branche Combustion..., ex-LCD... Alain Claverie pour l'ensemble des diagnostics optiques, Jean-Christophe Jouvanneau pour la maintenance (lourde !) de la MCR, Baldéo Ruttun pour les montages électroniques, et tous les autres acteurs du laboratoire avec qui il m'a été donné de travailler.

Une pensée va au bureau/ centre d'aide administrative et logistique/ forum d'informations diverses et variées/ cantine/ cellule de soutien/ etc. de Jocelyne Bardeau.

Je salue les doctorants que j'ai pu côtoyer pendant ces plusieurs années au laboratoire. Une mention spéciale va au « bureau d'à côté », dont la porte était toujours ouverte, au propre comme au figuré. Je salue également les élèves et le personnel de l'ENSMA. Tous se reconnaîtront, si par le plus grand des hasards ils venaient à consulter cet ouvrage.

Enfin, je voudrais citer mes parents, qui à de nombreuses reprises ont essayé de comprendre ce sur quoi je pouvais bien travailler ! Sans leur soutien, je n'aurais pas pu terminer ma thèse. Sans oublier ma grand-mère pour les relectures et la vérification de l'orthographe, ainsi que Madely Chianea pour les répétitions et le choix des couleurs...

NOMENCLATURE

C	Capacité électrique
C_v	Capacité calorifique à volume constant
C_v	Capacité calorifique molaire à volume constant
E_a	Energie d'activation
h	Coefficient d'échange convectif
I	Intensité électrique
K	Constante de réaction
L	Inductance
m	Masse
\mathcal{M}	Masse molaire
N	Numéro de tir
n	Nombre de moles
p	Pression
Q	Facteur de qualité
Q_{ht}	Echange thermique à la paroi
R	Constante universelle des gaz parfaits
S	Surface
s_L	Vitesse fondamentale de flamme
T	Température
t	Temps
U	Energie interne
\mathcal{U}	Energie interne molaire
U_e	Tension d'entrée
V	Volume
$V_{apparente}$	Vitesse apparente de flamme
w	Taux de production chimique
Y	Fraction massique
z	Rapport d'équivalence du carburant
$\Delta_r U^*$	Energie standard de réaction
$\Delta_r H^*$	Enthalpie standard de réaction
ΔT	Ecart de température
γ	Coefficient adiabatique
δ	Epaisseur de flamme
η	Facteur d'inhomogénéité
θ	Angle de vilebrequin
λ	Facteur de conversion
ξ	Avancée de la flamme de propagation
ξ_τ	Avancée de la flamme de propagation au déclenchement d'autoinflammation
Π	Taux de Compression

ρ	Masse volumique
τ	Temps d'induction, délai d'autoinflammation
τ_0	Temps d'induction, délai d'autoinflammation pure
φ	Richesse
χ	Fraction molaire

Acronymes

CAI	Compression Assisted Ignition
EGR	Exhaust Gas Recirculation
HCCI	Homogeneous Charge Combustion Ignition
LIF	Laser Induced Fluorescence
LTC	Low Temperature Combustion
NTC	Negative Temperature Coefficient
PCI	Pouvoir Calorifique Inférieur
PLIF	Planar Laser Induced Fluorescence
PMB	Point Mort Bas
PMH	Point Mort Haut
PTC	Positive Temperature Coefficient
SACI	Spark Assisted Compression Ignition
SICI	Spark Induced Compression Ignition
SI-CI	Spark Ignition - Compression Ignition
TC	Taux de Compression
TCA	Température de Cœur Adiabatique

Indices

ai	autoinflammation
FF	Flamme Froide
gb	gaz brûlés
gf	gaz frais
ic	induit par la compression
st	stœchiométrie

Table des matières

Introduction.....	13
CHAPITRE I Etude Bibliographique	19
A. Combustion des hydrocarbures.....	20
1. Autoinflammation de charge homogène par compression	20
a. Mise en œuvre expérimentale de l’autoinflammation.....	20
b. Combustion des hydrocarbures.....	22
c. Caractéristique de l’autoinflammation des hydrocarbures.....	26
2. Autoinflammation assisté SICI.....	32
a. Principe et définition.....	32
b. Domaine d’utilisation	35
3. Vitesse fondamentale de flamme	37
a. Problématique	37
b. Vitesses fondamentales de flamme.....	37
B. Machine à Compression Rapide.....	40
1. Généralités sur les MCR	40
2. Aérothermique locale à l’origine de l’autoinflammation	41
C. Assistance et allumage par plasma.....	48
1. Etincelle de bougie conventionnelle	48
a. Etablissement et phases du plasma	48
b. Limites du rendement énergétique.....	51
2. Plasmas hors-équilibre	52
a. Principe et action des Streamers	52
b. Solutions techniques	54
c. Combustion assistée par plasma froid.....	55
3. Caractérisation de la décharge RF Renault.....	57
D. Bilan bibliographique.....	62
CHAPITRE II Aspects Expérimentaux	63
A. La Machine à Compression Rapide	64
1. Présentation générale, principe de fonctionnement	64
a. Origines et spécificités mécaniques	64
b. Configurations physique et optique de la chambre.....	67

2. Contrôle et acquisition	68
3. Mélanges réactifs	69
a. Préparation	69
b. Utilisation.....	69
B. Décharges électriques.....	71
1. Décharges thermiques.....	71
a. Bougies.....	71
b. Alimentation	71
2. Bougie Multi-Etincelle - BME	74
a. Fonctionnement électronique.....	74
b. Aspects pratiques	79
C. Diagnostics optiques	83
1. Visualisations directes	83
a. Caméra rapide	83
b. Intensificateur	85
2. Planar Laser Induced Fluorescence - PLIF.....	86
a. Fonctionnement général.....	86
b. PLIF formaldéhyde	88
D. Bilan du chapitre	93
CHAPITRE III Première approche et cadre d'étude.....	95
A. Conventions préliminaires	96
1. Les différents délais caractéristiques	96
2. Conditions thermodynamiques remarquables.....	99
B. Cas d'expérience étalons	100
1. Autoinflammation pure.....	100
a. Définition des conditions de référence.....	100
b. Dispersion des mesures de délais en autoinflammation pure	102
2. Cas référence de combustion SICI.....	108
a. Autoinflammation assistée par plasma	108
b. Combustion en deux phases.....	109
c. Ratio entre les délais d'autoinflammations pures et SICI	113
C. Définition du protocole d'exploitation	116

1. Structure d'une série expérimentale	116
a. Principes généraux	116
b. Illustration par un exemple simple.....	117
2. Exploitation des résultats	118
a. Référencement des mesures	118
b. Grandeurs extraites	121
D. Bilan du chapitre	124
CHAPITRE IV Sensibilité globale de l'autoinflammation SICI assisté par décharge électrique.....	125
A. Influence de la décharge RF sur l'autoinflammation SICI dans les conditions de références.....	126
1. Rôle prépondérant de l'énergie à iso-avance d'allumage	126
a. Ajustement de l'énergie déposée par réglage de la puissance.....	126
b. Décharges à puissances fixes et mesures complémentaires.....	127
c. Relation entre délai et part d'autoinflammation	130
2. Sensibilité à l'avance d'allumage	131
a. Domaine de fonctionnement de la BME.....	131
b. Avances d'allumage supérieures à la référence.....	133
c. Avances d'allumage inférieures à la référence.....	136
3. Bilan intermédiaire sur la condition de référence.....	138
B. Evolution de l'effet SICI de la BME avec la modification des conditions initiales du mélange	143
1. Augmentation de la densité de la charge gazeuse.....	143
a. Sensibilité atténuée pour une pression initiale de 1bar	143
b. Influence du plasma pour 1,4bar au PMB	147
2. Simulation de l'effet EGR froid par dilution au diazote.....	148
a. Conditions expérimentales	148
b. Sensibilités énergétiques du délai SICI	150
3. Augmentation du taux de compression de la MCR	153
C. Comparaison avec l'effet SICI d'une décharge thermique de type arc.....	156
1. Influence de l'énergie brute fournie à la bougie.....	156
a. Nouveau contexte expérimental.....	156
b. Intervalle d'arc 1,2mm	156

c. Intervalle d'arc 0,4mm.....	157
2. Intégration du rendement de décharge.....	158
a. Bilan énergétique corrigé.....	158
b. Parallèle avec les arcs entravés de la BME.....	160
D. Bilan du chapitre et rapprochement avec la combustion SICI du propane.....	162
CHAPITRE V Interprétation Locale de la Combustion.....	169
A. Propagation de la flamme.....	170
1. Phénoménologie de la flamme froide.....	170
a. Formation avant l'autoinflammation.....	170
b. Cohabitation des flamme froide et flamme de propagation.....	172
2. Modèle thermodynamique à deux zones.....	177
a. Présentation du modèle et principes généraux.....	177
b. Mise en œuvre pratique du calcul.....	178
3. Vitesse de combustion et interaction avec la flamme froide.....	184
a. Vitesses apparentes par visualisation directe.....	184
b. Vitesses de flamme sur les images de PLIF formaldéhyde.....	189
c. Synthèse.....	194
B. Autoinflammation de la charge.....	195
1. Les différentes configurations en autoinflammation pure.....	195
a. Succession de régimes de propagation en conditions de référence.....	195
b. Front d'allumage spontané et autoinflammation en masse.....	200
2. Passage à l'autoinflammation en combustion SICI.....	203
a. Localisation du premier allumage spontané induit.....	203
b. Conditions de déclenchement de l'autoinflammation.....	204
C. Initiation de la flamme propagative.....	207
1. Visualisations des premiers fronts de flamme.....	207
2. Limites d'inflammabilité.....	209
D. Bilan du chapitre.....	213
Conclusion.....	215
Annexes.....	219
A. Points de maintenance sur la MCR.....	220
B. Correction en entrée du driver de la BME.....	221

C. Réindexation des séries de mesures	224
D. Décharges fragmentées	227
E. Exploitations Vidéo.....	229
F. Explosion thermique.....	235
Bibliographie	245

INTRODUCTION

Contexte technologique et physique

Un principe malheureusement infranchissable régit le monde des transports, lorsque le parti est pris d'embarquer sa source d'énergie, ce qui est presque exclusivement le cas, sauf à utiliser par exemple un pantographe qui alimente en électricité le véhicule, principe généralement attribué au train...¹. Ce principe tient simplement au potentiel énergétique des carburants fossiles qui dépasse au minimum les 40MJ par kilogrammes, alors qu'il stagne autour de 1MJ/kg dans le cas d'un accumulateur chimique par exemple, l'écart de densité de puissance étant encore plus marqué... Ainsi, au risque de décevoir le grand public, les hydrocarbures semblent très difficilement remplaçables dans le domaine des transports, particulièrement pour l'aviation ou pour les longs trajets nécessitant une grande autonomie quel que soit le mode de déplacement.

Face aux multiples contraintes environnementales, tout autant que dans un contexte d'épuisement et de surcoûts des ressources naturelles, qu'il est inutile de (re)rappeler, les efforts de R&D se concentrent à la fois sur l'augmentation des rendements énergétiques et sur la réduction des émissions nocives. Ces dernières apparaissent même comme les plus contraignantes dans les moteurs, ainsi que le souligne MacLeana [1] en faisant la revue des perspectives à court ou moyen terme des modes de propulsion automobile usant de carburant. En plus de limiter les rejets de dioxyde de carbone - et donc de brider les consommations -, les normes antipollution fixent simultanément un maximum d'oxydes d'azote NO_x, d'imbrulés (HC, CO), et de suies - les particules fines qui se posent de plus en plus comme un problème de santé publique. Les normes Euro 6 [2] rappelées par le **Tableau 1** en constituent un exemple pour l'automobile, dont des équivalents existent pour l'aéronautique, et commencent à se généraliser aux autres domaines de l'énergie.

Catégorie	Classe	Masse de référence (RM) (kg)	Valeurs limites													
			Masse de monoxyde de carbone (CO)		Masse d'hydrocarbures totaux (THC)		Masse d'hydrocarbures non méthaniques (NMHC)		Masse des oxydes d'azote (NO _x)		Masse combinée d'hydrocarbures et d'oxydes d'azote (THC + NO _x)		Masse des particules (PM) (†)		Nombre de particules (PN)	
			L ₁ (mg/km)	CI	L ₂ (mg/km)	CI	L ₃ (mg/km)	CI	L ₄ (mg/km)	CI	L ₅ + L ₆ (mg/km)	CI	L ₅ (mg/km)	CI	L ₆ (#/km)	CI
M	—	Tous	1 000	500	100	—	68	—	60	80	—	170	4,5	4,5	6,0 × 10 ¹¹	6,0 × 10 ¹¹
N ₁	I	RM ≤ 1 305	1 000	500	100	—	68	—	60	80	—	170	4,5	4,5	6,0 × 10 ¹¹	6,0 × 10 ¹¹
	II	1 305 < RM ≤ 1 760	1 810	630	130	—	90	—	75	105	—	195	4,5	4,5	6,0 × 10 ¹¹	6,0 × 10 ¹¹
	III	1 760 < RM	2 270	740	160	—	108	—	82	125	—	215	4,5	4,5	6,0 × 10 ¹¹	6,0 × 10 ¹¹
N ₂	—	Tous	2 270	740	160	—	108	—	82	125	—	215	4,5	4,5	6,0 × 10 ¹¹	6,0 × 10 ¹¹

Légende: PI = allumage commandé, CI = allumage par compression.

(†) Une limite de 5,0 mg/km pour la masse de particules émises s'applique au type de véhicules réceptionné conformément aux limites d'émission du présent tableau définies en vertu du précédent protocole de mesure de la masse de particules, avant le 1.9.2011.

(‡) Les limites concernant la masse et le nombre de particules pour l'allumage commandé s'appliquent uniquement aux véhicules équipés de moteur à injection directe.

(§) Pendant une période de trois ans à compter des dates visées à l'article 10, paragraphes 4 et 5, respectivement pour les nouvelles réceptions et les nouveaux véhicules, une limite d'émission du nombre de particules fixée à 6,0 × 10¹²#/km s'applique aux véhicules Euro 6 à allumage commandé à injection directe, au choix du constructeur. Au plus tard à ces dates, une méthode d'essai de réception est mise en œuvre, assurant la limitation effective du nombre de particules émises par les véhicules dans des conditions de conduite réelles.

Tableau 0-1 : Normes d'émissions Euro6 [2].

¹ Siemens étudie sérieusement la possibilité d'équiper des poids lourds électriques de pantographes très similaires en principe, afin de limiter la pollution sur les autoroutes d'accès de grands complexes portuaires câblées pour l'occasion. Citons également les trolleybus dont le principe existe depuis plus d'un siècle, et dont on trouve un exemple, au hasard,... à Limoges.

Les solutions à ces différents polluants se montrent souvent antagonistes, tant et si bien qu'à technologie constante il n'existe qu'un compromis sur l'ensemble des émissions, comme cela est déjà le cas entre la création de particules et la production de NO_x [3]. Le post-traitement des gaz brûlés (catalyseur, filtre à particules, dilution supplémentaire, ...) pose un problème de coût car les dispositifs sont onéreux, et grèvent une partie du rendement du moteur. Pour s'affranchir de ces compromis, la combustion elle-même doit emprunter une voie plus favorable qui limite les nuisances.

La forte température des gaz brûlés favorise l'oxydation du diazote de l'air N_2 par les fractions d'oxygène restant pour former les oxydes d'azotes. Un catalyseur utilise le monoxyde de carbone résiduel pour les réduire, et ainsi n'émettre plus que du CO_2 et du N_2 - ce principe implique de fonctionner à richesse 1. La première alternative consiste donc à réduire suffisamment la température de flamme par de la dilution afin de ne plus créer les NO_x thermiques. D'un autre côté, l'imperfection du mélange carburant/air crée très localement des zones de fortes richesses qui déclenchent à leur tour la formation des suies. Ce problème est inhérent aux flammes de diffusion, par opposition aux flammes de prémélange. Neely [4] cartographie ces deux problématiques dans la **Figure 0-1** en fonction de la température et de la richesse locales. Visuellement, la combustion froide d'une charge homogène pauvre et/ou diluée par un inerte (EGR) semble plus avantageuse.

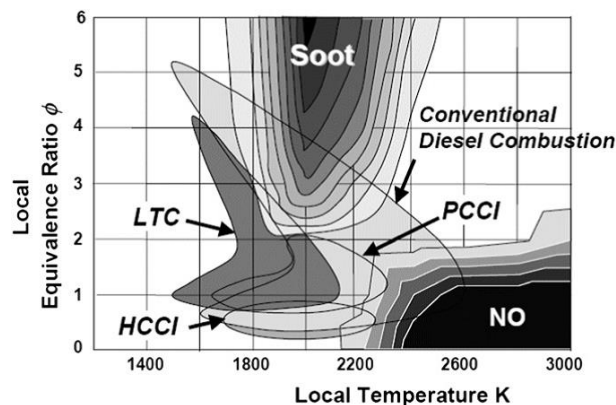


Figure 0-1 : Cartographie des caractéristiques de combustion dans un moteur à combustion interne de type Diesel [4].

Il est admis que le rendement d'une réaction augmente avec la densité de la charge dans laquelle elle a lieu. Il est donc possible d'optimiser l'énergie extraite d'une combustion en poussant par compression jusqu'à son point d'autoinflammation. Nous nous orientons alors vers un mode de **combustion froide par autoinflammation d'une charge pauvre**. Lorsqu'elle est induite par une compression mécanique, la combustion est qualifiée de HCCI - pour Homogeneous Charge Compression Ignition. La dilution prend d'autant plus d'importance que la violence du gradient de pression doit être amortie lors d'une combustion spontanée, afin de préserver le moteur des contraintes mécaniques générées par le bruit.

Si ces nouveaux modes de combustion envisagée présentent bien des avantages thermochimiques, leur mise en œuvre reste en revanche délicate. En effet, il s'agit ici d'initier et de maintenir la propagation d'une combustion dans des conditions rendues extrêmement

défavorables (instabilité) par la forte dilution et la faible température. Sur un autre plan, il n'existe pas de contrôle direct de l'autoinflammation. Par définition, l'allumage spontané d'une charge dépend des conditions thermodynamiques qui lui sont imposées, et du comportement en cinétique chimique du carburant. Ainsi, l'autoinflammation ne peut être déclenchée aussi simplement que ne peut l'être une flamme conventionnelle sous l'action d'un allumeur. Le principal obstacle est ici d'anticiper, contrôler, le délai d'induction de cette autoinflammation.

Contrôle de la combustion et de l'autoinflammation

L'aspect aléatoire des modes de combustion évoqués plus haut pose bien entendu des difficultés dans l'optique d'une application industrielle. Différentes approches sont envisagées pour garder un contrôle même indirect de ces phénomènes. Citons pour les illustrer les travaux d'André [5] qui, à partir d'un contexte d'allumage par compression de type diesel, étudie différentes stratégies d'injections avancées couplées avec la thermodynamique de la charge pour en maîtriser la combustion HCCI. En contrôlant l'injection pendant les phases d'admission ou de compression, ainsi que les niveaux de température, de dilution, d'EGR, etc. l'auteur prédétermine la stratification thermique et la stratification de richesse. Ces champs de température puis de richesse conditionnent à leur tour le délai et le déroulement de l'autoinflammation d'une charge ayant disposé de temps pour se prémélanger. Avec la même finalité, une seconde approche consiste à adapter la capacité de la charge à s'allumer spontanément en modulant le mélange de deux carburants aux comportements opposés, comme le fait par exemple Lu [6]. L'auteur explore également la possibilité de comprimer une charge homogène de n-heptane/air puis d'injecter de l'isooctane afin d'utiliser l'autoinflammation rapide en deux étape du premier pour la combustion du second [7]. En effet, par sa résistance à l'autoinflammation qui laisse au mélange le temps de s'opérer, l'isooctane offre de meilleures perspectives dans le présent contexte comme le soulignent les auteurs de [8].

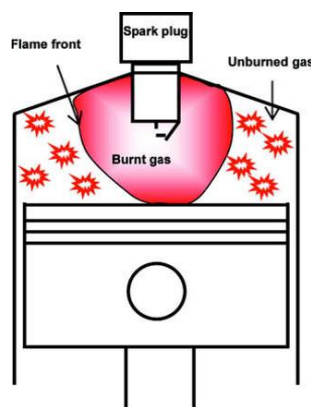


Figure 0-2 : Schéma de principe de la combustion hybride SI-HCCI [10].

Une autre voie de contrôle passe par l'utilisation de plasma. Le mode HCCI ne peut pas couvrir l'ensemble de la plage d'utilisation d'un moteur à combustion interne, et il faut

revenir aux fortes charges à de l'allumage commandé (SI) ou par compression (CI) conventionnel. D'après ce constat, Hyvönen [9] expérimente le passage de l'un à l'autre, et explore également un troisième mode intermédiaire à ces deux extrêmes. La **Figure 0-2** illustre la cohabitation SI/HCCI dans un mode intermédiaire également observé par Zhang [10] qui s'intéresse lui aussi à la transition SI-HCCI.

En parallèle des motoristes, la physique de l'autoinflammation par compression assistée par plasma fait l'objet d'investigations plus spécifiques dans des dispositifs dédiés au phénomène. Nous citerons par exemple les travaux en tube à choc de Bozhenkov [11] qui assiste par un plasma hors-équilibre (décharge nanoseconde) l'autoinflammation d'un mélange derrière une onde de compression. Sur un autre plan, l'effet promoteur chimique de ce type de plasma non-thermique convient au contexte très défavorable de combustion en milieu pauvre et dilué. Par une action mieux ciblée et un meilleur rendement, le plasma "froid" parvient à initier et à stabiliser (accélérer) la propagation de la flamme, alors que les conditions sont proches ou au-delà de sa limite. Les brûleurs mettant en avant l'amélioration artificielle des caractéristiques de combustion prennent une forme générique proche de la veine employée par Chintala [12]. Brièvement, l'objectif est de maintenir la flamme d'un prémélange pauvre au milieu du conduit représenté à la **Figure 0-3**, sans ajouter d'accroche flamme ou contourner le problème en jouant sur les richesses locales (redilution en sortie). Les gaz frais sont prétraités en amont avec une décharge (RF) - au niveau des électrodes. Avec une approche similaire, à la sortie d'un brûleur, Starikovskii [13] parvient par l'ajout d'un plasma (décharge DBD pulsée) à doubler la vitesse de l'écoulement à laquelle une flamme pauvre de propane est soufflée.

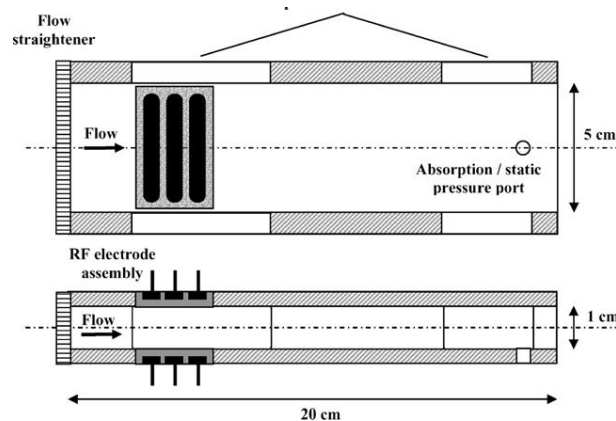


Figure 0-3 : Veine d'essai - Combustion assistée par décharge dans un écoulement [12].

Structure du manuscrit

L'étude bibliographique du premier chapitre revient sur la phénoménologie de l'autoinflammation par emballement thermique. Ce dernier est particulièrement influencé par la cinétique complexe et les intermédiaires chimiques, et donc par-là dépendant de la température des gaz avant toute chose. L'assistance par plasma donne lieu à un mode combustion hybride, le SICI (*Spark Induced Compression Ignition*), combinant propagation

de flamme et autoinflammation. La deuxième section rappelle les résultats de l'aérothermie détaillée obtenus dans la précédente thèse, et propres à la Machine à Compression Rapide qui est utilisée pour les expériences. Une section entière est dédiée aux décharges électriques, au travers de la description de leur établissement qui permet d'appréhender les propriétés particulières des plasmas hors-équilibre. Ces derniers sont appliqués selon différentes approches à des cas de combustions délicates. Le comportement de la décharge RF d'origine Renault avec laquelle sont menées les expérimentations est résumé d'après une thèse précédente qui lui a été spécialement consacrée.

Le deuxième chapitre présente la MCR dans son fonctionnement et explique le déroulement d'un tir. Il constitue une occasion de souligner les caractéristiques particulières de cette installation. Autour de la machine, plusieurs solutions de diagnostics optique sont offertes, directes ou non. Enfin, les principes électroniques des allumeurs envisagés sont décrits. Dans ce sens, le montage de la décharge RF est schématisé, afin de pouvoir estimer l'énergie qu'elle dépose.

Le troisième chapitre a pour seule fonction d'identifier puis d'isoler expérimentalement une autoinflammation par compression pertinent et la combustion SICI que le plasma permet d'en tirer. A partir de cela, le contexte d'expérience est dégagé, et un protocole est mis en place afin de quantifier l'effet des décharges. Il est en effet impossible de comparer dans l'absolu les mesures des différents essais SICI, car les conditions d'expériences fluctuent irrémédiablement - elles doivent être modélisées.

Le quatrième chapitre peut se résumer à une étude poussée de sensibilité de l'impact global des décharges sur l'autoinflammation. Une tendance générale est ainsi dégagée sur la réponse de la combustion SICI à l'énergie déposée. Pour comprendre le rôle de la propagation d'une flamme, différentes conditions de mélange ou de compression sont explorées. L'effet d'un arc conventionnel est également comparé à celui obtenu avec la décharge RF Renault. En fin de chapitre, une première interprétation de l'initiation de la flamme par cette dernière est envisagée.

Le cinquième et dernier chapitre donne lieu à de plus amples explications phénoménologiques, se basant entre autres sur des observations locales. Ainsi, le phénomène de flamme froide se voit détaillé, et son interaction éventuelle avec la flamme de propagation est estimée numériquement grâce à la mise en place d'une modélisation. L'allumage spontané fait lui aussi l'objet d'une description plus détaillée, que ce soit au travers de sa localisation ou de ses régimes de propagation. Enfin, se pose la question du processus physique qui lie le plasma à la phase de flamme de propagation qui le suit.

CHAPITRE I
ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

A. COMBUSTION DES HYDROCARBURES

Cette première section a pour vocation de donner les éléments bibliographiques permettant d'appréhender les différents modes de combustion rencontrés dans cette étude. Elle commence avec l'autoinflammation par compression de prémélanges d'hydrocarbures/air (HCCI). Le déroulement de celle-ci dépend fortement de la structure de la chaîne carbonée de la molécule réactive, mais aussi des conditions thermodynamiques de la charge. Puis est abordé le principe de la combustion SICI - Spark Induced Compression Ignition. Dans cette dernière, une phase de combustion propagative permet de forcer l'obtention des conditions nécessaires à l'autoinflammation de la charge restante. Enfin, dans cette optique, la capacité de propagation d'une flamme dans un prémélange est détaillée via les vitesses fondamentales.

1. Autoinflammation de charge homogène par compression

a. Mise en œuvre expérimentale de l'autoinflammation

Peters [14] donne une lecture simplifiée de l'autoinflammation, en exploitant la théorie de l'explosion thermique. Elle fournit une approche globale qui, malgré l'approximation théorique, permet de comprendre pourquoi la charge s'allume spontanément au bout d'un certain délai. En supposant la température T uniforme, le taux de production w d'une réaction chimique dépend en premier lieu du terme d'énergie d'activation E_a selon la tendance donnée par l'Équation I-1 en accord avec la loi d'Arrhenius.

$$w = K e^{-\frac{E_a}{RT}} \quad \text{où} \quad K = k \frac{\rho Y_c \rho Y_o}{M_c M_o}$$

Équation I-1

Par conséquent, suite à la compression du mélange réactif, et le réchauffement qui en découle, les premières réactions s'amorcent. Elles libèrent de l'énergie causant le réchauffement du mélange qui n'a pas encore réagi, ce qui tend à accélérer de nouveau le taux de production chimique. Il existe donc un intervalle de temps au bout duquel la réaction s'emballe exponentiellement. Il s'agit de l'explosion thermique, qui fixe ainsi l'instant d'autoinflammation. Elle se traduit par une brusque montée en pression et un rayonnement des espèces chimiques. L'approche de Peters [14] est reprise puis développée en Annexe F.

Expérimentalement, la compression du mélange homogène conduisant à son autoinflammation est obtenue au moyen de divers procédés. Le premier consiste à étudier ce phénomène après le passage d'une onde de compression dans un tube à choc. Dans ce type de dispositif, la montée en pression est quasi instantanée, de l'ordre de quelques microsecondes, car la combustion est observée immédiatement derrière l'onde de choc de compression réfléchi. L'onde de choc initiale est générée par la mise en communication brutale d'une section portée à haute pression avec la section test. Une fois générée, elle rebondit sur l'extrémité de la section test. Roth [15] a par exemple employé ce dispositif pour étudier

l'autoinflammation d'un mélange pauvre de n-heptane/air. Après un délai d'environ 300 μ s, la **Figure I-1** montre un front montant de pression et le début d'une émission lumineuse caractérisant une combustion. Un photomultiplicateur mesure l'émission lumineuse, au travers d'un filtre passe-bande qui sélectionne le rayonnement du radical CH* (431,5nm \pm 3nm).

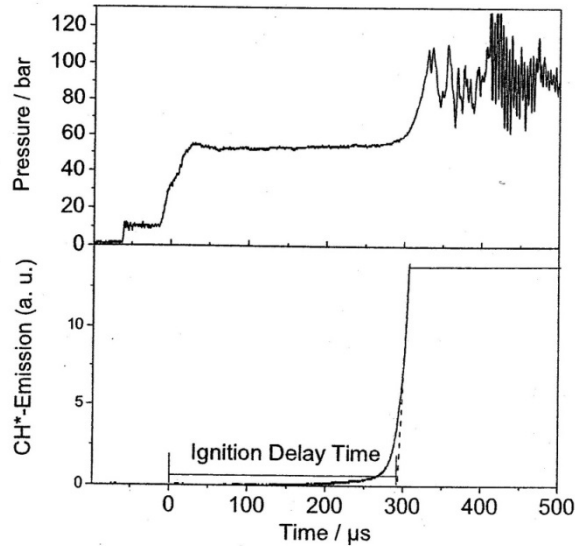


Figure I-1 : Autoinflammation en tube à choc d'un mélange n-heptane/air de richesse 0,4 porté à 1065K [15].

Un autre moyen d'étudier l'autoinflammation consiste à utiliser une Machine à Compression Rapide - MCR, à laquelle la section B est consacrée. La **Figure I-2** donne un exemple obtenu par Griffiths [16] avec une MCR. Le signal de pression est restitué en pointillés, alors que l'intensité lumineuse mesurée par le photomultiplicateur l'est en ligne continue. La compression est plus étalée, de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes.

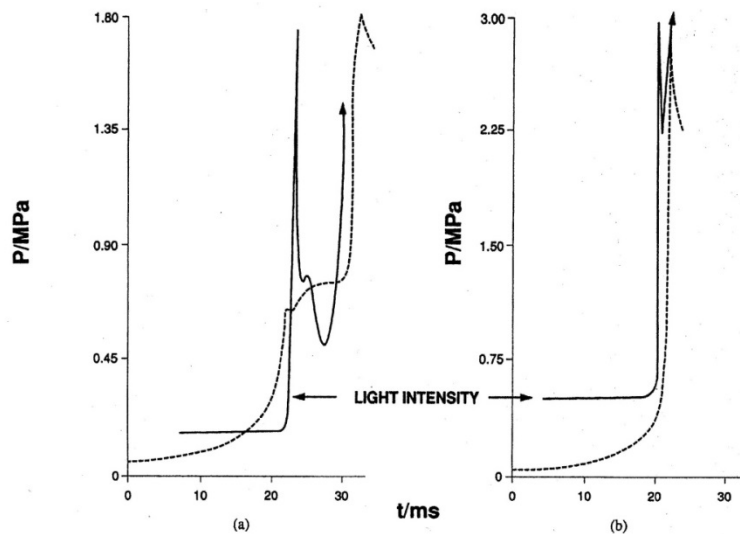


Figure I-2 : Autoinflammation en MCR d'un mélange n-heptane/air porté à une densité de 102,5mol.m⁻³ et une température de 720K (a) ou 850K (b) [16].

Enfin, demeure la possibilité du banc moteur comme a pu le réalisé Wang [17], dont les travaux sont présentés au paragraphe 2. Le banc moteur à l'avantage de reproduire parfaitement les conditions internes d'un cylindre de moteur. L'expérimentation comporte un important aspect statistique, car elle est menée en continu, dans la mesure où les essais se succèdent au rythme des cycles moteur.

b. Combustion des hydrocarbures

Pour comprendre de quelles manières les hydrocarbures atteignent l'autoinflammation, il est utile de détailler les processus par lesquels ils s'oxydent. Comme cela est le cas de manière plus générale, la combustion des carburants passe par de nombreuses espèces et réactions intermédiaires qui dépendent notamment de la température. Les informations présentées dans ce paragraphe sont en majorité tirées du cours de J.F. Pauwels [18].

❖ Mécanismes réactionnels

Les réactions intermédiaires créent et consomment des radicaux, et sont catégorisées selon ce critère.

- Les réactions d'initiation cassent les réactifs et produisent les premiers radicaux nécessaires aux réactions suivantes.
- Les réactions de propagation transforment certains radicaux en d'autres radicaux, ce qui par le rajout d'étapes ralentit la combustion.
- Les réactions de ramification augmentent le nombre de radicaux, ce qui tend à accélérer le processus.
- Les réactions de terminaisons suppriment des radicaux pour obtenir les produits finaux de la réaction.

L'ensemble de ces réactions entrent en compétition, et prennent successivement le dessus en fonction de la température, via leur constante respective $K_n(T)$. Ainsi, trois plages thermiques principales se dégagent, chacune caractérisée par un comportement réactionnel distinct.

- Mécanismes de basses températures ($T < 800K$), caractérisés par un schéma complexe où le carburant est dégradé par étapes successives.
- Mécanismes des températures intermédiaires ($750K < T < 950K$), qui voit une importante formation HO_2 qui par ramification produit du H_2O_2 et ralentit la réaction globale.
- Mécanismes de hautes températures ($T > 1000K$), où l'hydrocarbure est fragmenté, créant de nombreux radicaux et accélère la réaction globale par ramification.

Les paliers de températures donnés le sont à titre indicatif, et se déplacent selon les conditions ou la nature du carburant. Les mécanismes préférentiels évoqués ici sont distingués en couleur sur la **Figure I-3**, qui schématise les tendances cinétiques pour un alcane.

peroxyde d'hydrogène H_2O_2 . Ce dernier ne se décompose en deux hydroxydes OH^\bullet (ramification) qu'à 850K. Globalement, aux températures intermédiaires, le régime de propagation formant l'hydroperoxyde HO_2^\bullet domine. Ce radical bloque la cinétique chimique, étant moins réactifs et les réactions associées moins exothermiques que dans le cas de OH^\bullet . Ces éléments expliqueront pourquoi le délai d'autoinflammation se rallonge sur cette plage thermique.

La **Figure I-4** montre un exemple fourni par Griffiths [19] de schéma cinétique dans le cas du butane pour les basses températures et les températures intermédiaires.

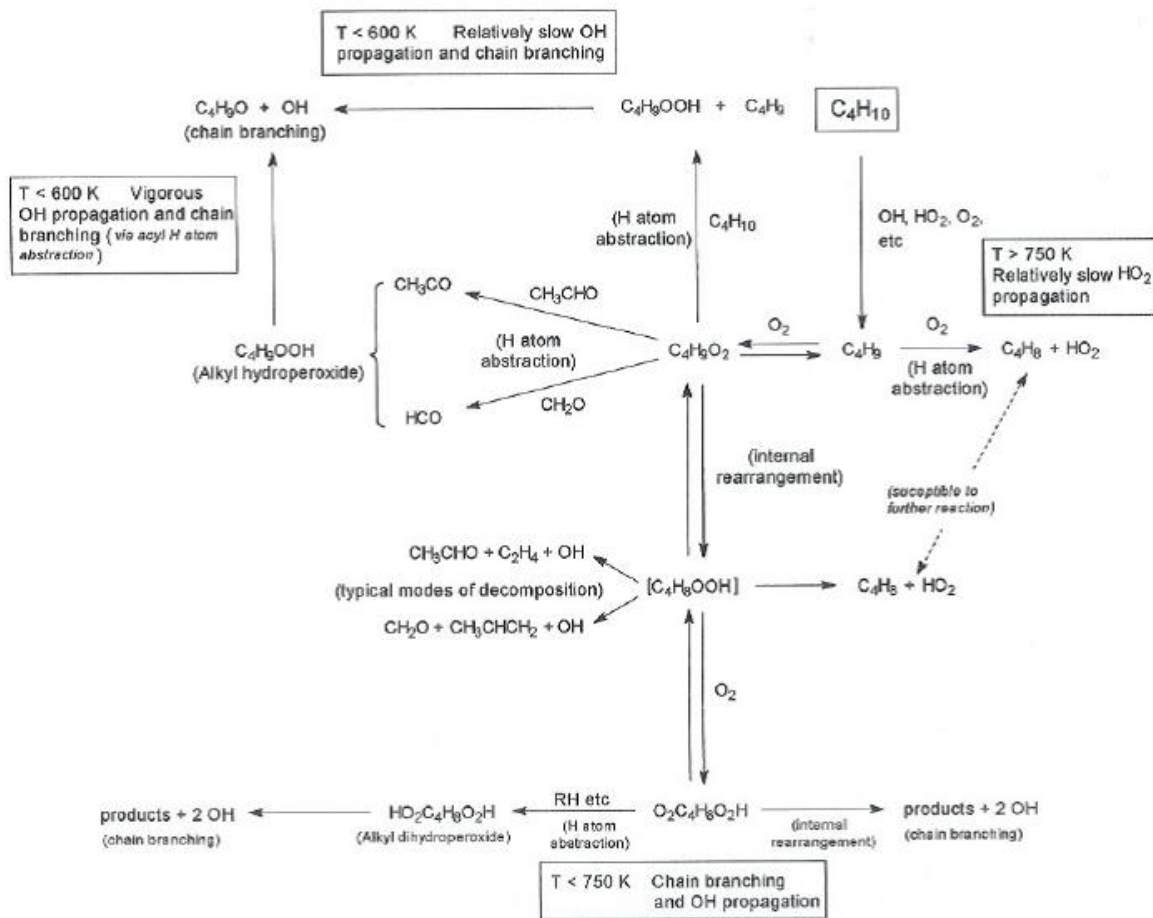
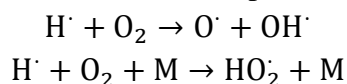


Figure I-4 : Mécanisme d'oxydation simplifié du butane jusqu'aux températures intermédiaires ($T < 1000\text{K}$) [19].

A haute température, le mécanisme se simplifie, car R^\bullet se fragmente en radicaux très réactifs (H^\bullet , CH_3^\bullet). Sur le schéma de la **Figure I-3**, le cheminement préférentiel lorsque la température dépasse $\sim 950\text{K}$ se situe en dessous du radical alkyl, et s'oriente dans la zone encadrée en rouge. Les réactions de ramifications interviennent immédiatement, sans étape préliminaire de propagation, pour former ou faire intervenir les radicaux propagateurs H^\bullet , O^\bullet , OH^\bullet , CH_3^\bullet , HO_2^\bullet qui vont *in fine* conduire à la production de nombreux radicaux OH^\bullet .



HO_2^\bullet conduit toujours au peroxyde d'hydrogène H_2O_2 , mais contrairement à précédemment le peroxyde d'hydrogène se décompose sans attendre en 2OH^\bullet , car ici la température le permet. Les alcènes formés par la dégradation des hydrocarbures, oléfines sur le schéma, sont attaqués par les radicaux très réactifs cités plus haut. De manière générale à haute température, l'oxydation de l'alkyl R^\bullet se caractérise par une ramification directe, alors qu'elle était indirecte à basse température, et par la présence de nombreux radicaux des plus réactifs. La conséquence est un délai d'autoinflammation réduits. Il est à noter que les mécanismes cinétiques fonctionnent de manière itérative, les schémas associés aux petites chaines carbonées composant ceux associés aux plus grosses. De ce point de vue, la manière avec laquelle a lieu la combustion du méthane CH_4 et de l'éthane C_2H_6 conditionne en grande partie l'oxydation des hydrocarbures plus longs.

❖ Flamme froide

Pour certains hydrocarbures, l'autoinflammation se fait en deux étapes. Dans le cas de chaines carbonées suffisamment longues, un préallumage apparaît. Il se traduit par une première augmentation de pression et une très faible émission lumineuse, toutes deux consécutives à la compression du mélange. Cette particularité est illustrée par la **Figure I-5** issue des travaux de Minetti [20]. Temporellement, un premier pic d'activité, la "flamme froide", apparaît très rapidement. Cette activité retombe ensuite pour se maintenir à un niveau faible pendant la période d'induction, qui se termine par l'emballement et l'apparition de la combustion principale, la "flamme chaude". Le rayonnement dû au préallumage reste très faiblement visible en comparaison de la flamme principale. Il n'est accessible que par l'emploi de photomultiplicateurs.

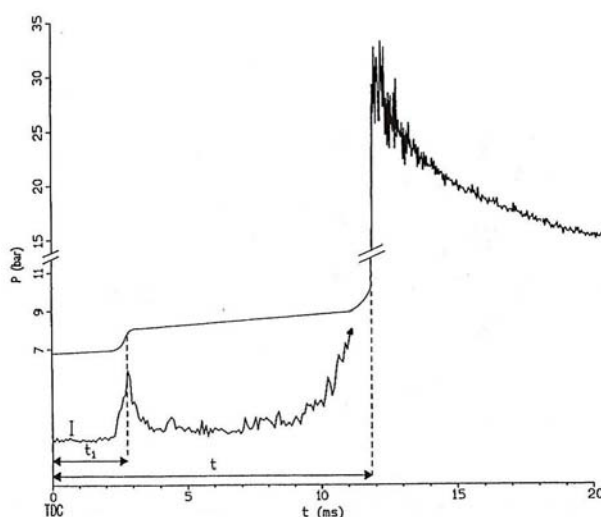


Figure I-5 : Relevés de pression et d'émission lumineuse lors de l'autoinflammation en deux étapes d'un alcane [20].

Une flamme froide était déjà visible dans l'exemple de la **Figure I-2 (a)**. Griffiths [16] explique que la relaxation des espèces formaldéhydes excitées CH_2O^* est à l'origine de

l'émission lumineuse. Il indique également que le préallumage semble disparaître à plus haute température. En réalité, il est noyé dans la compression et se confond avec la combustion principale lorsque la température de fin de compression appartient au domaine des hautes températures. La **Figure I-2 (b)** prouve que le mélange ne fait que traverser la plage thermique propice à cette première étape de combustion, pour atteindre rapidement les conditions nécessaires à une autoinflammation principale immédiate. Enfin d'après Minetti [6], la richesse du prémélange n'a que peu d'influence sur le délai d'apparition de la flamme froide, comme cela pourra être constaté plus loin à la **Figure I-8**.

Le phénomène d'autoinflammation en deux étapes n'apparaît que pour des hydrocarbures dont la chaîne carbonée est suffisamment importante, de manière que C_n réponde à $n > 4$. Il s'agit d'une première étape cinétique de décomposition du carburant très sensible à la température, dont l'un des produits est le formaldéhyde CH_2O . Les radicaux créés réagissent entre eux et avec le dioxygène, pour former - par réactions de terminaison - des molécules intermédiaires et stables plus petites. Elles ne seront consommées que plus tard par la flamme principale. Elle est parfois qualifiée de flamme bleue, et les mécanismes chimiques qui la composent sont liés à ceux évoqués aux basses températures et aux températures intermédiaires.

c. Caractéristique de l'autoinflammation des hydrocarbures

❖ Influence de la température

L'augmentation de température d'un mélange homogène consécutive à sa compression est responsable de son autoinflammation. Plus cette augmentation est marquée et plus rapidement va avoir lieu la combustion spontanée sous l'action de l'emballement thermique. L'activité chimique w débute avec un niveau supérieur dans l'**Équation I-1**. La tendance générale est donc à la réduction du délai d'autoinflammation avec la température. Elle s'exprime sous la forme de l'**Équation I-2**. Cette sensibilité est modélisée en Annexe F.

$$\tau = A p^{-n} e^{\frac{E_a}{RT}}$$

Équation I-2 [37]

Le comportement est caractérisé par un coefficient positif de température (PTC : Positive Temperature Coefficient), mais le délai peut également repartir à la hausse sur une certaine plage de température. La **Figure I-6** en fournit un exemple pour trois alcanes linéaires. Les délais y sont globalement décroissants, sauf entre $\sim 750K$ et $\sim 850K$ où ils remontent. Cette tendance est alors qualifiée de zone à coefficient négatif de température (NTC : Negative Temperature Coefficient).

Les mécanismes d'oxydation décrits plus haut expliquent la sensibilité thermique des délais d'autoinflammation. En franchissant le seuil des $\sim 750K$, la combustion passe du domaine des basses températures aux températures intermédiaires. Elle perd ainsi une

cinétique complexe de décomposition basée sur des processus de propagation puis de ramification vers les radicaux hydroxyles OH^\bullet (ramification indirecte). A la place, elle est ralentie par des processus de propagation simple vers les radicaux HO_2^\bullet beaucoup moins réactifs. La zone NTC voit la destruction de nombreux réactifs, qui font place à des métastables comme H_2O_2 consommés uniquement plus tard lorsque le milieu se sera réchauffé. Encore plus haut, au-delà de $\sim 850\text{K}$, les mécanismes sont ceux des hautes températures. Les réactions intermédiaires de ramifications directes prennent le dessus, et produisent une grande quantité de radicaux notamment OH^\bullet . Ce phénomène explique que l'autoinflammation intervienne encore plus rapidement.

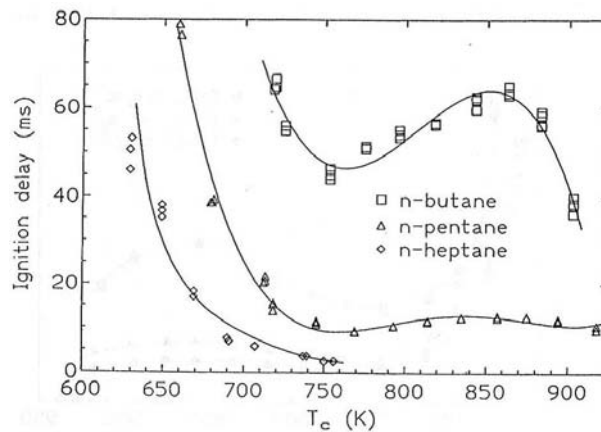


Figure I-6 : Sensibilité de l'autoinflammation à la température au PMH pour des hydrocarbures saturés linéaires [20].

En détaillant, il s'avère que le milieu réactif se réchauffe tout au long du processus, de sorte que toutes les plages thermiques de la plus basse à la plus élevée sont traversées. Le comportement qui vient d'être décrit amène Sung [21] à dire que ce sont les mécanismes chimique des températures basses à intermédiaires qui commandent l'autoinflammation. Dans ce domaine, plusieurs auteurs [16] [20] remarquent que la disparition de la flamme froide coïncide avec le début de la zone PTC des hautes températures.

La température joue également un rôle au travers des hétérogénéités dans la charge. La répartition et les gradients thermiques déterminent la zone qui va s'allumer en premier, et la manière dont la combustion va se propager ensuite. Dans la majorité des cas, la zone la plus chaude s'autoinflamme de manière préférentielle (cf. Section B-2). Cependant en raison du comportement NTC, il se peut que ce soit une zone légèrement plus froide qui initie l'autoinflammation, la zone la plus chaude étant associée à un délai plus long. A ce sujet, Minetti [20] remarque que 85% de la charge subit une compression adiabatique dans la MCR qu'il utilise, ou en d'autres termes, que le cœur adiabatique occupe 85% de l'espace.

Il sera vu plus loin comment la stratification thermique détermine le régime d'autoinflammation. Enfin, les hétérogénéités conditionnent l'apparition d'un éventuel cliquetis en fin d'autoinflammation. Ce phénomène acoustique violent pouvait être aperçu sur la Figure I-5. En fin de combustion, les oscillations de pression qui le caractérise commencent à se former. Le cliquetis apparaît et s'amplifie à haute température ($\sim 900\text{K}$) [16], à la suite de fortes compression (ratio de 15:1).

❖ Influence de la structure carbonée

La structure de l'hydrocarbure modifie le délai d'autoinflammation et sa sensibilité thermique. De manière générale, la linéarité des chaînes carbonées favorise la rapidité de l'allumage, alors que les molécules ramifiées garantissent un délai plus long. Les mesures de délai d'autoinflammation rassemblées par Griffiths [16] à la **Figure I-7** mettent en avant ces tendances. Les n-alcanes (nC_4H_{10} , nC_5H_{12} , nC_6H_{14} , nC_7H_{16}) se répartissent dans le sens des délais décroissant selon la longueur de la chaîne carbonée. Une structure aussi courte que le n-butane, avec seulement 4 carbones, se rapproche plus par sa résistance à l'autoinflammation des hydrocarbures ramifiés. Ces derniers, dont l'isomère $i-C_4H_{10}$, démontrent que la complexité de la molécule retarde l'apparition d'une flamme, particulièrement dans les domaines de températures basses et intermédiaires. Il en est de même pour le toluène qui comporte un cycle benzène. La plage intermédiaire de température qui lui est associée se situe entre 750K et 900K.

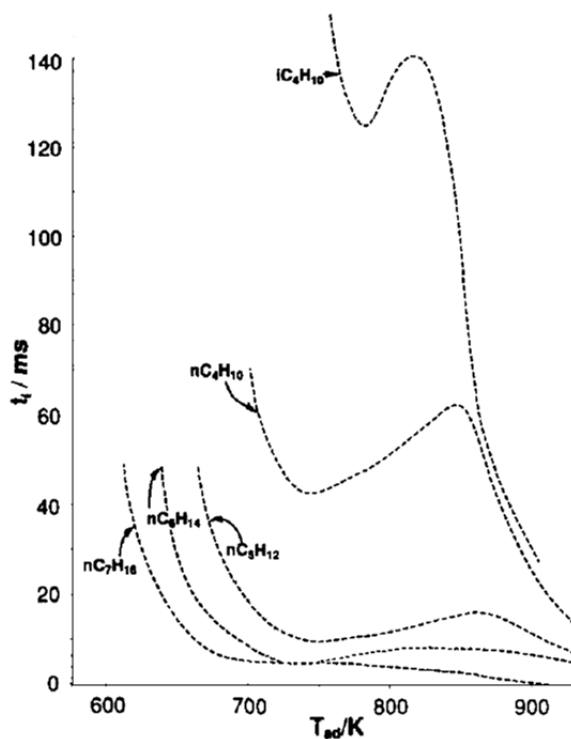


Figure I-7 : Sensibilité thermique du délai d'autoinflammation pour des hydrocarbures linéaires et ramifiés [16].

Les différences constatées lors de l'autoinflammation sont dues à l'énergie d'isomérisation plus élevée dans le cas d'une molécule ramifiée [18]. Les liaisons carbonées-carbonées demandent moins d'énergie pour être cassées lorsque les carbones en question ne comportent pas de groupe alkyl supplémentaire. Cinétiquement, à basse température, les hydrocarbures ramifiés donnent des méthyles CH_3^\bullet , alors que leurs isomères linéaires peuvent fournir des éthyles $C_2H_5^\bullet$. Les seconds sont beaucoup plus réactifs que les premiers, et permettent un emballement thermique plus rapide.

La flamme froide apparaît pour des hydrocarbures suffisamment lourds, indépendamment de leur ramification.

❖ Hydrocarbures types

La notion et l'existence d'hydrocarbures types sont liées aux exigences techniques des moteurs à combustion interne. Ces exigences tiennent dans la capacité du mélange carburé à s'autoinflammer, suite à une compression - et donc à un réchauffement. Dans les applications automobiles, Heywood [22] rappelle que cette qualité est quantifiée par l'Indice d'Octane (IO) ou l'Indice de Cétane (IC), selon que l'application visée soit un moteur à allumage commandé ou à allumage par compression (Diesel).

L'Indice de cétane indique ainsi la capacité d'autoinflammation, comparée à celle du n-cétane $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_{14}\text{CH}_3$ à qui l'indice 100 est attribué. A l'inverse, l'indice 0 est associé au α -méthyl-naphtalène, un aromatique dont l'autoinflammation n'intervient qu'après un long délai. L'IC d'un carburant est déterminé à l'aide d'un moteur CFR (Cooperative Fuel Research) comme la proportion des deux composés précédents dans le mélange ayant la même réponse.

De son côté, l'indice d'octane quantifie la propriété de résistance au cliquetis d'un carburant dans un moteur à allumage commandé. Le principe et l'estimation de l'IO sont très proches de ceux décrits pour l'IC, seuls les composés de référence et le protocole changent. Le carburant étalon est alors l'isooctane (2,2,4-triméthylpentane) d'IC 100, opposé au n-heptane d'IC 0. Davidson [23] considère que le mélange variable de l'isooctane (IO=100, IC=12), du n-heptane (IO=0, IC=56) et du toluène fournit la plupart des nuances dans la propension à atteindre l'autoinflammation.

L'isooctane pur représente l'idéal d'un carburant de type essence pour le moteur à allumage commandé. La sensibilité thermique de son délai d'autoinflammation apparaît sur la **Figure I-8** extraite des travaux de Minetti [20]. Elle montre des délais longs (plusieurs dizaines de millisecondes), et un comportement NTC marqué entre 700K et 800K. La zone NTC semble d'ailleurs se décaler vers les plus faibles températures alors que la richesse diminue. La richesse n'a en revanche pas d'incidence sur le délai d'apparition de la flamme froide. Davidson [23] fournit des corrélations du délai d'autoinflammation d'un mélange d'isooctane/air de richesse 1,0 et 0,5, pour de hautes températures (>950K) et des pressions de 15bar à 50bar. Elles ne restituent pas la zone NTC, et sont reportées dans l'**Équation I-3**.

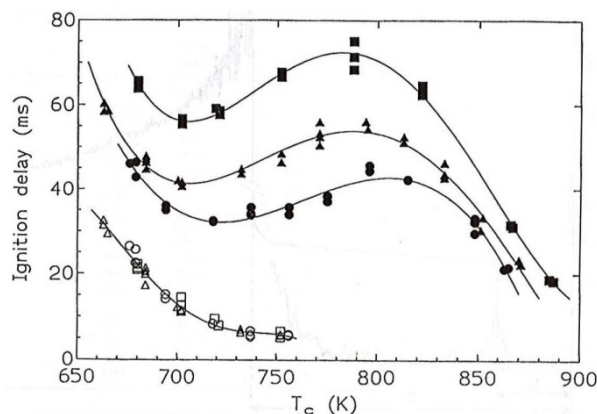


Figure I-8 : Sensibilité thermique du délai d'autoinflammation de l'isooctane à une densité en fin de compression de 265mol.m^{-3} - ■ : $\phi=0,8$ - ▲ : $\phi=1$ - ● : $\phi=1,2$ - Symboles vides : délai d'apparition de la flamme froide [20].

$$\varphi = 1,0 : t_{\text{ign}}(\text{s}) = 3,7 \cdot 10^{-6} p^{-0,79} e^{\frac{10450}{T}}$$

$$\varphi = 0,5 : t_{\text{ign}}(\text{s}) = 2,7 \cdot 10^{-9} p^{-0,75} e^{\frac{16070}{T}}$$

Équation I-3 [23]

Le n-heptane constitue une première approximation d'un carburant de type gasoil d'après Roth [15]. L'indice de cétane du gasoil commercial en Europe occidentale est proche de 50, contre 56 pour le n-heptane. Les résultats de l'auteur synthétisés à la **Figure I-9** indiquent que l'autoinflammation intervient très rapidement, quelques millisecondes au plus, même pour les faibles richesses. Il existe par ailleurs une zone NTC entre 850K et 950K.

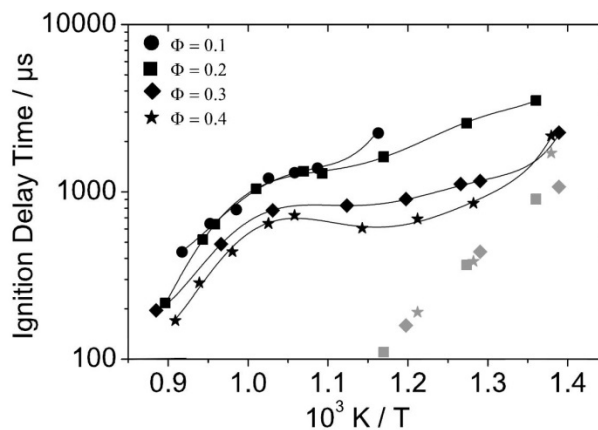


Figure I-9 : Sensibilité thermique du délai d'autoinflammation du n-heptane à une pression en fin de compression de 50bar [15].

❖ Les autres facteurs de sensibilité

Le délai d'autoinflammation est conditionné dans une moindre mesure par les conditions inhérentes au mélange carburé. L'influence de la richesse et de la densité sont étudiées par Minetti [20].

De manière générale, la réactivité du mélange augmente avec sa richesse. La **Figure I-8** et la **Figure I-9** montraient déjà que l'excès d'air retarde nettement l'autoinflammation, indifféremment de la plage de température. Il en est de même pour la dilution par un inerte qui rallonge le délai en absorbant une partie de l'énergie thermique libérée chimiquement. L'augmentation de la densité de la charge accélère elle aussi l'autoinflammation. Le n-pentane en fournit l'exemple à la **Figure I-10**. L'augmentation de pression possède le même effet puisqu'elle est directement liée à la densité pour une compression donnée.

Ces tendances sont complétées par celles mises en avant par Roth [15], mais qui ici portent sur la forme de l'autoinflammation, et non plus sur le seul délai. Par exemple, le comportement NTC est affecté par le changement de certains paramètres. La diminution de la richesse ou l'augmentation de la densité réduit son amplitude. Les auteurs de [24] confirment qu'à richesse fixe, la forme NTC est atténuée par l'augmentation de pression pour

du n-heptane. De plus, modifier la richesse ou la pression décale (thermiquement) cette zone NTC. Dans un autre registre, le préallumage (flamme froide) connaît également des évolutions. Si la richesse n'a aucune prise sur son délai, une forte dilution ($\phi < 0,3$) ou une très faible température lui confère un poids relatif supérieur à celui de la flamme principale. Cette dernière peut même disparaître dans les cas extrêmes, ne laissant que la flamme froide [15].

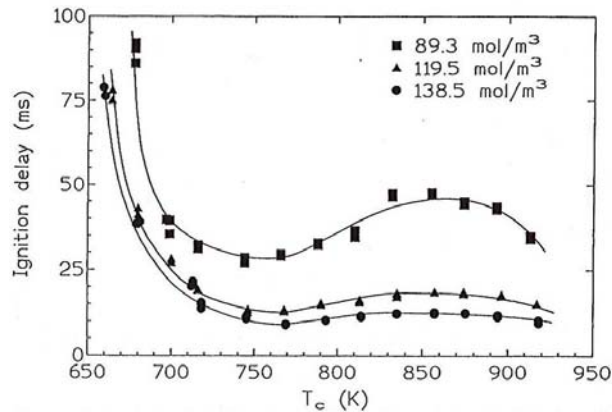


Figure I-10 : Sensibilité thermique de l'autoinflammation d'un mélange stœchiométrique de n-pentane/air pour différentes densités après compression [20].

❖ Les régimes d'autoinflammation

Jusque-là, l'autoinflammation n'a été considérée que comme un événement ponctuel, quasi-instantané. En effet, il est défini par la montée en pression critique due à l'explosion thermique de la réaction chimique. Il reste cependant possible de le décomposer, et de le concevoir comme un phénomène qui se propage dans l'espace en fonction du temps. La propagation se fait selon des régimes distincts, classés en célérité croissante :

- Le régime de déflagration, il correspond à la propagation d'une flamme basée sur le transport local des espèces et de la chaleur,
- Le front d'autoinflammation spontané, il se propage de proche en proche très rapidement, chaque nouvelle zone de front se trouve dans un état critique et s'autoinflamme sous l'effet de la température et de la compression induite par l'autoinflammation de la zone précédente,
- L'allumage en masse, il se définit comme la combustion quasi-simultanée d'une zone entière du mélange.

Les régimes d'autoinflammation sont déterminés essentiellement par le gradient thermique présent dans les gaz frais, selon Strozzi [25] qui propose les distinctions énumérées ci-dessus. Bansal [26] ajoute la stratification des richesses ϕ à la stratification des températures pour expliquer le passage de d'un régime de déflagration à un régime de front d'autoinflammation - travaux sur banc moteur avec EGR et injection. Il propose un critère basée sur le nombre de Damköhler - associé à la diffusion de l'espèce HO₂ -, alors que Strozzi lui préfère le critère établi par Sankaran [27]. Comme le rappelle Martz [28] à la **Figure I-11(b)**, la diffusion des espèces qui engendre la propagation de la flamme est en compétition

avec le gradient thermique. Si celui-ci est suffisamment marqué, la diffusion conserve le temps d'agir et l'autoinflammation reste une déflagration - quelques dizaines de cm/s. Dans le cas contraire, la plus grande homogénéité thermique de la charge permet un front d'allumage spontané. Pour une homogénéité parfaite, le cas extrême est atteint, à savoir l'allumage en masse. Ces deux derniers régimes ne constituent en fait que les nuances d'un même phénomène, séparées par le seuil subjectif de la « simultanéité ». A moyen de **Figure I-11(a)**, l'auteur situe la transition de la déflagration vers le front d'autoinflammation lorsque les imbrulés atteignent 1000K-1100K.

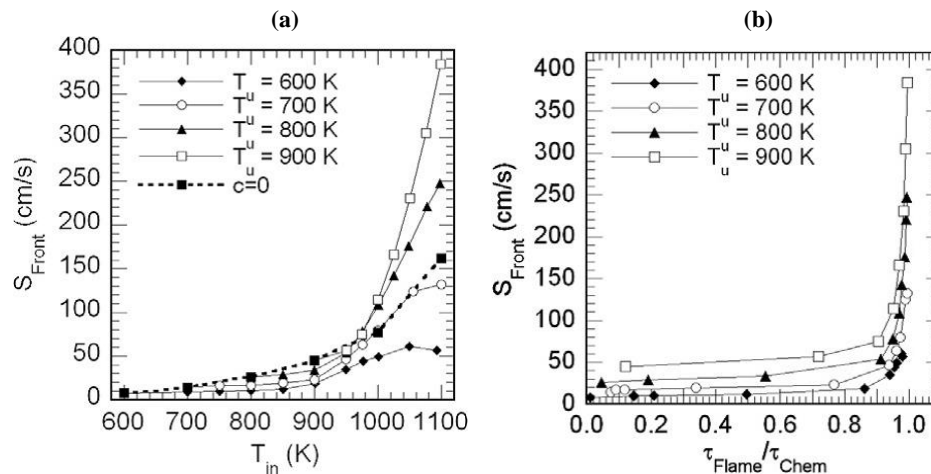


Figure I-11 : Modélisation numérique de la vitesse de flamme en fonction de la température courante de gaz frais (a), et du rapport des temps caractéristiques - chimique et diffusion - (b), pour différentes températures initiales [28].

Parmi ces nuances plus ou moins rapide de front d'autoinflammation, Pösch [29] montre qu'il est possible d'atteindre les conditions favorables à une détonation. Le gradient thermique devient si faible que la propagation du front franchit la vitesse (locale) du son, engendrant une onde de choc derrière laquelle la combustion se maintient, et qui va être à l'origine du cliquetis. L'auteur relève un passage de 200m/s à 500m/s, et même au-delà.

2. Autoinflammation assisté SICI

a. Principe et définition

La mise en œuvre pratique de moteurs fonctionnant sur le mode HCCI rencontre plusieurs limitations. Les auteurs de [30] en font un état des lieux, avant d'offrir un panorama des solutions et perspectives envisagées.

La première limitation est le bruit qu'induit l'autoinflammation quasi instantanée d'une charge homogène. Les taux de dégagement de chaleur trop élevé, les taux de variation de pression qu'ils induisent, le cliquetis, sont autant d'obstacles à la tenue mécanique du moteur. La principale solution pour limiter la violence de la combustion reste la dilution par de l'air (mélange pauvre) ou par des inertes (EGR), ce qui est compatible avec une réduction des NO_x . En contrepartie, le délai s'en trouve rallongé, et doit être raccourci afin d'être acceptable

par un moteur cyclique. D'autre part, l'autoinflammation étant contrôlée par l'historique de pression et température des gaz frais, il se montre peu reproductible dans certaines conditions. Cette fluctuation est notamment amplifiée par la dilution évoquée juste avant. La première problématique associée à la combustion HCCI réside dans le contrôle temporel de l'autoinflammation, dans la diminution et/ou la stabilisation de son délai, et dans le contrôle de l'augmentation de pression.

Dans le cadre d'une application pratique, il est par ailleurs souhaité d'élargir la plage d'utilisation du mode HCCI en dehors des conditions restreintes qui lui sont favorables, en direction des charges moyennes voir des fortes charges. La subsistance des imbrûlés HC et de CO - dus à la faible température de combustion - constitue un autre obstacle, tout comme les démarrages à froid.

Kalian [31] propose pour s'affranchir de ces limitations, de contrôler l'autoinflammation par l'utilisation d'une étincelle en amont. Il souligne qu'il s'agit d'une méthode de contrôle plus légère que la modulation des caractéristiques du carburant [6] ou les stratégies de stratification de la charge (température et richesse). Ces autres manières de maîtriser l'autoinflammation sont évoquées dans l'introduction au côté des stratégies d'injection [5].

Le nouveau mode de combustion utilisé est qualifié de SICI (Spark Induced Compression Ignition), ou bien d'allumage par compression induite par étincelle (plasma) dans la langue de Molière... La combustion SICI s'apparente dans sa première phase à l'allumage commandé, dans la mesure où un dispositif d'une nature à préciser génère un plasma qui initie une flamme se propageant dans les gaz frais. Ce faisant, les gaz brûlés se dilatent et affectent l'historique de température et de pression de la charge restante. Cette dernière est poussée - au propre comme au figuré - vers l'autoinflammation par la compression induite due à la phase propagatrice. Le mode SICI se définit comme une combustion mixte rassemblant propagation et autoinflammation. Il se différencie du cliquetis par l'absence d'oscillation de la pression (phénomènes acoustiques de mise en résonance), grâce en particulier à la dilution du mélange. Au contraire, l'emploi d'une flamme de propagation permet de contrôler le taux de dégagement de chaleur, et par extension le taux de variation de pression dp/dt .

Wang [17] distingue 3 étapes dans le déroulement SICI standard ainsi que le détaille la **Figure I-12**, représentant une expérience en moteur optique avec de l'isooctane. La visualisation au travers la partie inférieure du piston transparent illustre clairement les différentes phases. Au PMH, alors que le piston redescend (cf. pointillés), la pression continue d'augmenter (cf. courbe bleue) sous l'effet du front de flamme qui se propage depuis le centre de la chambre. Il a été initié préalablement lors de la compression, pendant l'étape de décharge, par le plasma. L'étape de propagation de flamme conduit à l'étape d'allumage par compression. Au cours de cette étape finale, la charge restante s'autoinflamme sous l'effet de la compression induite, comme cela est clairement visible sur les deux derniers clichés. L'autoinflammation étant plus rapide que l'échantillonnage vidéo, l'ensemble de la périphérie semble brûler simultanément. Pour la même raison, le taux de dégagement de chaleur (courbe rose) montre un niveau 6 fois plus élevé lors de l'autoinflammation que lors de la propagation de flamme. La littérature indique à ce sujet [17] [36] que la combustion passe d'un front de

flamme se propageant à quelques mètres par secondes (2~5m/s), à un front d'allumage spontané se déplaçant à une centaine de mètres par secondes (100m/s). Natarajan [32] séquence l'autoinflammation SICI (qu'il qualifie de de SACI, voir plus bas) en 4 périodes : la décharge électrique - la croissance du cœur primitif de Kernel - la propagation de flamme - l'allumage par compression. Plus important, il constate expérimentalement avec un moteur HCCI optique que l'autoinflammation, notamment par son phasage, dépend de la croissance du cœur primitif, et non de l'étincelle. Cette dernière est une condition nécessaire de la combustion SICI, mais pas suffisante, contrairement au cœur primitif de flamme.

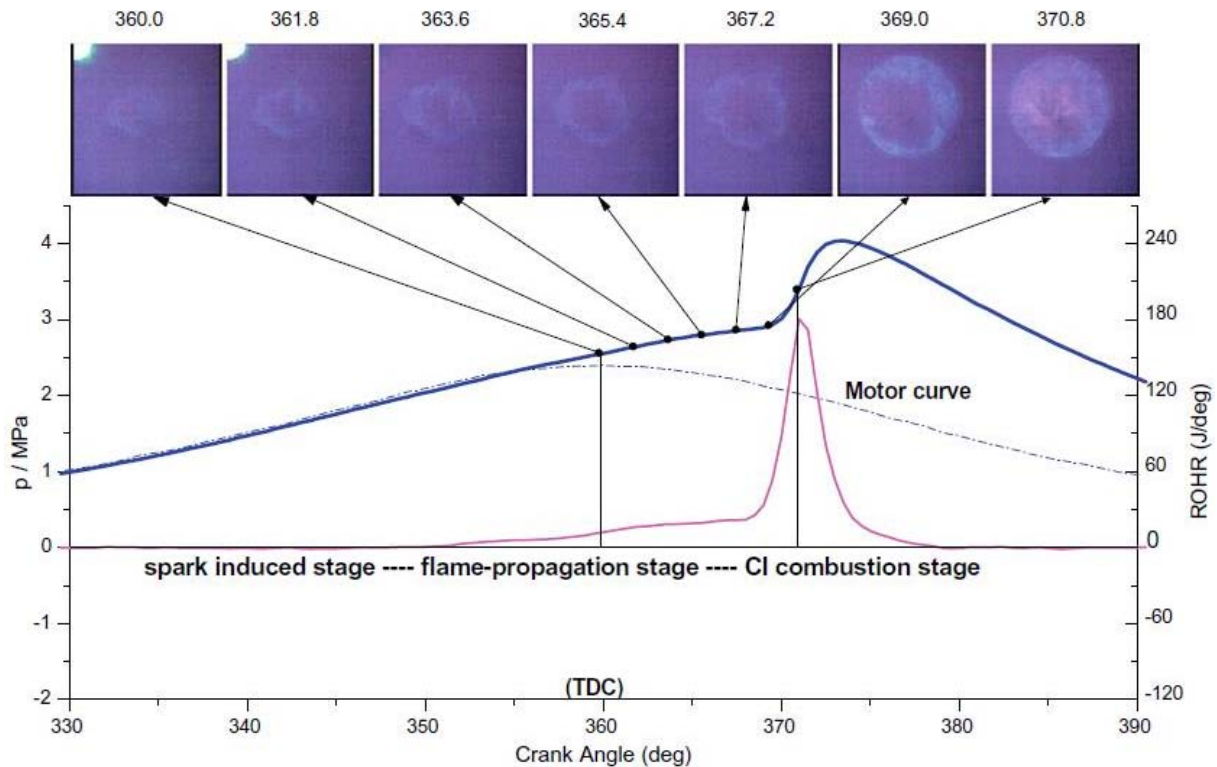


Figure I-12 : Détails et visualisations d'un cycle SICI dans un moteur optique [17].

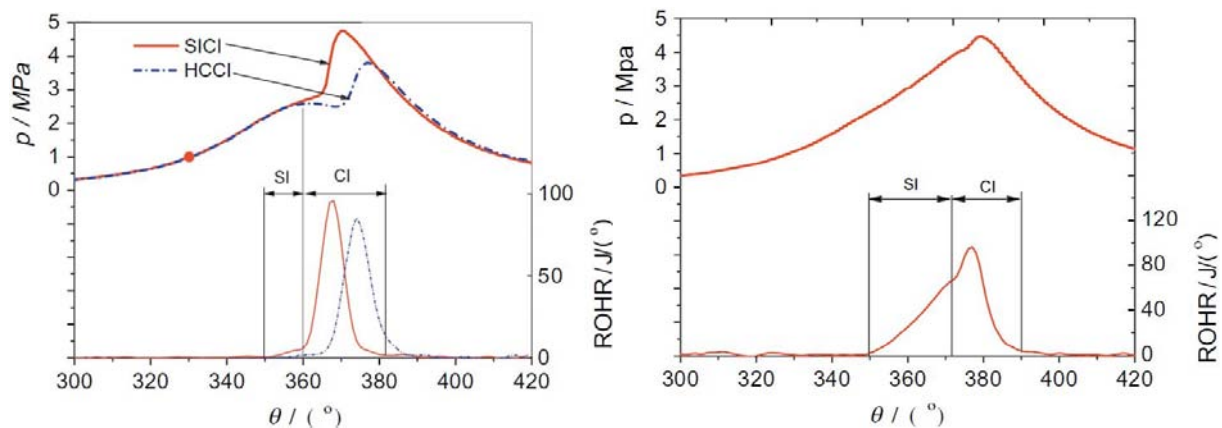


Figure I-13 : Exemples de cycle SICI dans un moteur optique, spécifiquement SACI à gauche et SI-CI à droite [3].

Dans un souci de précision, Wang [17] distingue deux types de comportement à l'intérieur même du mode SICI. Le SACI (Spark Assisted Compression Ignition) et le SI-CI (Spark Ignition – Compression Ignition) se différencient par le poids relatif des phases de propagation et d'autoinflammation. Un exemple est donné pour chacun par la **Figure I-13**. Le SACI se rapproche du HCCI pur, car la flamme issue de l'étincelle ne se développe que très peu avant que l'autoinflammation n'intervienne. Inversement, elle a consommé la majorité de la charge au moment de la transition vers le CI dans le cas SI-CI, ce qui la rapproche de l'allumage commandé. Au sujet de ses expérimentations, l'auteur indique que le dispositif plasma se résume à une bougie classique délivrant 70mJ.

b. Domaine d'utilisation

Un des objectifs de l'assistance par plasma est d'élargir ce domaine d'utilisation sur les charges faibles et moyennes, voir hautes éventuellement. Dans ce contexte, Lavoie [33] propose de synthétiser dans le diagramme de la **Figure I-14** les plages de fonctionnement des différents modes de combustion d'un mélange d'isooctane/air. L'auteur ne fait pas de distinction SACI/SI-CI et ne parle que de SACI évoluant de manière continue entre le mode SI et le mode HCCI pur.

Il pose en abscisses la température des gaz frais T_u comprimés au PMH, et en ordonnées la température des gaz brûlés T_b . Les lignes iso- Φ représentent l'effet combiné de la richesse et de la dilution par l'inerte. Elles reflètent la densité d'énergie contenue dans le mélange carburé. Cette grandeur fixe la température de flamme pour une température de gaz frais donnée.

La zone la plus conventionnelle est associée à l'allumage commandé SI. Ce dernier n'est limité traditionnellement que par la limite d'inflammabilité et la limite de cliquetis. Sa plage d'utilisation est fermée dans sa partie inférieure par la limite de propagation d'une flamme ('*FLAME LIMIT*'). En-dessous, le mélange est trop dilué pour que sa structure survive. L'auteur admet que la température minimale de maintien d'une flamme se situe entre 1500K et 1800K, selon les conditions. Ce seuil diminue doucement avec l'augmentation de la température des gaz frais. A droite, pour des T_u plus élevés, la plage SI se termine par l'apparition du cliquetis ('*KNOCK LIMIT*'). Parce qu'ils étaient à une température trop élevée dès le PMH, les derniers gaz frais de fin de combustion s'allument spontanément sous l'effet de la compression induite par la phase SI. Cette frontière marque la transition vers le mode SACI.

Le SICI est aussi décrit sous le terme SACI. Il est envisageable jusqu'à atteindre la limite de propagation de flamme, que l'auteur situe approximativement à 1500K pour les gaz brûlés. Lavoie pose un critère de passage du front de flamme à l'autoinflammation. Il estime que la transition se fait lorsque les gaz frais restant atteignent ~1000K. Ce critère sert aussi de frontière thermique basse (frontière à gauche, '*AUTOIGN*') du mode HCCI pur. A partir de cette température T_U de gaz frais, un moteur peut fonctionner en autoinflammation pure. L'autoinflammation d'un mélange isooctane/air reste possible dans l'absolu à une température inférieure, mais le temps caractéristique d'un cycle moteur est incompatible avec des délais

d'autoinflammation HCCI longs. Pour la même raison technique, le délai ne peut pas être non plus trop court. Dans ce sens, la frontière droite du HCCI indique que pour une trop haute température des gaz frais, l'autoinflammation intervient avant le PMH ('EARLY COMB'). Il faut remarquer que la zone SACI couvre l'ensemble de la zone HCCI, les deux modes étant susceptibles de cohabiter, et donc de fournir une souplesse supplémentaire de fonctionnement. Enfin, le mode HCCI est limité en bas par la dilution ('BULK QUENCH'). En imposant une valeur très faible de Φ' - inférieure à 0,2 -, des noyaux d'autoinflammation sont susceptibles de naître, mais vont s'écrouler. C'est le phénomène de *quenching* à très faible charge.

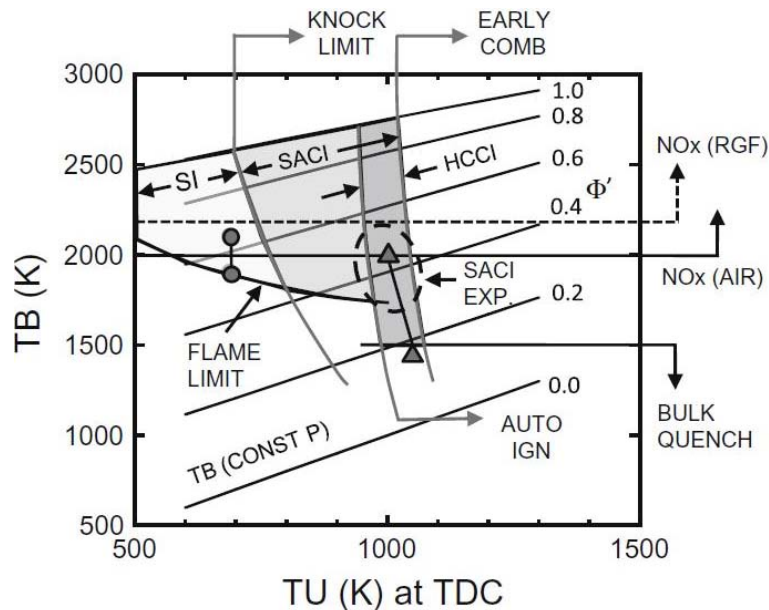


Figure I-14 : Diagramme de combustion multi-régime SI, SACI, et HCCI représenté en terme de température des gaz brûlés T_B en fonction de la température des gaz frais T_U au PMH. Les iso-énergies $\Phi' = \Phi(1 - \%EGR)$ désignent la densité énergétique du mélange d'isooctane/air [33].

La très grande dilution gêne donc la propagation de la combustion, et limite l'efficacité du processus SACI. D'après l'auteur, l'assistance par plasma ne permet plus alors de raccourcir les délais d'autoinflammation, mais seulement de les stabiliser à faible charge (zone basse du diagramme). La charge connaît aussi une limite haute, qui trouve son origine dans la température des gaz brûlés T_B . Afin de limiter la production d'oxydes d'azote, il est souhaitable de fonctionner en-dessous des 2200K ou 2000K, selon que la dilution soit faite respectivement avec des gaz recyclés EGR (pointillés ' $NO_x(RGF)$ ') ou de l'air frais (ligne ' $NO_x(AIR)$ '). Le SACI est conditionné par la combustion à basse et moyenne températures.

Pour terminer, Lavoie [33] admet que les limitations et frontières évoquées ici restent plus floues que ne le laisserait supposer les lignes continues. Les limites de flammes en sont le meilleur exemple, car elles résultent de simulations numériques dans lesquelles les perturbations aérodynamiques susceptibles de déstabiliser le front réactif sont choisies plus ou moins défavorables. Sjöberg [34] corrobore pour cette limite la valeur de 1500K, car en-dessous la simulation de la cinétique montre que la conversion du CO en CO₂ n'est pas complète.

3. Vitesse fondamentale de flamme

a. Problématique

La combustion SICI, qui va être le cœur de cette étude, nécessite la propagation d'une flamme dans un milieu parfois très défavorable par sa richesse et sa température. Ces deux grandeurs prennent des valeurs faibles imposées par le cahier des charges de la combustion HCCI - $0,2 < \Phi < 0,5$ et une température de gaz frais inférieure à 900K. La faible richesse s'accompagne ou remplace une dilution par un inerte qui lui aussi inhibe la propagation de la flamme. La problématique est telle que l'étape SI évolue proche de la limite d'inflammabilité dans la combustion SICI.

Cependant, la possibilité et la connaissance de la vitesse fondamentale de telles flammes s'avèrent nécessaires pour estimer l'historique de température et de pression des gaz frais restant. Pour rappel, c'est cet historique qui va fixer l'instant et les conditions d'autoinflammation. Malheureusement, il existe très peu de mesures expérimentales de vitesse de flamme à très faible richesse. Ce déficit est compensé par des corrélations établies numériquement via des modèles cinétiques élaborés, et des modèles simples de diffusion des espèces et de la température. Ces corrélations ne prennent pas en compte les effets de l'aérodynamique interne. Deux modèles sont présentés pour les besoins de cette étude, celui de Müller [35] et celui de Martz [36].

b. Vitesses fondamentales de flamme

❖ Corrélation de Müller et al. [35]

La corrélation dont il est question est issue de calculs numériques. Ils utilisent un schéma cinétique détaillé pour chacun des carburants. Un modèle simple à 1 dimension est appliqué pour simuler les phénomènes de diffusion. Le tout fonctionne sous un code développé en interne nommé FlameMaster par ses utilisateurs. La valeur de la vitesse fondamentale de flamme s_L est calculée en cm/s pour une pression p comprise entre 1bar et 40bar, une richesse ϕ de 0,6 à 1, et pour une température de gaz frais T_f de 298K-800K. Le calcul requiert enfin la fraction massique de carburant dans le mélange frais Y_c^f .

$$\begin{cases} p = B \cdot \exp\left(-\frac{E}{T^0}\right) \\ T_b = aT_f + b + c\phi + d\phi^2 + e\phi^3 \\ A(T^0) = F \cdot \exp\left(-\frac{G}{T^0}\right) \end{cases}$$

Équation I-4 [35]

$$s_L = A(T^0) \cdot (Y_c^f)^m \frac{T_f}{T^0} \left(\frac{T_b - T^0}{T_b - T_f}\right)^n$$

Équation I-5 [35]

Au préalable, il faut établir la température de transition interne à la flamme T^0 , la température adiabatique de flamme T_b , et le facteur de vitesse $A(T^0)$, tous trois explicité par l'Équation I-4. La vitesse fondamentale de flamme est alors calculée à partir des grandeurs précitées selon l'Équation I-5. L'ensemble de constante nécessaire sont données par la double table du Tableau I-1 pour différentes chaînes carbonées, notamment le n-heptane et l'isooctane. Ils sont établis par les essais numériques, et sont vérifiés partiellement avec les données expérimentales que les auteurs sont parvenus à trouver pour de si fortes dilutions.

Approximation Constants for Burning Velocity.

Fuel	B [bar]	E [K]	F [cm/s]	G [K]	m	n
CH ₄	3.1557×10^8	23873.0	2.21760×10^1	-6444.27	0.565175	2.5158
C ₂ H ₂	5.6834×10^4	11344.4	3.77466×10^4	1032.36	0.907619	2.5874
C ₂ H ₄	3.7036×10^5	14368.7	9.97890×10^3	263.23	0.771333	2.3998
C ₂ H ₆	4.3203×10^6	18859.0	1.90041×10^3	-506.97	0.431345	2.1804
C ₃ H ₈	2.2501×10^6	17223.5	1.27489×10^3	-1324.78	0.582214	2.3970
CH ₃ OH	2.1100×10^6	17657.5	9.99557×10^3	1088.85	0.91	2.263
<i>n</i> -C ₇ H ₁₆	1.7000×10^6	17508.0	7.95600×10^3	912.00	0.52	2.30
<i>i</i> -C ₈ H ₁₈	3.8000×10^7	20906.0	2.92600×10^3	-25.60	0.5578	2.5214

Coefficients for Calculating Adiabatic Flame Temperature, and Values of Lewis Number.

Fuel	a	b [K]	c [K]	d [K]	e [K]	Le
CH ₄	0.627	1270.15	-2449.	6776	-3556	0.91
CH ₃ OH	0.77	1260.0	-2449.	6797	-3594	1.68
C ₂ H ₂	0.52	1646.0	-2965.	8187	-4160	1.68
C ₂ H ₄	0.44	602.0	880.	2686	-1891	1.21
C ₂ H ₆	0.526	1437.0	-2967.	7538	-3873	1.32
C ₃ H ₈	0.53	1434.0	-2952.	7518	-3856	1.63
<i>n</i> -C ₇ H ₁₆	0.49	758.7	-277.8	4269	-2642	2.056
<i>i</i> -C ₈ H ₁₈	0.61	936.0	-1127.	5326	-3044	2.55

Tableau I-1 : Coefficients pour la vitesse fondamentale et la température adiabatique de flamme [35].

❖ Corrélation de Martz et al. [36]

La corrélation de Martz fonctionne selon le même principe que celle de Peters, dont il s'est inspiré. Dans le logiciel de simulation Kiva-3V, il se contente d'un modèle d'aérothermique et de diffusion à une seule dimension, auquel se superpose un schéma cinétique simplifié à 215 espèces. La corrélation prend en entrée les mêmes grandeurs, la pression p (bar), la richesse ϕ , la température des gaz frais T_f (K), et la fraction massique de carburant Y_c^f . Son domaine d'application est en revanche plus large avec une plage de richesse de 0,1-1,0, et une pression de 1bar à 250bar. La température va jusqu'à 1000K, car ce serait le seuil d'apparition de l'autoinflammation.

F (cm/s)	M	G (K)	n	B [bar]	E (K)
280583	2.0837	-1375.3	4.9991	2.52E+10	81006

C_7	C_8	C_9	a_1	a_2	a_3
0.01599	0.4539	0.3218	0.72	-1.1	0.1

c	d	e	f	g
2638.1	194.6	-773.045	-0.34968	0.3432

Tableau I-2 : Coefficients pour la vitesse fondamentale et la température adiabatique de flamme d'isooctane/air [36].

De la même manière, la température adiabatique de flamme isobare T_b et la température de transition interne à la flamme T^0 sont exigées (cf. **Équation I-6**). L'expression de la vitesse fondamentale de flamme à l'**Équation I-7** ne diffère qu'au travers de l'utilisation des facteurs de vitesse par rapport à l'**Équation I-5**.

$$\left\{ \begin{array}{l} T_b = T_f + \phi(c + d\phi + e\phi^2 + fT_f + gp) \\ T^0 = -\frac{E}{\text{Ln}\left(\frac{p}{B}\right)} (Y_c^f + C_7)^{C_8} + C_9 T_f + a_1 p^{a_3} \left((Y_c^f)^{a_2} - (Y_{c,\text{stoech}}^f)^{a_2} \right) \end{array} \right.$$

Équation I-6 [36]

$$s_L = F (Y_c^f)^M \exp\left(-\frac{G}{T^0}\right) \cdot \frac{T_f}{T^0} \left(\frac{T_b - T^0}{T_b - T_f}\right)^n$$

Équation I-7 [36]

Les coefficients nécessaires au calcul sont présentés dans la **Tableau I-2**. Ils ne s'appliquent que pour un mélange d'isooctane/air. Lavoie [33], qui utilise cette corrélation, remarque que des flammes semblent possibles à des températures de gaz brûlés aussi basses que 1300K. La modélisation le permet, mais il note que dans un cas aussi extrême la turbulence détruirait la faible structure de la flamme.

B. MACHINE A COMPRESSION RAPIDE

1. Généralités sur les MCR

Une Machine à Compression Rapide est un dispositif expérimental qui, comme son nom le laisse deviner, comprime violemment une charge gazeuse. Passé ce constat, une MCR s'avère être un moyen d'étudier la phénoménologie relative aux moteurs à combustion interne. En effet, elle reproduit une partie du cycle du moteur à piston. Cependant, elle ne restitue pas toute la complexité du fonctionnement comme le ferait un banc moteur. Nombreux phénomènes, notamment l'aérodynamique interne spécifique engendrée par l'admission et l'échappement, sont éliminés. L'interprétation physique est simplifiée, puisque la relation entre combustion et compression est étudiée dans un environnement isolé. L'approche expérimentale paraît donc plus exhaustive et mieux contrôlée, mais se paye en contrepartie par un protocole plus lourd. Chaque compression associée à un cycle fait l'objet d'un tir unique, dont la préparation comprend la mise au vide, le remplissage de la chambre, l'armement du dispositif, etc. Une MCR présente aussi l'intérêt de mettre en œuvre des diagnostics optiques en ménageant des accès optiques privilégiés dans la chambre de combustion.

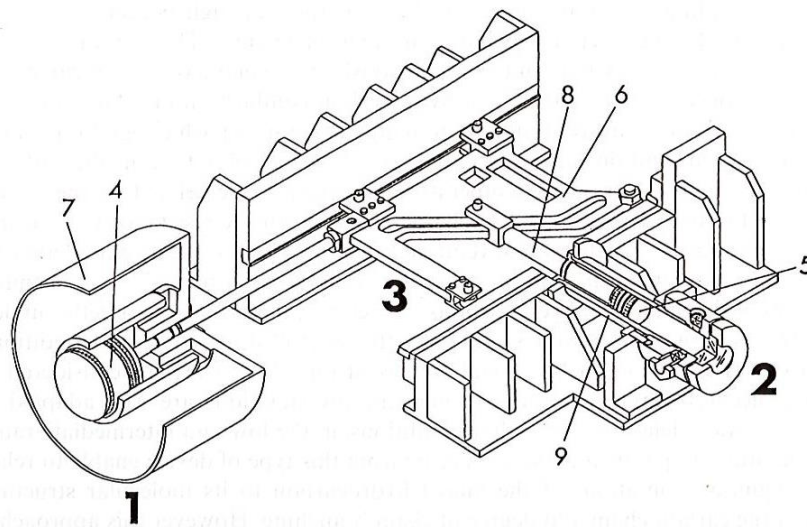


FIGURE 1 The rapid compression machine of Lille. 1: air gun, 2: compressing chamber, 3: connecting system, 4: driving piston 5: driven piston, 6: cam, 7: driving gas receiver, 8: piston rod of the driven piston, 9: heated cylinder.

Figure I-15 : Schéma général de la MCR utilisé par Minetti [20].

Chaque MCR possède ses particularités. Que ce soit par la forme de sa compression ou par son cylindre, elles possèdent notamment une aérodynamique interne qui leur est propre. En revanche, les MCR à piston plat ont en commun de créer des tourbillons à l'interface piston/paroi. Ils tendent à former dans la chambre un grand tourbillon toroïdal dont l'axe principal est celui du cylindre. On différencie ainsi les MCR généralement utilisées pour les mesures de cinétique chimique qui nécessitent alors une bonne homogénéité de conditions,

des MCR cherchant à reproduire les conditions particulières d'un moteur. Dans le premier cas, des crevasses dans le piston avalent la couche limite, supprimant les tourbillons, comme dans l'exemple de la MCR exploité par Minetti [20] illustré à la **Figure I-15**. Celle-ci possède une chambre cylindrique ronde munie d'un hublot sur sa face supérieure. Le piston est actionné par un cylindre maître à air comprimé via une came présentant un profil de compression droit. A l'inverse, la MCR de Strozzi [37] s'oriente plutôt vers des études à fins de motorisation. Elle permet de reproduire en plus de la compression certaines aérodynamiques ou hétérogénéités.

Le domaine d'utilisation des MCR est de manière générale bien identifié. Le taux de compression commence en deçà de 10 et peut dépasser les 20, donnant accès à une plage thermique au PMH de 600K à 1000K environ. Les ajustements de température de fin de compression se font habituellement au travers des gaz inertes présents dans le mélange. La modification de la composition de ces derniers influence le coefficient adiabatique γ , qui détermine la sensibilité thermique du mélange à la compression. La durée de celle-ci est de l'ordre des dizaines de millisecondes. La course entière du piston prend entre 5ms et 100ms. Enfin, les niveaux de pression rencontrés sont eux de plusieurs dizaines de bars, s'approchant de la centaine de bars au maximum, et de quelques dizaines de bar au PMH.

2. Aérothermique locale à l'origine de l'autoinflammation

Le présent paragraphe résume les résultats expérimentaux au sujet de l'écoulement interne à la chambre de MCR utilisée pour cette étude. Elle sera présentée et son fonctionnement expliqué au chapitre suivant, avec les aspects expérimentaux. Les acquisitions et leur traitement sont tirés de la thèse de Strozzi [37].

❖ Champs de vitesses dans la chambre

Les champs de vitesse sont mesurés dans le plan médian par une technique de PIV (Particle Image Velocimetry). Des particules d'oxyde zirconium ZrO_2 assurent l'ensemencement du milieu, et la nappe laser inclut l'axe du cylindre de la MCR. La technique de PIV rapide autorise plusieurs acquisitions consécutives au cours d'un même tir, et utilise en parallèle deux intervalles de mesure. L'intervalle court donne précisément les vitesses instantanées avec peu d'intégration, puis les vecteurs incohérents sont remplacés par leurs homologues calculés avec l'intervalle long qui reste plus approprié aux zones de faible vitesse.

La **Figure I-16** restitue visuellement le champ en 2 dimension dans le volume mort, de 10ms avant le PMH, jusqu'à 40ms après. Elle montre un écoulement verticale, et homogène 10ms avant la fin de la compression, alors que le piston pousse la charge vers le haut. Cette relative stabilité est perturbée 5ms plus tard par l'entrée au niveau du cœur d'une zone turbulente et plus rapide. Elle provient des tourbillons de coin créés et poussés jusqu'ici par la surface du piston. Les deux tourbillons contrarotatifs sont bien visibles au milieu de la chambre au PMH. Ils représentent la projection dans le plan de l'écoulement torique qui

remonte les gaz par le centre. Les tourbillons sont ensuite convectés vers la culasse (PMH+5ms), puis commencent à redescendre par les parois latérales (PMH+10ms). Ils arrivent dans les coins inférieurs 20ms après le PMH, et ont commencé à s'estomper. Ils continuent à se désagréger à 30ms, et l'écoulement apparaît déstructuré à 40ms. Les vitesses redeviennent faibles, l'écoulement est tridimensionnel et diffus.

L'évolution aérodynamique montre que la zone homogène - globalement en bleue - est progressivement poussée par la structure tourbillonnaire vers le haut, puis vers le bas en longeant les parois. Elle disparaît un peu avant PMH+20ms, alors qu'elle occupait les zones inférieures de part et d'autre de l'axe de la chambre. L'« œil » du tourbillon constitue également une zone homogène. De forts cisaillements séparent la zone de tourbillon de la zone laminaire. L'intensité des tourbillons est plus prononcée d'ailleurs au centre qu'aux extérieurs. Cependant, le schéma tourbillonnaire convecte progressivement cette zone de forte intensité elle-même, en orangé, vers les extérieurs.

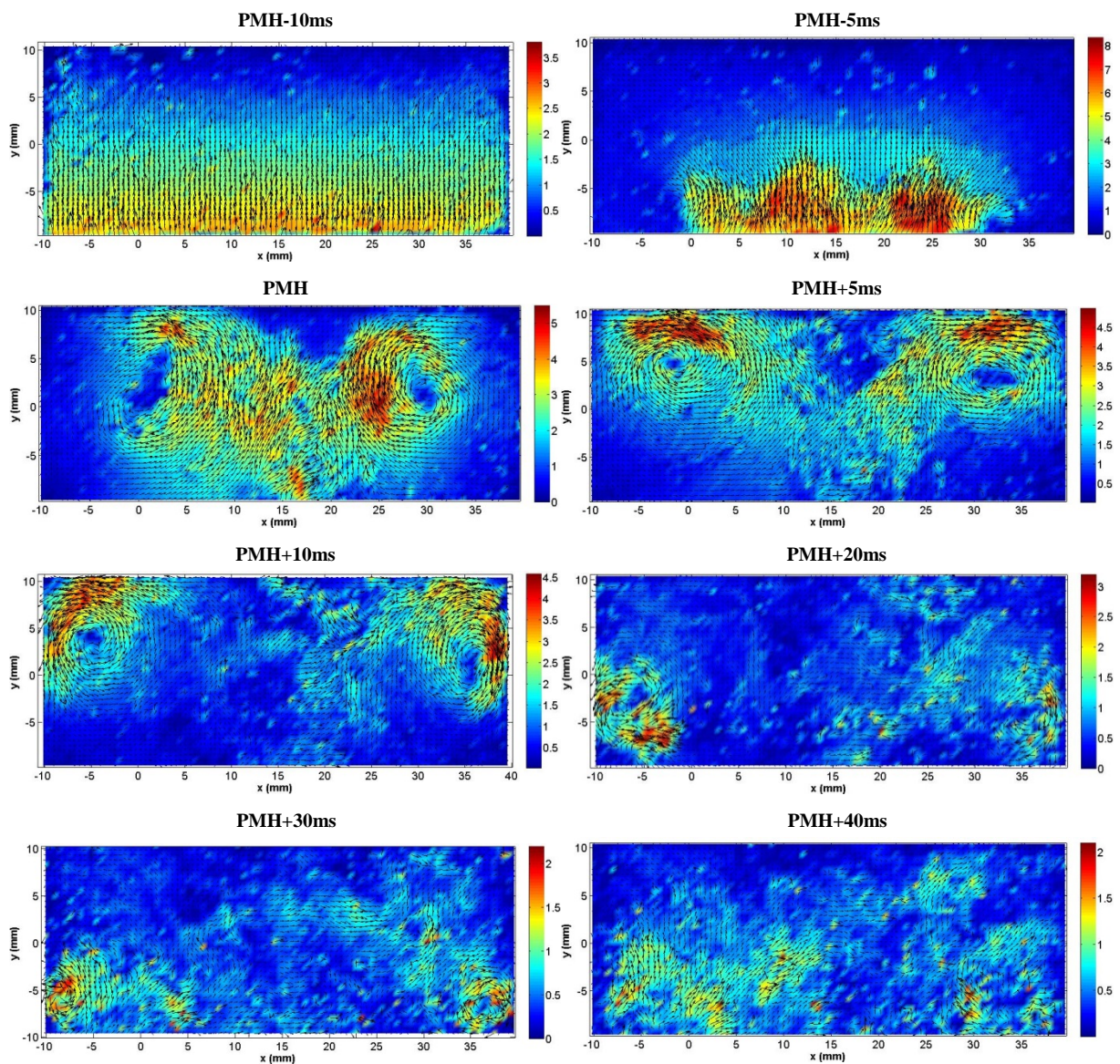


Figure I-16 : Evolution du champ de vitesse instantanée (m/s) lors de la compression d'un inerte (93x39 vecteurs) [37].

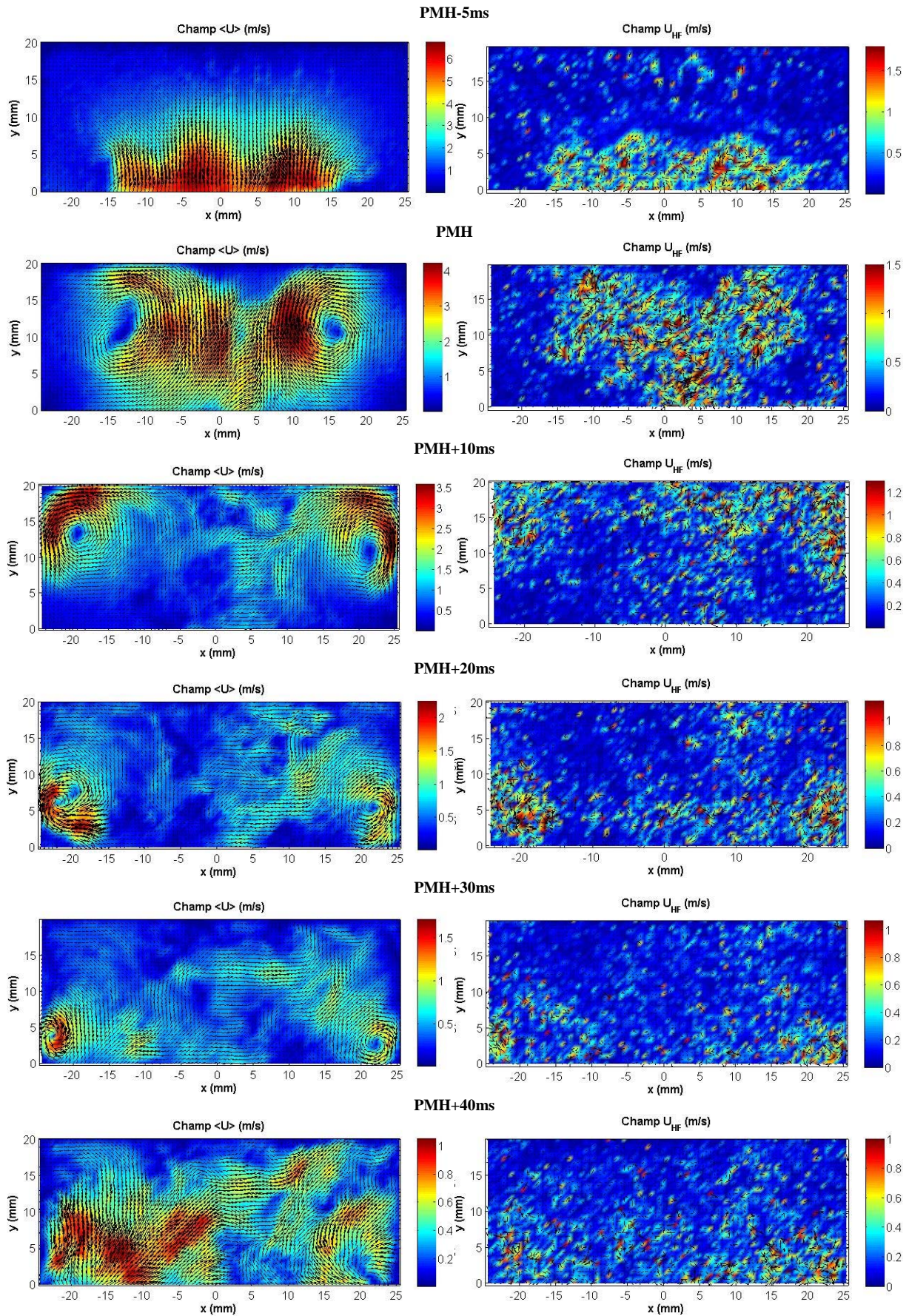


Figure I-17: Evolution du champ moyen, à gauche, et champ fluctuant haute fréquence, à droite [37].

La comparaison de différents cycles prouve que la structure décrite ici est reproductible. Si les vecteurs ne sont pas strictement les mêmes, on retrouve toujours l'écoulement toroïdal s'enroulant par le centre et longeant les faces extérieures, tout en chassant les vestiges de la zone homogène - au repos - dans la partie inférieure.

Les champs de vitesse instantanée font l'objet d'une analyse de cycle résolu, afin de séparer la composante moyenne des composantes fluctuantes. La première utilise une fenêtre temporelle glissante de taille variable, alors que les composantes variables sont divisées en hautes fréquences et basses fréquences selon l'Équation I-8. Les fluctuations de hautes fréquences (resp. basses fréquences) sont associées aux structures aérodynamiques de petites échelles (resp. échelles moyennes). En cela, elles sont représentatives de l'intensité turbulente.

$$U_i = \langle U \rangle_i + U_{iBF} + U_{iHF}$$

Équation I-8 : Décomposition pour un cycle i .

La **Figure I-17** illustre la décomposition appliquée aux champs de vitesses instantanées présentés à la **Figure I-16**. Les champs moyennés dans la colonne de gauche restituent la structure globale de l'écoulement. La colonne de droite localise les fluctuations de hautes fréquences d'intensité significative dans les zones tourbillonnaires. La région d'enroulement de l'écoulement qui abrite déjà les vitesses moyennes les plus élevées le cisaillement, est donc le siège de l'ensemble des phénomènes turbulents. La turbulence favorisant la diffusion thermique, on s'attend à ce que la zone restée bleue -jusqu'à disparaître 20ms après le PMH- soit préservée de tout échange thermique. Elle constitue la meilleure opportunité de répondre au critère de cœur adiabatique. A l'inverse, les structures turbulentes semblent avoir recouvert l'ensemble de la surface à la fin du cycle.

Les fluctuations de basses fréquences sont localisées de manière identique à leurs homologues de hautes fréquences, mais ont une intensité environ 3 fois inférieure. De manière générale, la symétrie selon l'axe du cylindre de MCR est assez bien respectée.

❖ Evolution temporelle du champ thermique

La cartographie thermique de la chambre est réalisée par une technique de PLIF (Planar Laser Induced Fluorescence) sur les molécules de toluène. La mise en œuvre expérimentale de ce type de diagnostic est expliquée au chapitre suivant. Une nappe laser à 266nm est dirigée vers la chambre de combustion selon la même géométrie que pour la PIV – la nappe inclut l'axe du cylindre. Elle excite les molécules de toluène préalablement ajouté au mélange. Leur absorption étant une fonction de leur température, une valeur en kelvins est calculée à partir de l'intensité lumineuse induite recueillie par la caméra. L'intensité doit préalablement être normalisée par l'intensité mesurée au PMB dont la température est connue.

Les images en couleur subjectives de la **Figure I-18** rendent compte des mesures de température à différents instants du cycle. Cycle dont la température de cœur adiabatique de

fin de compression est de 925K~950K. En raison de l'absorption, les mesures n'ont lieu que sur la moitié gauche de la chambre (la nappe entre par la gauche).

La première image témoigne d'une répartition homogène entre 700K et 750K, alors que le piston n'a pas fini sa course. L'homogénéité commence à être perturbée 5ms avant le PMH avec l'entrée d'une zone froide à ~750K, alors que le reste de la chambre continue d'être réchauffé autour de 850K. Au PMH, la zone froide (~800K) est clairement séparée de la zone de cœur (~920K). La première occupe le centre de la chambre, alors que la seconde est repoussée vers la paroi extérieure. Après le PMH, la zone froide se maintient au centre, et s'enroule en se propageant sur la paroi latérale. La zone de cœur s'enroule avec elle, comme cela est bien visible à PMH+10ms, et subsiste dans le coin inférieur, mais se réduit. Elle est détruite 20ms après le PMH, seule subsiste une zone chaude qui n'est plus assimilable à un cœur adiabatique. Les températures tendent ensuite à s'homogénéiser à ~870K, l'amplitude thermique qui était supérieure à 100K est maintenant proche de 50K. Seule subsiste une zone chaude dans la partie inférieure, de part et d'autre de l'axe de la chambre.

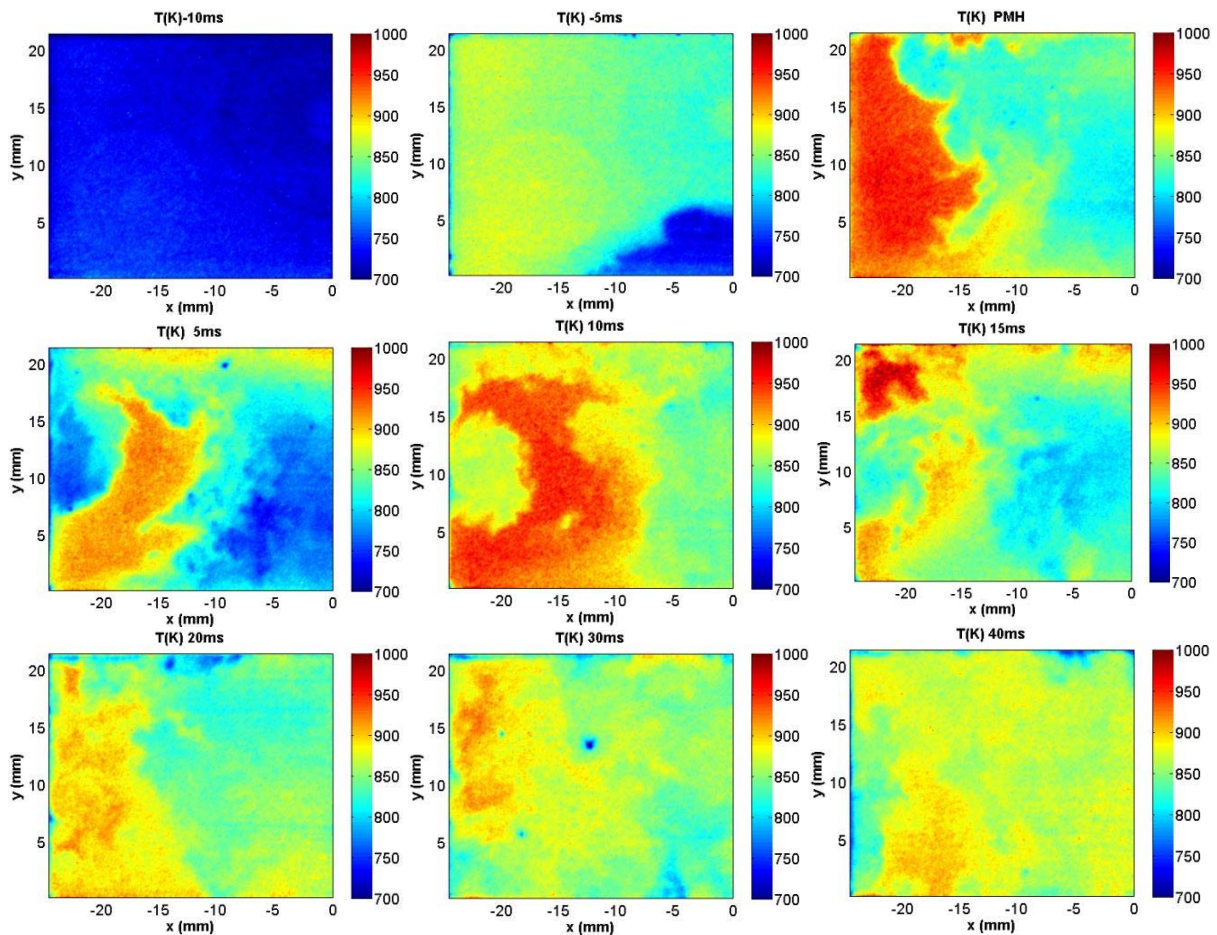


Figure I-18 : Evolution du champ de température mesuré par PLIF dans la moitié gauche de la chambre [37].

L'évolution thermique ainsi décrite montre une forte similitude avec l'évolution aérodynamique vue précédemment qui en fournit donc l'explication. Les tourbillons de coin produisent une zone turbulente dont les échanges thermiques sont par définition bien plus

élevés que ceux de la zone homogène. Cette zone se refroidit au contact de la paroi, et entre par le centre de la chambre sous la poussée du piston. L'écoulement torique fait qu'elle s'enroule, ce qui va chasser puis détruire la zone homogène. Cette dernière constitue le cœur adiabatique. Le champ thermique passe d'une répartition nette à une répartition diffuse, en témoigne la chute des gradients thermiques de $\sim 50\text{K/mm}$ à $\sim 10\text{K/mm}$. Ces gradients sont à mettre en parallèle des zones de cisaillement vues aux frontières des tourbillons.

On remarquera que la zone chaude subsistant 40ms après le PMH présente quelques points susceptible de vérifier l'hypothèse cœur adiabatique, mais l'incertitude des mesures ($\sim 50\text{K}$) empêchent de le prouver.

La **Figure I-19** concerne la reproductibilité des essais 10ms après le PMH. Malgré les altérations, la structure générale reste reconnaissable. Elle illustre le phénomène de tourbillon et la zone de cœur - en rouge. A cet instant, cette dernière représente environ 30% de la surface d'interrogation, mais va diminuer progressivement avant de disparaître. Ses contours sont fortement perturbés, témoignant de la turbulence qui va la dévorer jusqu'à PMH+20ms.

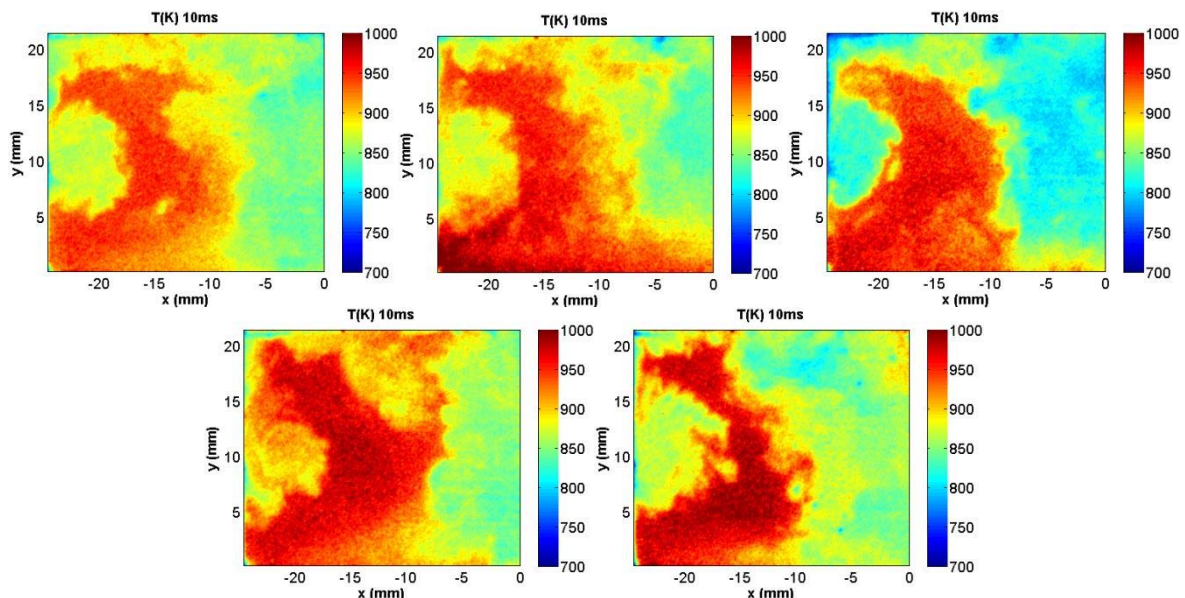


Figure I-19 : Reproductibilité du champ thermique 10ms après le PMH [37].

❖ Localisation des foyers d'autoinflammation

La connaissance de l'aérothermique interne à la chambre permet d'anticiper les processus locaux d'autoinflammation. Les expériences étant menées avec du méthane - pas de zone NTC - l'allumage débute dans les régions les plus chaudes de la charge, avec une température au PMH de 925K - 950K . Dans cette perspective, Strozzì [37] fait le parallèle entre ses mesures de PLIF, et des essais d'autoinflammation d'un mélange méthane/air. Les images thermiques en couleurs subjectives sont dupliquées en vertu du principe de symétrie selon l'axe verticale du dispositif. De l'autre côté, les acquisitions vidéo de la combustion sont traitées via une routine Matlab de manière à faire ressortir le front de chimiluminescence à intervalle régulier. Les deux types de diagnostics sont placés côte à côte dans la **Figure I-20**

pour deux exemples. Le premier est caractérisé par un délai d'autoinflammation (10ms) inférieur au temps de disparition de la zone de cœur (~20ms), alors que le délai lui est supérieur dans le second (30ms).

Dans l'expérience désignée par « 3a », l'autoinflammation intervient 10ms après le PMH dans un coin inférieur. A cet instant, l'écoulement inerte équivalent - le toluène n'a pas réagi contrairement au méthane - possède toujours une zone de cœur adiabatique (en rouge) importante, qui s'enroule avec le tourbillon. Il occupe la partie moyenne et inférieure de part et d'autre de l'axe de la chambre. Le noyau d'allumage se situe donc bien dans la zone la plus chaude (~950K), puis se propage très rapidement (iso-contours très espacés). Ce comportement révèle l'existence d'un front d'autoinflammation, favorisé par une grande zone homogène de cœur adiabatique.

Au contraire, dans le cas « 3f », la zone de cœur a été détruite, et il ne subsiste que deux zones (symétrie) légèrement plus chaudes, peu étendues, le long des parois latérales. Le premier foyer d'autoinflammation se situe bien dans l'une d'elle, mais la combustion se propage ensuite plus lentement à la manière d'une flamme de propagation [25]. L'ensemble de la charge étant plus froide mais plus homogène, de nouveaux foyers apparaissent avec la compression induite par l'énergie libérée des premiers.

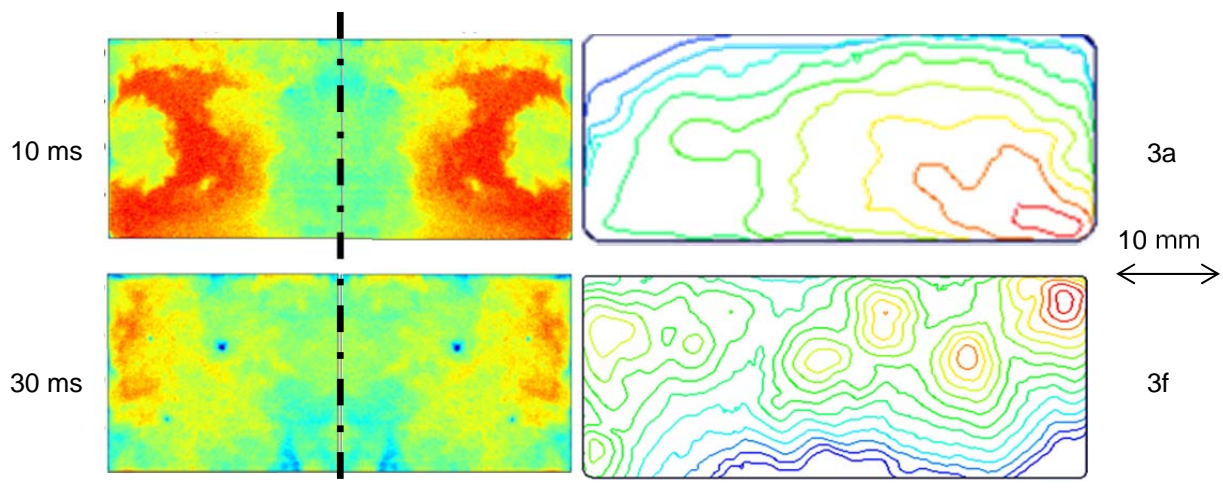


Figure I-20 : Localisation des foyers d'autoinflammation, contours de flamme à droite, en fonction du champ thermique inerte synchronisé, à gauche, avant et après la disparition de la zone de cœur adiabatique [37].

Il faut rappeler que les mesures thermiques de PLIF ne sont pas appliquées au cas réactifs. Les deux phénomènes mis en parallèle ne sont pas issus des mêmes essais. Le champ thermique n'est donc montré qu'à titre indicatif, car il est vraisemblablement proche de celui qui va engendrer l'autoinflammation. La prise de distance est d'autant plus justifiée que la combustion perturbe les gaz frais, en les comprimant et les poussant. L'analogie n'est donc surtout valable que sur les premiers instants de l'autoinflammation. Ces réserves émises, l'étude aérothermique d'un inerte reste pertinente pour prédire la tendance des noyaux d'allumage, que ce soit au niveau de leur localisation ou de leur régime de combustion.

C. ASSISTANCE ET ALLUMAGE PAR PLASMA

Cette troisième et dernière section s'attache à comprendre le fonctionnement d'une décharge électrique, et son lien avec l'initiation de la combustion. Les mécanismes de formation d'une étincelle pour l'allumage commandé sont détaillés, afin d'en appréhender les limites. De là, il devient possible de présenter le plasma hors-équilibre, ses principes physiques et l'intérêt qu'il présente en combustion. Enfin le troisième paragraphe est consacré aux travaux d'études effectués sur le plasma qui va être employé dans les expérimentations de cette thèse.

1. Etincelle de bougie conventionnelle

a. Etablissement et phases du plasma

L'étincelle conventionnelle, qui déclenche la combustion dans les moteurs à allumage commandé, connaît une phase transitoire d'établissement. La description des différentes étapes qui la compose permet de comprendre le fonctionnement et les limitations inhérents à l'allumage par ce type de plasma. Cette description est essentiellement tirée de la publication de Maly [38]. Le détail de ces étapes donne aussi l'occasion de répertorier différentes catégories de plasma plus spécifiques.

❖ Pré-claquage

Tout commence par la montée en tension entre les deux électrodes de la bougie. L'anode est portée alors à un fort potentiel de plusieurs dizaines de kilovolts. Le champ électrique qui en résulte est de l'ordre de 10^7 V/m, suffisant pour dépasser le seuil d'ionisation de l'air ($\sim 3.10^6$ V/m). Sous l'effet du champ, les électrons libres sont accélérés, et commence à ioniser le milieu. Ces quelques électrons germes sont naturellement présents dans le milieu en infime quantité, grâce au rayonnement naturel ou aux aspérités microscopiques des électrodes, mais ce point fait encore l'objet de discussions. Les premiers électrons vont donc générer par collision avec les molécules du milieu d'autres électrons libres, de manière à créer une avalanche électronique aussi appelé dard.

Si pour des niveaux énergétiques de l'ordre du dixième d'électronvolt un électron ne se fait qu'absorber par une particule pour former un ion négatif, il va pouvoir en revanche scinder la molécule lors de la collision pour ~ 1 eV. Pour quelques électronvolts supplémentaires, l'électron est suffisamment excité pour générer un photon qui va à son tour agir par photo-ionisation. L'accélération des électrons libres multiplie leur nombre par collision successives, et démarre le phénomène de cascade électronique schématisé à la **Figure I-21**. A plus grande échelle, les avalanches forment un canal ionisé globalement neutre avançant vers l'anode. A l'intérieur du canal, les électrons libres se déplacent avec une importante énergie portant leur température électronique à 60000K, mais sont compensés par les charges positives des ions immobiles car beaucoup plus lourds en comparaison.

L'équilibre thermodynamique n'est pas établi entre électrons et ions, ces derniers restent froids, leur température quasi inchangée. On parle de plasma hors-équilibre.

La création d'avalanches électroniques est favorisée par un champ localement intensifié par l'effet de pointe au niveau de la cathode. Les différentes cascades se suivent pour former les vagues d'ionisation.

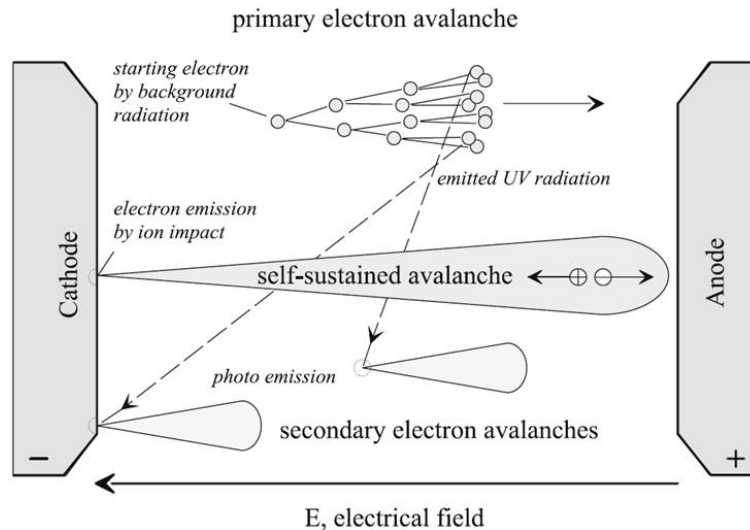


Figure I-21 : Schéma de principe de l'avalanche électronique [38].

❖ Claquage

Un dard finit par atteindre l'électrode opposée après quelques dizaine de nanosecondes. Le canal ionisé par les avalanches électroniques a établi un filament conducteur reliant les deux électrodes, l'intensité I du courant augmente dans ce milieu devenu conducteur. Les ions positifs, multipliés par la libération d'électrons libres, s'accumulent à la cathode(-) formant ainsi la *gaine cathodique*. Par impact sur la cathode, ils amplifient le phénomène en arrachant de nouveaux électrons libres à celle-ci.

L'augmentation du courant chauffe d'autant plus le filament qui se dilate. Avec le nombre de collisions grandissantes, l'équilibre thermique commence à s'établir entre les électrons et les ions, les premiers transférant de l'énergie aux seconds. La montée en température du milieu amène la transition vers l'arc, alors que la décharge était de type Townsend jusque-là (pré-claquage et claquage). L'accumulation de charges positives devant l'électrode négative modifie la répartition du champ électrique. La gaine cathodique renforce localement le champ E au voisinage de l'électrode(-), ce qui accélère l'émission électronique.

❖ Arc

La transition vers l'arc a lieu au moment où un point chaud se sublime sur l'électrode métallique. L'intensité du courant porte un spot au seuil de vaporisation, entre 3000K et

5000K selon la nature du métal (nickel, cuivre, platine...). Le métal ainsi sublimé constitue une source abondante d'électrons qui écroulent la gaine cathodique. Cette soudaine libération d'électrons autorise une nouvelle augmentation du courant et une chute de la tension. Le canal formé par l'arc est maintenant tellement conducteur, que l'intensité I n'est plus limitée que par l'impédance de la bougie.

Le courant atteint dans cette phase plusieurs unités voir plusieurs dizaines d'ampères, ce qui maintient les phénomènes thermiques. De ce point de vue, l'arc est proche de l'état stationnaire, dans lequel les molécules internes au plasma ont atteint leur équilibre thermique à 6000K~7000K, du fait du transfert d'énergie de la part des électrons. Cependant, la durée de la phase d'arc se compte en microsecondes. Les capacités du circuit - dont celles des électrodes - fournissent le (fort) courant instantané. Lorsqu'elles sont vides, l'arc se refroidit sous l'action conjuguée de la baisse d'intensité et de la dilatation du plasma. Le point chaud se referme quand I redescend à 1A, et l'arc s'éteint.

❖ Glow

A l'extinction de l'arc, le plasma présente un canal chaud, proche de l'équilibre, et fortement ionisé. Avec la fermeture du spot, la gaine cathodique se reforme pour maintenir l'émission électronique, et la phase de décharge lumineuse - *glow* - débute. Elle est proche de l'arc par ses caractéristiques quasi-stationnaire, avec cependant des températures de cœur (~3000K) et d'électrode plus « froides ». L'intensité est elle aussi moindre. Alors que tous les phénomènes allaient dans le sens d'un accroissement de I jusqu'à l'apparition de l'arc, elle chute à un ordre de ~100mA pendant le glow. La tension de maintien de l'étincelle est relativement faible en comparaison des potentiels nécessaires au claquage, quelques centaines de volts (~1000V). Malgré un faible rendement dû aux pertes thermiques notamment de la gaine cathodique, le plasma glow constitue la principale phase de transfert énergétique de la bougie vers les gaz. Cela est rendu possible par sa durée qui peut être prolongée sur plusieurs millisecondes.

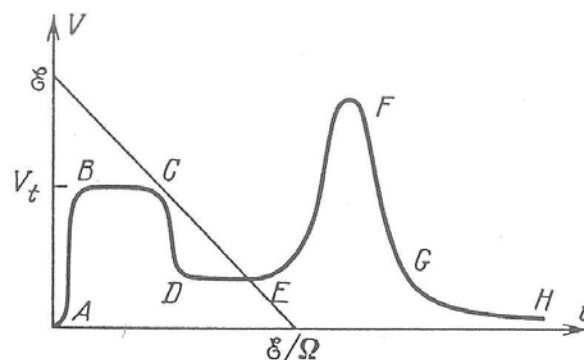


Figure I-22 : Caractéristique courant tension des différents états de l'étincelle [39].

Les caractéristiques des phases de plasma précédemment décrites sont tracées dans la

Figure I-22. La montée en tension et la faible intensité du pré-claquage est reconnaissable sur le segment [AB]. Il est suivi de la décharge Townsend [BC] avec son fort potentiel V et son intensité modérée. A un niveau maximal de I, l'arc [GH] ne nécessite qu'une tension très faible pour exister. Il est précédé par le passage à l'arc [FG] où la tension chute brutalement. Enfin, le glow est représenté par le plateau [DE] avec une intensité conséquente et une tension modérée.

b. Limites du rendement énergétique

La description des phases de l'étincelle et la présentation succincte des mécanismes qui les caractérisent sont un prérequis à la compréhension du rendement énergétique des décharges. Maly [38] fournit au moyen du **Tableau I-3** les ordres de grandeur des proportions utiles et des proportions perdues thermiquement pour les phases de claquage, d'arc et de glow. La première phase y apparaît beaucoup plus efficace que les deux suivantes, la faute particulièrement aux pertes restituées aux électrodes métalliques par conduction thermique. Lors de l'arc, ces pertes sont imputables au point chaud sur l'électrode. L'énergie est consommée pour la vaporisation du métal, puis la chaleur est conduite dans la bougie depuis le spot à plus de 3000K. Pendant la phase de glow, la gaine cathodique reste contre l'électrode, et en raison de sa température conséquente permet la fuite énergétique par conduction dans l'électrode.

	Breakdown	Arc	Glow
Radiation losses	<1%	≈5%	<1%
Heat conduction	≈5%	≈45%	≈70%
Total energy losses	≈6%	≈50%	≈70%
Total spark plasmaenergy	≈94%	≈50%	≈30%

Tableau I-3 : Répartition énergétique dans les 3 principales phases de l'étincelle [38].

En plus d'un rendement proche des 100%, l'action de la phase de claquage diffère de celles de l'arc et du glow. Alors qu'il s'agit essentiellement d'un échauffement du canal pour ces derniers, la phase de type Townsend ajoute la dissociation au plasma. Hors-équilibre, les électrons fortement accélérés par le champ E brisent des molécules pour ne laisser que des radicaux très réactifs. Malheureusement pour l'étincelle, l'essentiel de son énergie est libérée par le glow de rendement ~30%. Il semble alors logique que le rendement global d'une bougie conventionnelle navigue autour de cette valeur.

Le **Tableau I-4** donne un exemple de tels rendements. Agneray [40] y a consigné des niveaux d'efficacité globale en fonction de plusieurs paramètres, dont la nature et l'écartement des électrodes. Il montre que le rendement augmente particulièrement avec la distance inter-électrodes. Leurs matériaux et leur diamètre jouent également un rôle. Pour illustrer, une électrode fine favorise le transfert énergétique vers les gaz, en limitant la possibilité de conduction thermique vers la bougie. Enfin, la présence d'une résistance interne grève évidemment la performance de celle-ci.

valeur moyenne sur 30 mesures équirépartie de 1 à 3.5bars en polarité positive, cathode à la masse					
type de bougie	C7YC	C7YC	C7YC	529LAN	E3F
résistance interne	sans	sans	sans	sans	sans
nature electrode de masse	Ni	Ni	Ni	Ni	Ni&Cu
nature ame	Ni&Cu	Ni&Cu	Ni&Cu	Ni	Ni
écartement	0,5	0,7	0,9	0,9	0.65-0.7mm
projection isolant	1	1	1	1	1
longueur électrode centrale	2	2	2	7	7
épaisseur ame	2,5	2,5	2,5	2,5	1
épaisseur electrode de masse	2,5	2,5	2,5	1,1	2,9
rendement moyen %	53	71	74	74	66
temps caractéristique moyen (ms)	2,58	4,39	5,54	6,3	7,2

type de bougie	C501PMC	C533PYP	RC533PYP
résistance interne	sans	sans	avec
nature electrode de masse	Ni&Cu	Pt&Ni	
nature ame	Pt&Ni&Cu	Pt&Ni	Pt&Ni
écartement	0,6	0,77	0,77
projection isolant	2,5	1,5	1,5
longueur électrode centrale	1,3	1	1
épaisseur ame	2	2	2
épaisseur electrode de masse	3 biseauté	3 biseauté	3 biseauté
rendement moyen %	45	66	33
temps caractéristique moyen (ms)	4	8	5

Tableau I-4 : Sensibilité du rendement énergétique de bougies selon la configuration de leurs électrodes [40].

2. Plasmas hors-équilibre

a. Principe et action des Streamers

Le premier paragraphe a montré que les phases de l'étincelle ne présentent pas toutes le même intérêt. La période hors-équilibre du plasma, la décharge de type Townsend, a l'avantage de posséder un rendement énergétique beaucoup plus élevé, proche des 100%. Elles entrent dans la catégorie des plasmas dit « froids ». En effet, l'énergie y est avant tout portée par les électrons - température électronique de plusieurs dizaines de milliers de Kelvin -, alors que les noyaux atomiques ne s'échauffent que très peu. Ce déséquilibre limite les possibilités éventuelles de diffusion thermique vers l'environnement du plasma. L'action électronique présente également l'avantage d'avoir un effet chimique direct. Le bombardement par des électrons fortement accélérés brise les molécules, et crée des radicaux bien plus efficacement que la simple dissociation thermique. Les principes physiques qui viennent d'être évoqués sont rassemblés par Starikovskaia [41] dans le panorama qu'elle dresse des plasmas hors-équilibre et leurs applications.

L'utilisation d'un champ électrique très élevé est l'élément fondamental de l'accélération électronique qui vient d'être mise en avant. En portant l'électrode à une dizaine de kilovolts, dont le champ est renforcé par l'effet de pointe - rayon de courbure d'ordre

~100µm -, un mécanisme d'ionisation encore plus rapide apparaît. Ce mode de propagation, le Streamer, fonctionne à la manière d'une onde comme schématisé à la **Figure I-23**. Il est largement décrit expérimentalement par Tardiveau [42] au travers de ses branchements.

L'anode (+) de fort potentiel attire les électrons qui laissent derrière eux une région peuplée d'ions positifs immobiles. En remontant vers la pointe, ces électrons ionisent le milieu par collision, notamment en diffusant des photoélectrons (a). La zone positive restante induit un accroissement local du champ électrique, et joue le rôle d'une anode virtuelle (b). Cette dernière attire à son tour de nouveaux électrons qui viennent pour la compenser, mais libèrent une nouvelle zone positive (c). Par ce mécanisme, la tête de l'onde, la zone d'ions positifs, se propage de proche en proche en faisant remonter des cascades électroniques vers l'anode. Elle laisse derrière elle un canal ionisé mais globalement neutre selon le même principe que le dard vu précédemment.

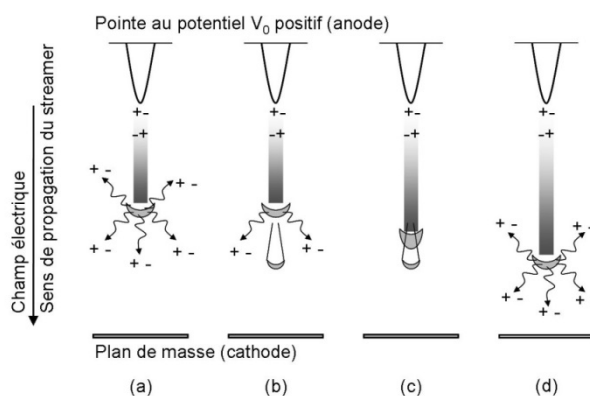
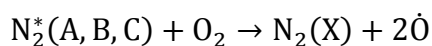


Figure I-23 : Schéma de principe du mode de propagation Streamer [48].



Équation I-9 [45]

Lorsque la pointe est portée à un fort potentiel négatif, elle repousse les électrons et libère la zone positive proche de la pointe. Cette configuration fait écran au champ électrique, et le streamer négatif (Trichel) se développe moins que son homologue positif. Cependant ici, l'électrode n'absorbe pas les électrons libres, et peut même au contraire en libérer une petite quantité.

D'un point de vue plus global, l'utilisation d'un plasma hors-équilibre traduit la volonté de ne pas se limiter au simple effet thermique, mais d'y adjoindre un effet chimique. Cette aspect est souligné par Gaivoronskii [43] qui n'estime - par modélisation - le réchauffement dû à la propagation du streamer qu'à quelques dizaines de Kelvins. Cinétiquement, plusieurs auteurs [38] [44] [48] soulignent le rôle de l'azote, soit par sa forme radicalaire N^* , soit par le diazote excité N_2^* . Les radicaux O^* sont formés selon le principe donné à l'**Équation I-9** tiré de [45]. Ces radicaux catalysent la réaction qui débute donc grâce à l'excitation par le bombardement électronique. Les intermédiaires de réaction CH^* et OH^* apparaissent

rapidement, témoignant de l'existence d'une flamme.

Pour résumer, le plasma hors-équilibre aux propriétés d'allumage avantageuses correspond à la phase transitoire d'établissement d'une décharge électrique. L'astuce va donc être de trouver le moyen de le maintenir en perpétuel établissement, ou de l'empêcher d'atteindre l'équilibre thermique.

b. Solutions techniques

❖ Arc entravé

L'arc entravé a été étudié et utilisé pour initier la combustion de prémélange par Jaffrezic [46]. Le principe en est d'empêcher, d'entraver, le passage complet à l'arc. Pour y parvenir, l'impédance du circuit d'alimentation de l'étincelle est exacerbée de façon à limiter le passage du courant. Ce faisant, le plasma se réchauffe moins, et les possibilités de point chaud en sont réduites d'autant. Tout ceci concourt à diminuer les pertes thermiques de la décharge et à préserver l'électrode. La décharge s'arrête donc à l'étape de formation de l'arc, et reste bloquée à cet arc en devenir, représenté par le segment [FG] de la **Figure I-22**.

❖ Décharge couronne

La décharge couronne est une décharge diffuse exploitant le concept de Streamer. Elle est obtenue avec une électrode portée à très haute tension, plusieurs dizaines de kilovolts, et une distance importante de l'électrode de masse, au-delà de 10mm. La configuration retenue est souvent celle de pointe-plan, l'effet de pointe renforçant le champ électrique, et le montage est limité en courant. Des vagues successives de Streamers, réparties dans l'espace, se propagent en direction de la masse, sans l'atteindre. Le claquage ou pontage n'a pas lieu grâce la distance inter-électrodes importante, si toutefois la décharge n'est pas maintenue plus de quelques millisecondes. En revanche, ces freins physiques qui bloquent l'établissement d'une étincelle, limite l'usage de la décharge couronne aux faibles pressions.

❖ DBD

La Décharge à Barrière Diélectrique reprend dans son principe la limitation d'intensité afin de maintenir froid le plasma. Cette fonction est ici assurée par un isolant ou un semi-conducteur interposé entre les deux électrodes. Seuls les avalanches électroniques et les Streamers ont la possibilité de s'établir, le diélectrique bloque tout passage important de courant, interdisant un éventuel échauffement ou équilibre thermique nécessaire à la transition vers les étapes suivantes du plasma. Dans la pratique, une des deux électrodes est recouverte de céramique par exemple, pour générer la DBD. Ce type de décharge est courant pour la production d'ozone O₃. Mintoussov [47] l'utilise de manière pulsée pour augmenter la limite de soufflage d'une flamme pauvre.

❖ Décharge nano-impulsionnelle

La décharge nano-impulsionnelle utilise la capacité du gaz à supporter une surtension, supérieure au seuil de claquage habituel, lorsque le champ électrique n'est appliqué que très brièvement, sur quelques nanosecondes [48]. En effet, lors de la formation (par étape) du plasma, le passage au claquage demande un certain temps d'induction, certes très court (~10ns). En appliquant une montée en tension extrêmement rapide (plusieurs kV/ns), les électrons sont fortement accélérés, les streamers se propagent, et le milieu est ionisé par des vagues d'ionisation rapides sans pour autant qu'il ne claque. L'équilibre thermique n'a aucune chance d'être atteint dans le plasma, dans la mesure où le champ électrique est coupé au bout de quelques nanosecondes. La brièveté de cette impulsion ne permet pas en revanche de déposer suffisamment d'énergie. Le processus est alors répété à très haute fréquence (fréquence radio ~Mhz) pour obtenir un effet. Cette Décharge Nano-impulsionnelle RF (Radiofréquence) est utilisée par Pilla [49].

c. Combustion assistée par plasma froid

Les décharges hors-équilibre sont envisagées pour élargir les domaines d'utilisation de certaines combustions. En principe, la vitesse fondamentale de flamme associée à un mélange limite plusieurs facteurs comme la richesse ou la vitesse des gaz dans les moteurs aérobies. Le prétraitement par un plasma stabilise alors les flammes de prémélange qui autrement ne se maintiendraient pas ou mal.

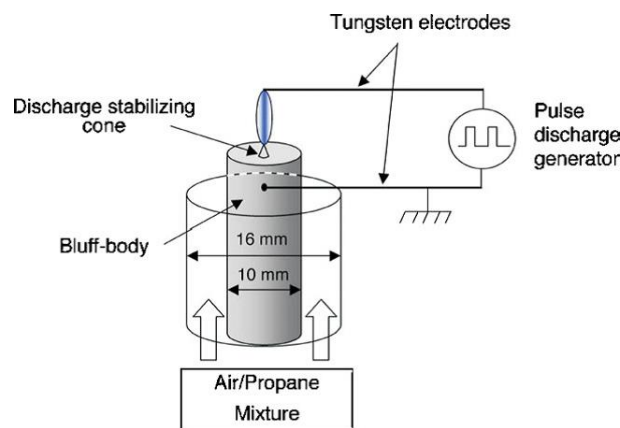


Figure I-24 : Schéma de brûleur coaxial de Pilla [49] avec les électrodes de décharge.

Pilla [49] applique ce concept sur un brûleur coaxial de laboratoire pour la combustion d'un prémélange propane/air - **Figure I-24**. Au milieu du conduit, l'anode (~kV) de la décharge nano-impulsionnelle employée est placée en vis-à-vis de l'accroche flamme qui devient la masse. La décharge agit sur les gaz en recirculation derrière l'accroche flamme. Avec elle, l'auteur parvient à abaisser les seuils des différents régimes de flammes. Sans assistance, et pour une richesse inférieure à ~0,8 ou une vitesse des gaz trop importante, le front de flamme est instationnaire, voire incomplet et peut éventuellement s'éteindre. Le

plasma, en produisant de l'oxygène atomique dans la zone de recirculation, crée une pré réaction qui abaisse les seuils de transition vers les domaines instationnaires ou d'extinction. Avec l'augmentation de sa fréquence de répétition, en rapport avec le temps de séjour derrière l'accroche flamme, le plasma possède des régimes qui parviennent à craquer les molécules de carburant. En effet, Pilla observe une grande quantité de OH^\bullet en présence des décharges [50].

La combustion assistée par décharge hors-équilibre tire également son origine de perspectives pour l'aéronautique. L'idée de base - très proche - y est de maintenir une flamme stable dans un écoulement très rapide et pauvre en carburant. Dans cette optique, Cappelli [51] étudie la stabilisation par des décharges nanoseconde pulsées ($\sim 15\text{ns}$, $\sim 10\text{kV}$, $\sim 30\text{kHz}$) d'écoulements parallèles très rapides (supersoniques) prémélangés ou partiellement prémélangés, et fortement dilués. La difficulté réside dans l'antagonisme entre la vitesse d'écoulement et la vitesse fondamentale de flamme du mélange impliqué. En effet, dans un écoulement extrêmement rapide et/ou très pauvre en carburant, la flamme est soufflée voir au mieux très instable (intermittente). Au travers de la **Figure I-25**, l'auteur [52] explique parvenir à stabiliser la combustion d'un écoulement de gaz frais 20 fois plus rapide que la vitesse fondamentale de flamme associée, grâce à l'émission d'électrons non-thermiques - plasmas hors-équilibre. D'après lui, 80% de l'énergie de ces électrons extrêmement excités (température électronique $\sim 10^5\text{K}$) sert à la dissociation des molécules. La décharge génère une préflamme riche en radicaux excités en amont de la flamme principale et qui pilote celle-ci. L'impossibilité pour les radicaux de survivre suffisamment pour agir directement sur la flamme principale lui fait remarquer qu'ils produisent à la place des métastables CO et H_2 . Il en conclut [53] que la préflamme engendrée par la décharge hors-équilibre fonctionne comme un réformateur à hydrogène pour maintenir une combustion stable et suffisamment rapide.

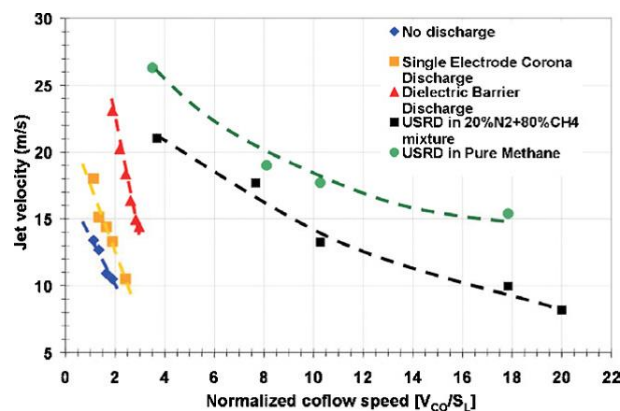


Figure I-25 : Effet promoteur de plasmas hors-équilibre sur les vitesses de soufflage de flamme - SECD : Single Electrode Corona Discharge - USRD : Ultra-Short Repetitively Pulsed Discharge [52].

Au contraire, d'autres comme Leonov [54] attribuent l'effet direct du plasma froid aux seuls radicaux. Celui-ci explique par exemple que, dans des écoulements supersoniques non-prémélangés, le plasma stimule la première phase cinétique de la combustion en deux étapes.

Revenons enfin à Starikovskaia [55] au travers des résultats de la **Figure I-26**. Dans

tube à choc, les délais d'autoinflammation d'une charge homogène de méthane/air/argon est réduit par l'utilisation de décharges nanosecondes.

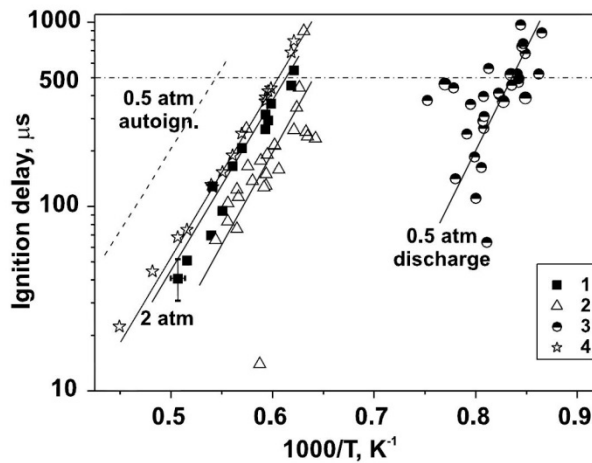


Figure I-26 : Délais d'autoinflammation en fonction de la température des gaz frais - 1 : autoinflammation à 2atm - 2 : allumage à 2atm avec décharge - 3 : allumage à 0,5atm avec décharge - 4 : autoinflammation à 2atm (calculé) - pointillés : autoinflammation à 0,5atm (calculé) [55].

3. Caractérisation de la décharge RF Renault

Le paragraphe qui suit reprend dans ses grandes lignes les travaux de Auzas [56] sur le prototype d'allumeur radiofréquence de Renault. Le fonctionnement de ce prototype, avec lequel les expérimentations de la présente thèse vont être menées, sera expliqué au Chapitre II. L'objet est ici de décrire le plasma qu'il génère.

La pointe de l'électrode impose un champ local de $\sim 5 \cdot 10^7 \text{V/m}$ pour ioniser le milieu via une tension alternative à 5MHz d'amplitude $\sim 10 \text{kV}$. Ce principe permet de toujours établir des Streamers sans même avoir besoin de contre-électrode. L'initiation a lieu sur une alternance négative, quand l'électrode a tendance à émettre des électrons, puis le développement de la décharge se fait surtout sur les phases positives. Elle se conserve sur les phases négatives. La structure ramifiée se conserve de cycle en cycle, et croît jusqu'à atteindre une expansion maximale. A partir de cet instant, les canaux des streamers commencent à chauffer par leur entretien, et les neutres se stabilisent à $\sim 1700 \text{K}$.

La **Figure I-27** montre l'évolution de la décharge sur un cycle une fois l'établissement réalisé. Alors que la tension est positive et quasiment maximale, les cascades électroniques remontent vers la pointe et se propagent (a & b). Au sommet de tension, les streamers ont développé une ramification complexe (c). Avec le potentiel revenant à zéro, les avalanches cessent à partir de la pointe, et la vague de disparition se propage vers l'extérieur (d & e). Sur l'alternance négative, les électrons sont repoussés, et les Streamers peinent à se développer (f & g). Il faut avoir passé la tension négative minimale pour qu'apparaisse la structure trichel qui reste modeste (h). Enfin, les streamers disparaissent dès que le signal revient vers zéro (i).

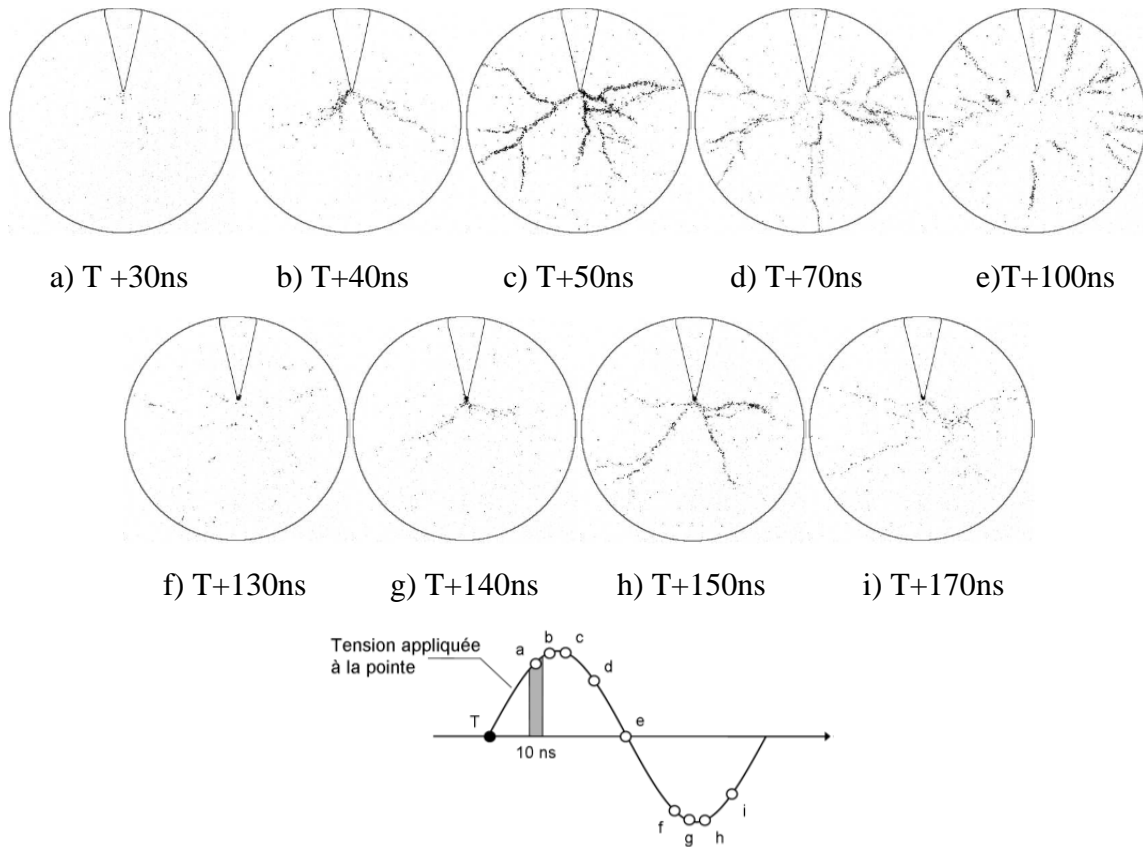


Figure I-27 : Evolution de la décharge sur une période dans la phase stationnaire [56].

La structure ramifiée de la décharge est très sensible à la pression des gaz dans lesquels elle s'établit. Les clichés de la **Figure I-28** montre qu'elle se réduit progressivement sur elle-même entre 1bar et 7bar. Avec la pression, les filaments se plissent et se raccourcissent. La structure se simplifie, très peu de branchements (ramifications) sont conservés.

A haute pression, la décharge se thermalise, provoquant l'évolution du violet vers le blanc due à l'émission supplémentaire de photons. En effet, aux fortes densités de particules, la température d'équilibre dans les filaments augmente et dépasse les 2000K.



Figure I-28 : Forme de la décharge à 1bar, 3bar, et 7bar [56].

Une évolution similaire existe dans le temps pour une pression donnée, comme l'illustre la frise de la **Figure I-29**. Comme précédemment, les filaments raccourcissent, prennent un aspect tortueux, et les ramifications disparaissent. Ce dernier aspect s'explique par la tendance

à alimenter en priorité les branches les plus fortes. Celles-ci sont plus chaudes, conduisent donc plus facilement le courant, et consomment par conséquent toute l'énergie au détriment des ramifications naissantes.

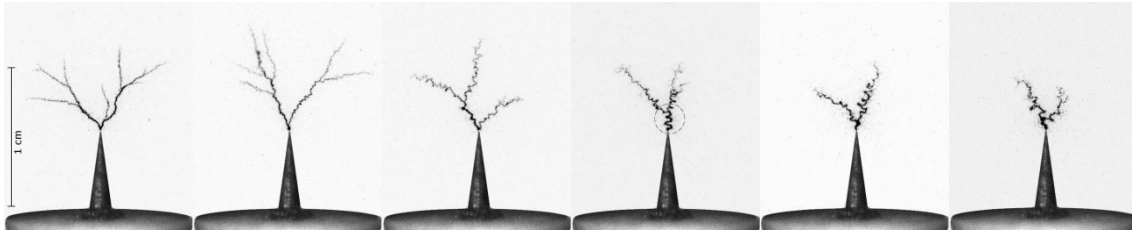


Figure I-29 : Evolution temporelle de la décharge à 15bar à 10µs, 20µs, 40µs, 60µs, 80µs, et 100µs après le déclenchement [56].

L'évolution du champ électrostatique locale explique le plissement progressif. La décharge est la raison de sa propre déformation. Les irrégularités des filaments créent des déséquilibres dans le champ induit, qui à leur tour prononcent un peu plus les déformations. La **Figure I-30** schématise comment le rayon de courbure influe sur le champ en faveur de la torsion.

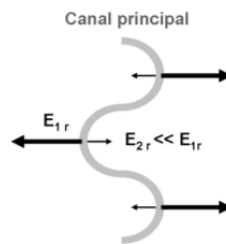


Figure I-30 : Schéma de principe du plissement électrostatique de la décharge [56].

Auzas étudie l'influence de tension appliquée à la pointe sur la forme de la décharge. La **Figure I-31** quantifie et illustre visuellement la configuration des filaments pour une pression donnée de 5bar. Le claquage se situe entre 8kV et 9kV, puis le filament au début unique s'allonge avec la montée en tension. A 13kV, alors qu'elle mesure environ 1cm, la décharge commence à se ramifier. La longueur individuelle des filaments croît lentement, car le champ électrique n'est pas uniforme et se diffuse dans l'espace en s'éloignant de l'électrode. La croissance en cumulé de la décharge se fait donc essentiellement par les ramifications au-dessus du seuil multi-filamentaire. Le développement total est alors beaucoup plus prononcé (pente de la courbe), et atteint les 8cm.

Le même comportement est visible à la **Figure I-32** rapporté ici en puissance injectée à la pointe dans la décharge. Le seuil de transition vers la forme multi-filamentaire se situe à 50W. La décharge de 8cm en cumulé est obtenue en fournissant ~320W. La densité de puissance n'est pas uniforme le long des filaments. Elle se répartit selon une distribution en exponentielle négative en fonction de l'abscisse curviligne.

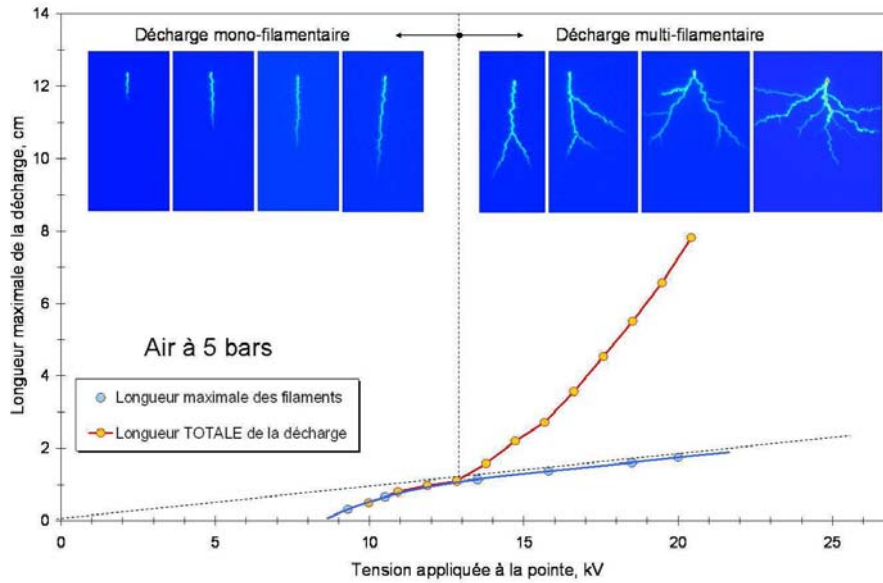


Figure I-31 : Caractérisation de longueur et de ramification des filaments en fonction du potentiel [56].

L'auteur a enfin étudié le déclenchement de la combustion par la décharge RF. Il constate la présence de radicaux CH^* et OH^* au sein du plasma. L'énergie minimale à fournir pour allumer augmente avec la diminution de la richesse, mais elle reste globalement plus faible que pour l'étincelle conventionnelle, car la barrière énergétique est rabaisée par la présence des radicaux (effet du plasma hors-équilibre). La **Figure I-29** montre des clichés de début de combustion et leur décharge associée pour deux pressions différentes.

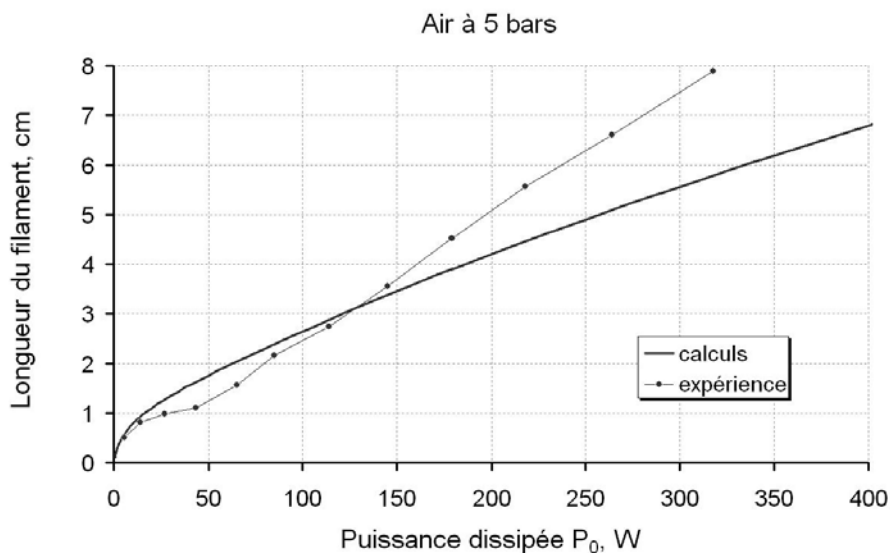


Figure I-32 : Influence de la puissance injectée sur la longueur totale de filaments [56].

L'inflammation suit les tracés des Streamers, mais n'a pas forcément lieu sur l'intégralité de ces derniers. En effet, il faut que la densité d'énergie locale soit supérieure au

seuil d'inflammabilité. Ce seuil se manifeste par l'abscisse maximale d'allumage sur le Streamer. Auzas établit un critère thermique minimal pour le déclenchement de la combustion à 1500K-1700K. La forme plus développée de la flamme à 7bar à la **Figure I-33** s'explique par la thermalisation du plasma - augmentation de la part du réchauffement dans l'énergie déposée - et de l'allumage avec la pression.

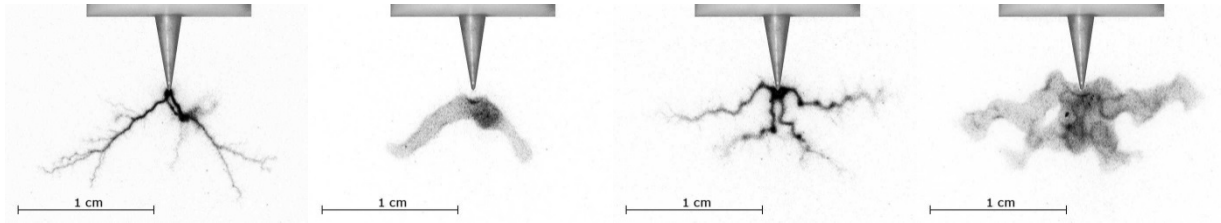


Figure I-33 : Visualisation en parallèle de la décharge et de l'allumage qu'elle déclenche, dans un mélange propane/air de richesse 0,56 à une pression de 5bar (à gauche) et de 7bar (à droite) [56].

D. BILAN BIBLIOGRAPHIQUE

Le premier chapitre a évoqué les principes physiques menant à l'autoinflammation. Les éléments de cinétique chimique y apportent un éclairage sur la sensibilité du phénomène. Il existe différentes nuances de mode de propagation de la combustion, allant de la simple flamme de diffusion, jusqu'à l'allumage thermique en masse. Le continuum entre ces modes autorise à évoluer de la combustion entre les différentes nuances, selon que la diffusion des espèces ou l'homogénéité thermique l'emporte. Dans l'optique d'un processus d'autoinflammation assistée par plasma, la combustion SICI panache plusieurs de ces modes, une flamme y précédant l'autoinflammation.

Dans une deuxième section, les MCR et les conditions d'expérience qu'elles offrent ont été abordées. Plus spécifiquement, les résultats aérothermiques relatifs à la machine utilisée pour les expérimentations de la présente thèse sont repris. Ils doivent permettre d'identifier les zones susceptibles de favoriser l'autoinflammation, et d'en connaître l'évolution temporelle.

La dernière partie se penche sur les décharges électriques, les mécanismes qui les animent, et leurs limitations énergétiques. Les plasmas hors-équilibre apparaissent alors comme une alternative efficace pour l'allumage ou l'assistance à la combustion. Quand les conditions du mélange réactif se montrent trop défavorables, ces décharges non-thermiques accélèrent les réactions chimiques par la création de radicaux et d'espèces excités. Enfin, est décrite l'action de la décharge RF Renault qui va assister les expérimentations d'autoinflammation de cette étude.

CHAPITRE II
ASPECTS EXPERIMENTAUX

A. LA MACHINE A COMPRESSION RAPIDE

1. Présentation générale, principe de fonctionnement

a. Origines et spécificités mécaniques

La Machine à Compression Rapide, dont il va être question tout au long de ce mémoire (cf. **Figure II-1**), a été développée en collaboration avec Akira Technologies, spécialement pour l'institut Pprime. Elle répond à une série d'exigences particulières, dont découlent sa forme et son fonctionnement. En effet, dès sa conception, elle devait résoudre la double problématique posée par le souhait de faciliter à la fois les observations diverses dans la chambre de combustion, tout en y combinant un fort taux de compression. En marge de cela, il était souhaité également que la compression reste très stable d'un tir à l'autre, et que l'évolution $V(t)$ soit proche de celle d'un moteur réel.



Figure II-1 : Vue générale de la MCR.

Les besoins de visualisations imposent donc une chambre de plusieurs centimètres, suffisamment haute, jusqu'à 50mm ici, ce qui induit une course de piston inhabituellement importante. Ainsi, pour s'approcher d'un taux de compression de 20, le déplacement dans le cylindre doit être de 420mm, pour une hauteur résiduelle au PMH de 22mm, alors qu'il ne dépasse pas les 100mm sur une machine conventionnelle.

Parce que la compression doit suivre un profil précis, et que l'amplitude du déplacement du piston est importante, il a été choisi d'actionner la MCR par le biais d'une grande came, elle-même lancée par une catapulte (cf. **Figure II-2**). Le principe de la compression reste simple : une fois la came(3) lancée horizontalement sur son rail(5) par la bielle(2), elle rencontre un galet solidaire de la tige verticale du piston, et pousse l'ensemble vers le haut, réalisant ainsi la compression du contenu de la chambre(7) et du cylindre(8). Par ailleurs, un vérin pneumatique(6) monté en parallèle du cylindre garantit le contact galet/came, assurant le suivi correct du profil de la came par plaquage. Le profil de came retenu reproduit la cinématique bielle-manivelle du piston dans un moteur à combustion interne (cf. **Figure II-3**).

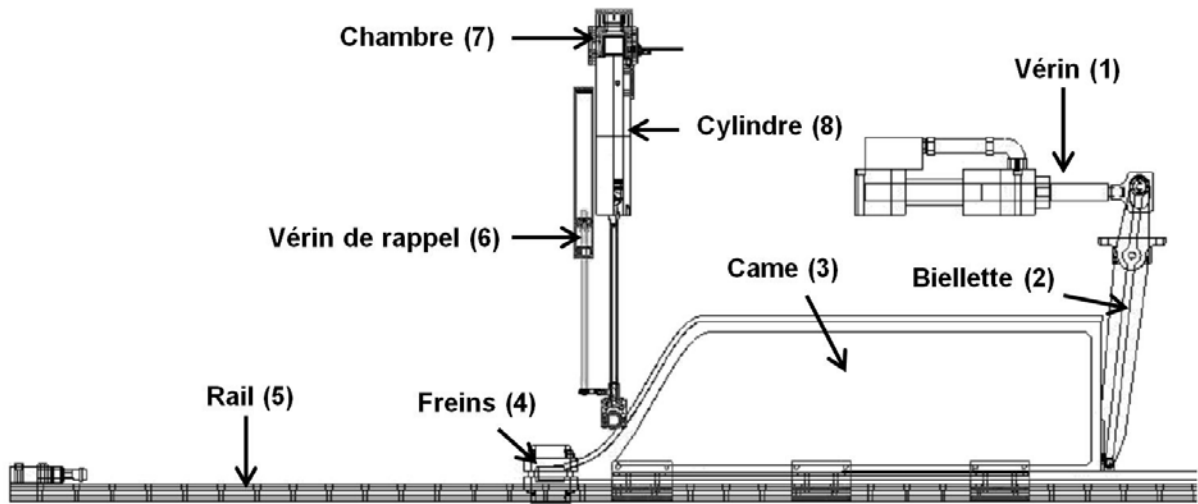


Figure II-2 : Schéma non-exhaustif de la MCR.

La came est une pièce métallique massive dont l'inertie garantit une vitesse de translation la plus constante possible, condition nécessaire à la maîtrise et à la reproductibilité de la compression. En effet, il est nécessaire de limiter le ralentissement causé par la résistance du piston ou par la pression élevée dans la chambre.

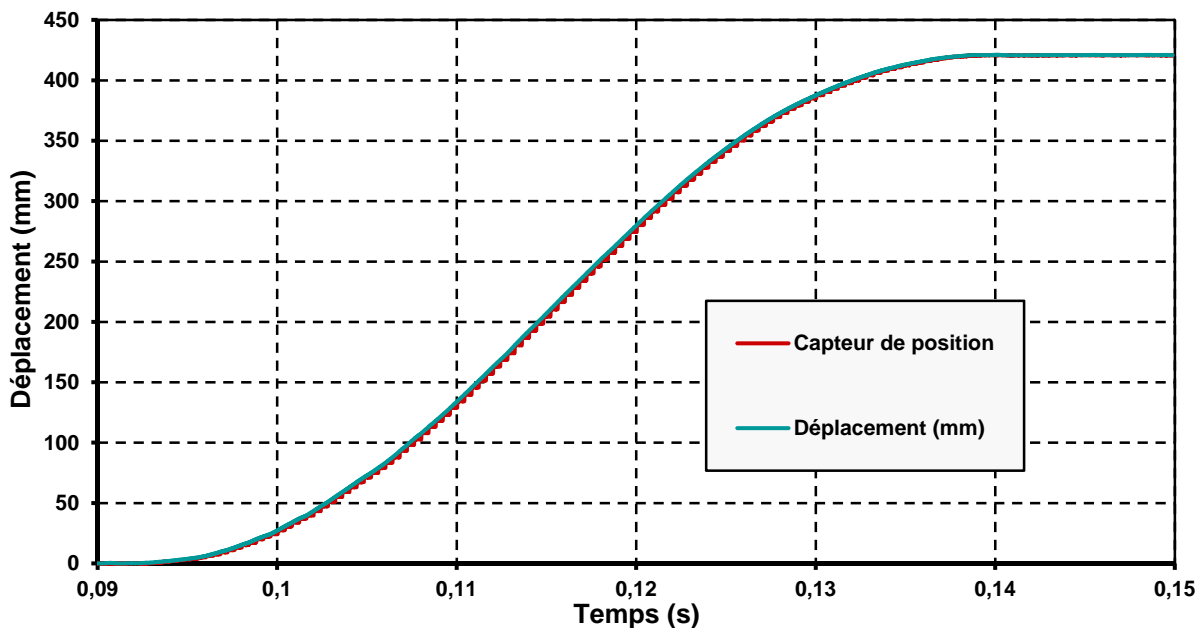


Figure II-3 : Profil temporel de compression.

La came ne peut pas être directement actionnée par un groupe hydraulique, car ses dimensions et l'ampleur des déplacements mis en jeu sont bien trop grands. Dans le cas présent, le groupe hydraulique visible à la **Figure II-4**, remplit la fonction de catapulte en lançant la came à 12m/s et permet une vitesse de piston de 20m/s comme décrit plus haut.

L'énergie à transmettre à la came et son chariot est telle qu'elle nécessite un important groupe hydraulique constitué en premier lieu d'un vérin principal(1), alimenté par un réservoir haute-pression, qui actionne le bras de la catapulte(2). Ce vérin est commandé par des servovalves, dont les vannes doivent être elles-mêmes actionnées par des électrovannes secondaires, en raison des efforts en présence (pression de 300 bars dans le réservoir).

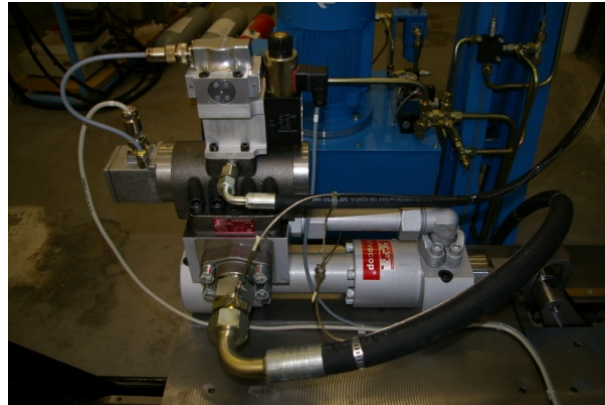


Figure II-4 : Actionneur hydraulique de la MCR.

Enfin, pour stopper le dispositif après l'expérience, des mâchoires munies de deux plaquettes chacune viennent pincer le chariot supportant la came (cf. **Figure II-5**). Ces freins sont alimentés par une source pneumatique (~50 bar), et sont déclenchés mécaniquement par le chariot. Un levier que son passage actionne, déclenche l'ouverture d'une vanne engendrant le serrage des mâchoires.

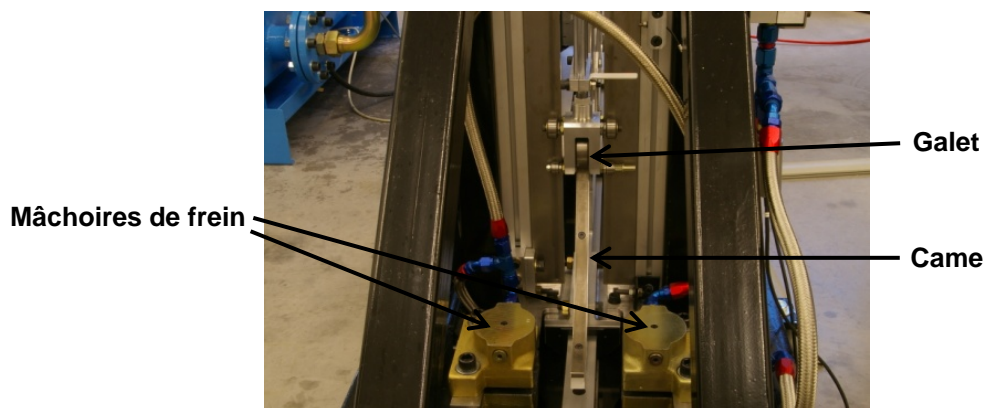


Figure II-5 : Détail des mâchoires de freins avec le passage de la came sous le galet.

Au moment de présenter la MCR, nous avons rappelé que cette machine devait faciliter les observations et autres diagnostics. A cette fin, la chambre de combustion a été munie d'un nombre variable de hublots, mais surtout, on a abandonné la forme circulaire du cylindre pour opter pour un piston carré : on s'affranchit ainsi des anamorphoses rencontrées dans les moteurs transparents, ce qui autorise des visualisations dans les trois dimensions.

b. Configurations physique et optique de la chambre

La MCR a été imaginée de façon à être modulable, que ce soit pour simuler différentes conditions d'expérience, ou permettre plusieurs sortes de diagnostics. Nous avons ainsi tout d'abord la possibilité de changer la forme de la came, et de passer alors d'une compression simple à une compression-détente (cf. **Figure II-6**). Le fonctionnement de la machine reste le même, seul le profil monté sur le chariot est modifié. Cela autorise l'utilisateur à choisir quel travail il souhaite appliquer aux gaz contenus dans le cylindre. A noter que le vérin de rappel évoqué précédemment, qui assure le contact galet-came, prend d'autant plus d'importance dans le cas d'une compression-détente.



Figure II-6 : Came au profil de compression simple (superposé à un profil de compression détente).

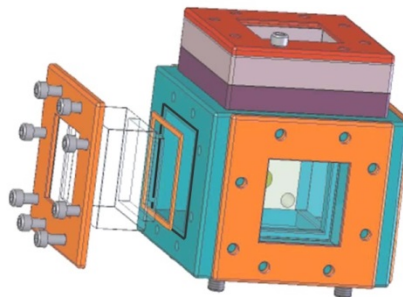


Figure II-7 : Assemblage sous CAO de la chambre de combustion.

A l'exception du changement de profil de came, l'essentiel des adaptations que nous aurons à faire dans le cadre de cette étude auront lieu au niveau de la chambre de combustion dessinée à la **Figure II-7**. Celle-ci se compose d'un cadre formant un cube intérieur de 50mm de côté, la chambre de combustion à proprement parlé, sur lequel se monte différentes faces. Ainsi sur cinq des six côtés que compte ce cube (un côté est en contact avec la face supérieure du cylindre de la MCR et voit donc passé le piston), on peut monter au choix une face simple, une face avec hublot, ou une face équipée. Les éventuels hublots sont en quartz ou en saphir, selon le spectre de transmission et la résistance mécanique souhaitée. Nous utiliserons exclusivement les hublots saphirs, pour leur solidité et leur faible épaisseur. D'autre part, au moins une des faces est équipée afin de pouvoir remplir la chambre, et recevoir des capteurs

pour les mesures de pression ou de température. Enfin, la face supérieure de la chambre reçoit une culasse pour fixer le taux de compression. Nous avons à notre disposition un jeu de culasses de différentes hauteurs qui, associées à un système de cales, réduit plus ou moins la taille du volume mort de la chambre, déterminant alors le rapport volumétrique. Nous disposons également d'une dernière culasse comportant un perçage fileté dans le but d'accueillir une bougie standard ou d'autres dispositifs d'allumage.

2. Contrôle et acquisition

L'ensemble des opérations de contrôle commande et d'acquisition des données physiques sont remplies par un unique ordinateur photographié à la **Figure II-8**. Il est pour cela muni d'une carte d'Entrées/Sorties *National Instrument 6259* qui va à la fois gérer le déclenchement de la catapulte, et l'acquisition des données transmises par les capteurs installés sur la machine. Une routine LabView développée spécifiquement pour la machine sert d'interface pour toutes ces tâches opérées donc numériquement.

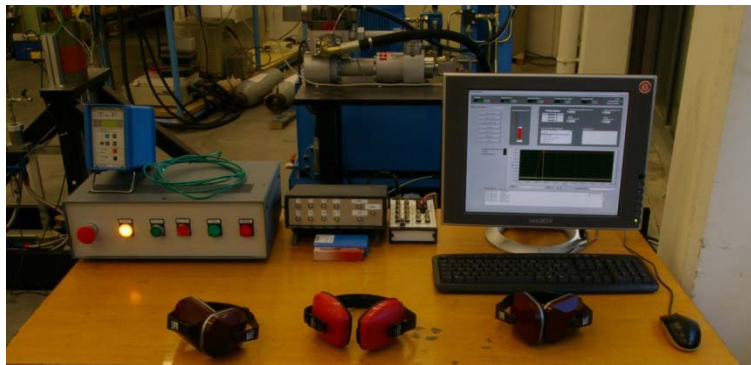


Figure II-8 : Poste de contrôle et d'acquisition de la MCR.

Le contrôle du groupe hydraulique, et donc le déclenchement de la catapulte ordonné par l'ordinateur, se font via le boîtier électrique commandant pompes et servovalves. Pour ce qui est des acquisitions, nous disposons de multiples entrées sur la carte de l'ordinateur. La pression dans la chambre, la position du piston, et la température en constituent les principales données. Le déplacement du piston est mesuré par un système *Micro Epsilon Opto NCDT* d'une résolution apparente de 0,5mm, dont le laser se réfléchit sur une plaque métallique solidaire de la tige. La pression nous est quant à elle donnée par un capteur piézo-électrique *Kistler 601A* couplé à un amplificateur de charge de même marque modèle *5011B10*. La précision de la chaîne de mesure de pression est de 1,5bar. La carte E/S permet également de relever les différents créneaux affectés aux autres diagnostics (notamment optiques), et aux systèmes d'allumage. Enfin, un thermocouple installé dans la masse de la face équipée nous donne une image de la température de paroi de la chambre.

3. Mélanges réactifs

a. Préparation

L'ensemble des mélanges que nous utilisons, sont au préalable préparés et stockés sous pression dans des bouteilles de 10, 20, voir 50 litres. La méthode de préparation suit le principe des pressions partielles, ce qui implique l'utilisation d'un capteur de pression parfaitement calibré.

En premier lieu, le ou les carburants sont introduits dans la bouteille préalablement. Si ces carburants se présentent sous forme liquide aux conditions standards (notamment l'Isococtane et le N-heptane ici), ils sont injectés au moyen d'une seringue au travers d'une capsule hermétique : on veille alors à ce que la quantité de carburant injecté n'entraîne pas un dépassement de leur pression de vapeur saturante respective. L'air qui est ensuite ajouté est de l'air sec issu du compresseur du laboratoire ou de l'air synthétique, lui aussi stocké en bouteilles. Enfin, il reste possible de compléter le mélange par une fraction d'azote et/ou d'argon, afin de simuler en première approche la dilution consécutive à l'utilisation d'EGR.

Pour les mélanges susceptibles d'être utilisés sur un grand nombre d'essai, comme pour les recherches de sensibilité ou de statistiques par exemple, on favorise les grandes contenances notamment les bouteilles de 50L. Ces bouteilles autorisent plus d'une centaine de tirs avec la MCR, tout en limitant l'effet de l'incertitude dans la composition, et la fluctuation due à la répétition de préparation du mélange. En effet, malgré la méthode des pressions partielles, l'incertitude sur la richesse lors de la préparation atteint les 6%. Cette incertitude relative est calculée en se basant sur l'hypothèse d'une amplitude de 1mbar pour la mesure de la pression partielle du carburant - précision du capteur de pression utilisé pour la préparation des mélanges. Le détail du calcul ainsi que son application numériques sont données à l'**Équation II-1**.

$$\frac{\Delta\phi}{\phi} = \frac{\Delta z}{z} = \frac{\Delta p_{\text{carburant}}}{p_{\text{carburant}}} = \frac{1\text{mbar}}{17\text{mbar}} \approx 6\%$$

Équation II-1

Il est donc intéressant d'avoir à refaire le moins souvent possible le mélange, afin de limiter l'impact de cette incertitude, et garder des éléments de comparaison sur la durée des expérimentations.

b. Utilisation

Avant d'utiliser les mélanges, l'opérateur s'assure de leur homogénéité. Au vue des caractéristiques des composés (diffusivité des carburants liquides ou carburant gazeux) que nous utilisons, un intervalle d'une heure est suffisant pour que les effets de la diffusion homogénéisent naturellement les gradients d'espèces. Nous nous en assurons par le calcul effectué à l'**Équation II-2**, d'après [57]. L'homogénéisation mécanique par une mise en

rotation de la bouteille pendant une minute avant utilisation assure en plus l'absence de stratification.

$$t = \frac{0,04 \times \text{Pression} \times \text{Hauteur}^2}{\text{Diffusivité}} = \frac{0,04 \times 4 \times 0,2^2}{0,2} \approx 0,77h$$

Équation II-2

Pour introduire le mélange ainsi préparé dans la MCR, on utilise les vannes présentes sur la face équipée de la chambre. L'ensemble se compose d'une vanne quart-de-tour doublée d'une vanne boisseau qui comble le passage par lequel les gaz peuvent entrer dans le cylindre, et ainsi éviter toute cavité dans la paroi. Après avoir bien assuré le vide, la chambre de combustion est remplie avec le mélange préparé dans la bouteille. On contrôle ensuite la pression dans le cylindre grâce au capteur monté sur la ligne d'alimentation. Il s'agit d'un capteur statique *MKS Baratron 220DA* d'une précision de 2mbar.

B. DECHARGES ELECTRIQUES

1. Décharges thermiques

a. Bougies

Les décharges conventionnelles utilisées couramment pour l'allumage de mélanges carburés sont qualifiées de "thermiques". Le plasma engendré ayant atteint son équilibre y est pleinement établi (Glow). Ainsi, l'énergie portée par les électrons dispose de suffisamment de temps pour être transmise aux molécules du mélange, ce qui conduit à leur échauffement. L'effet de la bougie est donc essentiellement thermique. Les électrodes fournissent l'énergie considérée, à laquelle se soustrait celle consommée notamment par la gaine cathodique qui concentre la plus grande densité de puissance.



Figure II-9 : Bougie à décharge surfacique avec céramique interélectrode de 3mm.



Figure II-10 : Bougie conventionnelle à électrode déportée.

Plusieurs types de bougies sont à disposition, dont une à effet surfacique qui autorise une distance interélectrode plus grande. Dans le modèle *EYQUEM R42* de la **Figure II-9**, la céramique sépare les deux électrodes de 3mm, tout en permettant une propagation plus longue que dans l'air grâce à une meilleure permittivité (~ 8). Un tel gap augmente la tension d'arc, et par là l'énergie déposée. Cependant, le choix définitif se porte sur une bougie à électrodes déportées photographiée à la **Figure II-10**. Il s'agit d'une bougie CHAMPION spécialement modifiée pour les besoins de l'institut. Grâce au rallongement de 20mm de ses électrodes, ce dispositif déclenche un arc - thermique - proche du centre de la chambre. La distance interélectrode se règle de quelques centaines de micromètres à des valeurs au-delà du millimètre.

b. Alimentation

Nous disposons de trois solutions technologiques pour alimenter la bougie. Elles correspondent chacune à un type de boîtier d'alimentation.

❖ Boitier capacitif

L'énergie qui va être à l'origine de la décharge y est stockée dans le condensateur - $E_c = \frac{1}{2}CU^2$. Celui-ci est chargé grâce à l'alimentation de 400V. Lorsque le boitier reçoit le créneau de déclenchement, l'interrupteur se ferme, et la capacité - en rouge sur la **Figure II-11** - se décharge, créant un courant soudain dans la bobine du primaire. La tension aux bornes de cette self est grande - la tension impose la vitesse de croissance du courant $U_L = L \cdot di/dt$ -, et va être multipliée par le rapport du transformateur n (~ 70). Cela concourt à atteindre la tension de claquage au niveau de l'électrode de la bougie en sortie du secondaire.

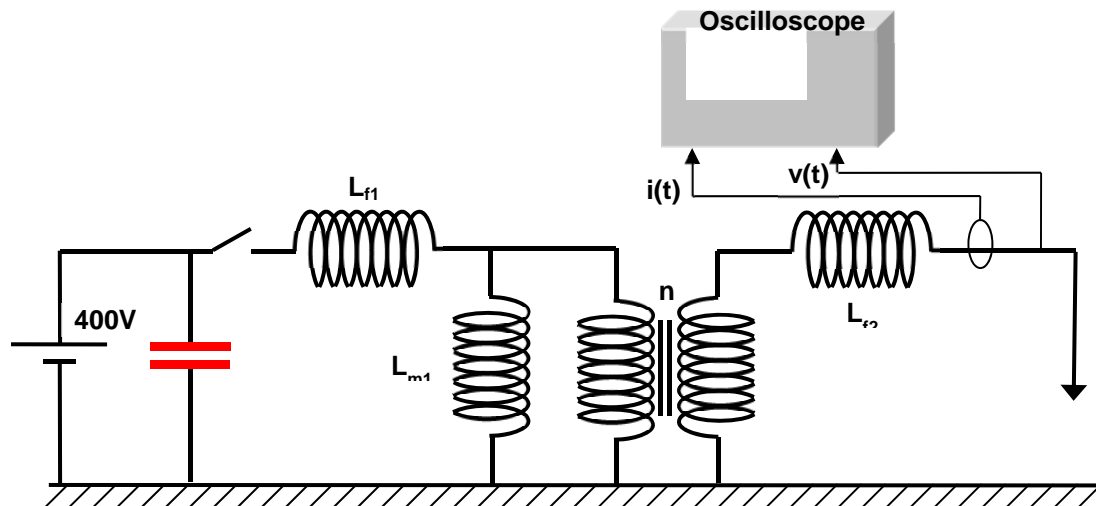


Figure II-11 : Schéma électrique de principe du boitier capacitif.

Cette technologie de boîtiers fournit des décharges très brèves. L'énergie fournie à la bougie est mesurée au moyen de sondes haute-tension et de courant - toutes deux de marque *LECROY* comme l'oscilloscope - placées à son entrée. On notera qu'il s'agit bien de l'énergie consommée et non de l'énergie déposée dans le gaz, un rapport de rendement reliant les deux (cf. Chapitre I-C-1-b).

❖ Boitier inductif

L'énergie à l'origine de la décharge est ici emmagasinée dans la self du primaire. A la sortie de ce dernier se trouve un interrupteur de type MOSFET qui se ferme lorsqu'arrive le front montant du créneau de déclenchement. Le circuit primaire ainsi fermé permet la charge de la bobine, qui est parcourue par un courant 12V de forte intensité. Au front descendant du créneau, le MOSFET se rouvre. Pour couper le courant au primaire, il faut absorber l'énergie stockée dans l'inductance de fuite - $\frac{1}{2} L_{f1} \cdot I^2$ - ce pourquoi la diode Zener est installée. Une fois terminé, la Zener se referme et l'énergie contenue dans l'inductance magnétisante - $\frac{1}{2} L_{m1} \cdot I^2$ - est transférée au secondaire par le biais du transformateur idéal représenté à la **Figure II-12**. Le rapport de transformateur n et l'obtention du pic de tension dans le secondaire restent analogues au cas précédent, avec toujours comme finalité le claquage au niveau de la bougie.

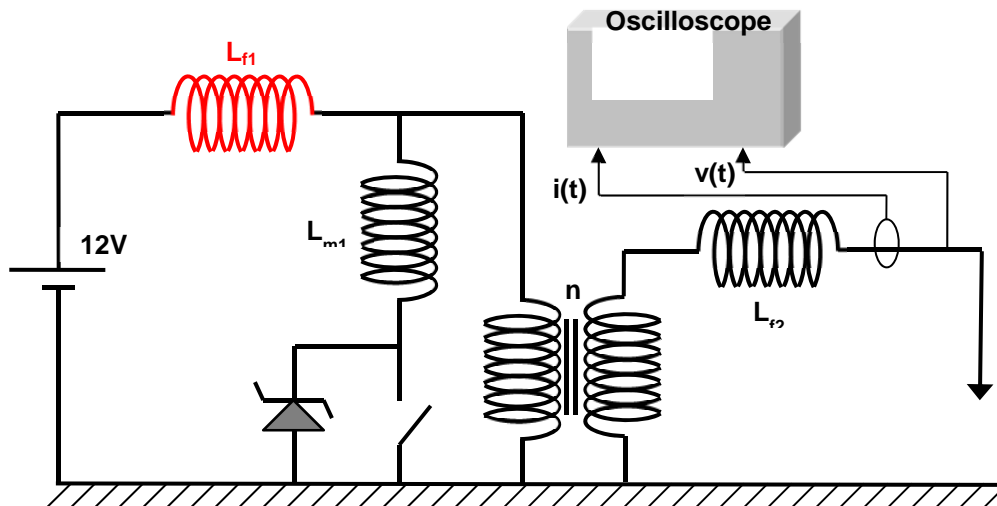


Figure II-12 : Schéma électrique de principe du boîtier inductif.

Le montage inductif autorise des décharges plus longues. L'énergie peut être modulée en chargeant plus ou moins longtemps la self. Il suffit pour cela de régler le temps d'ouverture du MOSFET, lui-même directement lié à la durée du créneau du signal de déclenchement généré par la commande de la MCR. L'énergie fournie en entrée de la bougie se calcule de la même manière, avec la sonde de courant et la sonde haute tension.

❖ Boîtier haute-énergie

Ce boîtier a été spécifiquement conçu dans le but de produire des arcs de très grande énergie, en comparaison des niveaux constatés pour les décharges avec boîtiers conventionnels. Dans le cas présent, le dispositif permet d'atteindre plusieurs Joules - contenue dans 4 grosses capacités de $1000\mu\text{F}$ chacune - au lieu de la centaine de millijoules que fournissent au mieux les deux précédentes configurations de boîtiers. Pour y parvenir, le montage électronique se compose de deux grandes parties.

La première, sur la partie gauche - zone jaune - du circuit schématisé à la **Figure II-13**, est assimilable au montage capacitif précédent. Les 200 volts accumulés dans la capacité bleue se déchargent dans la bobine primaire à la fermeture de l'interrupteur, elle-même déclenchée par un trigger. Cela induit dans la bobine secondaire un fort potentiel qui dépasse la tension de claquage de l'électrode. Les 200V de départ sont multipliés par un facteur de transformateur 70, pour atteindre 14kV au niveau de la bougie (tension de claquage de plusieurs kilovolts). La première partie du boîtier établit ainsi un arc.

La seconde fonction du boîtier, remplie par la partie droite - zone verte - est de délivrer une grande quantité d'énergie à la décharge. Une fois l'arc initié, la tension chute à une centaine de volts (tension d'arc). Le second interrupteur de type MOSFET se ferme et permet aux quatre grosses capacités - rouges - d'alimenter abondamment en courant cet arc, sous 200V, lui permettant de ne pas s'effondrer. Une diode empêche le courant de remonter dans la bobine secondaire et d'interférer avec la première partie du circuit.

Afin d'ajuster l'énergie fournie à l'arc, il suffit de moduler la durée de fermeture de l'interrupteur MOSFET. De cette manière, la durée de la décharge se définit comme la durée de l'impulsion crête en entrée de ce dernier. L'énergie apportée par la première partie du circuit est supposée négligeable face au 80 Joules - $\frac{1}{2} \times 0,004 \times 200^2$ - potentiellement contenus dans les quatre capacités parallèles. La première partie se limite à faire claquer la décharge. Cette énergie est mesurée à l'entrée de la bougie par la sonde haute tension et la sonde à effet Hall.

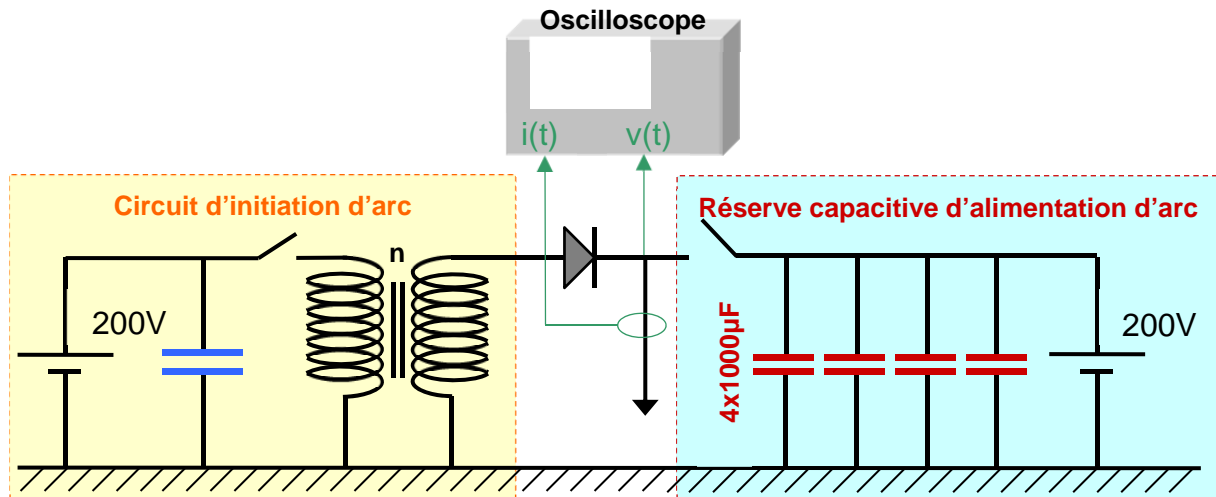


Figure II-13 : Schéma électrique de principe du boîtier d'alimentation haute énergie.

2. Bougie Multi-Etincelle - BME

La Bougie Multi-Etincelle (BME) est un dispositif de décharge développé par Renault à l'initiative d'André Agneray. Les allumeurs dont nous disposons dans le cadre de cette étude sont des prototypes destinés à la recherche.

a. Fonctionnement électronique

❖ Principe et modèle

Le principe du plasma généré par la BME est celui d'une décharge Radiofréquence - décharge RF - hors équilibre. Par ce biais, le plasma n'atteint jamais son équilibre. Il ne se constitue que d'une succession de périodes très courtes où la décharge ne dépasse pas la phase transitoire. La polarité est immédiatement inversée afin de réitérer le processus (cf. Etablissement du Plasma au Chapitre I). On fabrique ainsi des décharges inhomogènes dans lesquelles le cœur des "grosses branches" sont chauffées tandis que les petites restent "froide".

Pour parvenir à ce que le plasma reste dans cet état d'établissement permanent, on imprime un rythme Radiofréquence à la BME en fournissant par le biais du générateur de

fréquence un créneau schématisé en la **Figure II-14**. La fréquence fixe de la salve de créneaux correspond à la résonance de la bougie à vide.

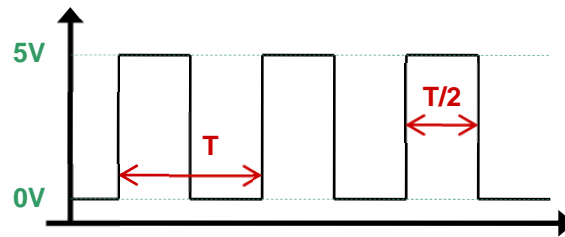


Figure II-14 : Signal d'entrée du Driver.

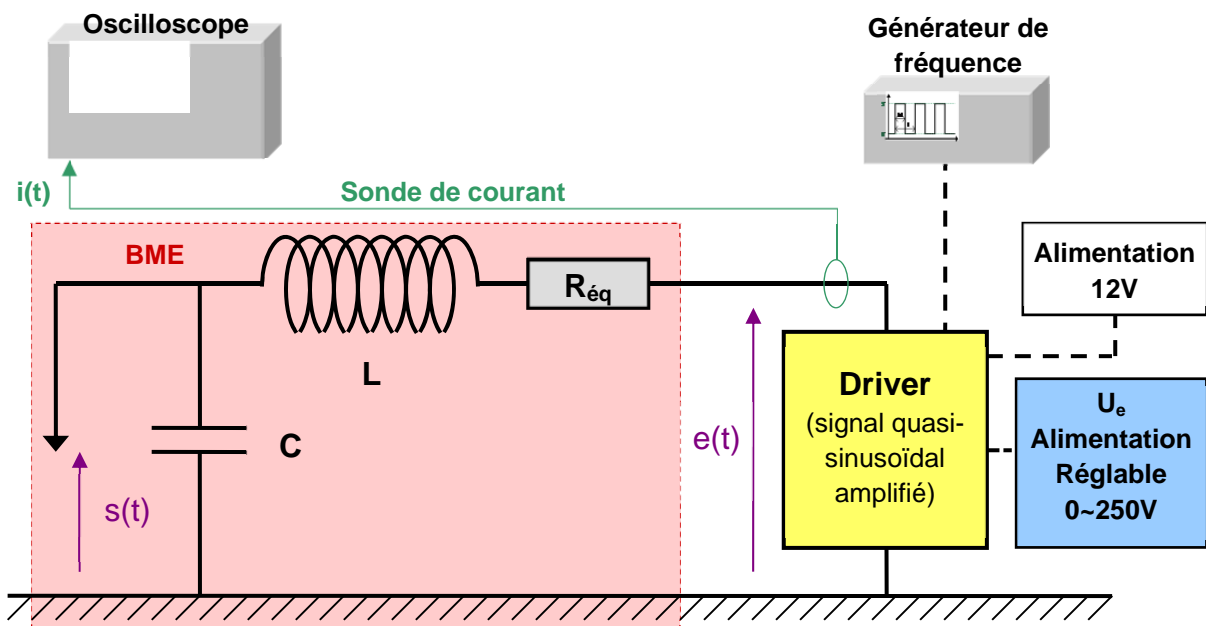


Figure II-15 : Schéma électronique de principe pour l'ensemble Driver-BME.

Ce signal est utilisé (après correction, cf. Annexe-B) pour en générer un nouveau qui va alimenter à son tour la BME. Il s'agit du rôle rempli par le Driver sur le schéma électrique de la **Figure II-15**. Ce Driver comporte deux fonctions principales, une bascule de Schmitt suivie d'un générateur sinusoïdale de forte tension. La bascule est cadencée par le signal créneaux précédemment évoqué. Elle cadence à son tour la partie électronique de puissance du Driver. Deux transistors de puissance montés en parallèle sont au cœur de la génération d'un signal alternatif quasi-sinusoidal par cette dernière. Le signal de sortie est alors commandé en pulsation et en durée par la balance de Schmidt, et commandé en amplitude par l'alimentation en tension continue. La valeur de crête du signal alternatif $e(t)$ créé par le Driver est ajustée directement entre 0 et 250V par l'alimentation réglable en tension - en bleu.

Afin d'être en mesure de générer un plasma, la BME est conçue selon des propriétés oscillatoires particulières qui vont permettre de transférer plusieurs milliers de Volts à la

pointe. Son fonctionnement suit le principe du filtre passe-bas du second ordre (cf. zone rouge de la **Figure II-15**) dont le facteur de qualité a été tellement exagéré - Q compris entre 90 et 100 - qu'il se transforme en filtre sélectif de bande très étroite. Le circuit, lors de la génération des décharges, fonctionne très proche de la fréquence de résonance du circuit RLC formé par la bougie, afin d'en obtenir le gain maximal.

En considérant comme grandeur de sortie la tension à la pointe de la bougie, la fonction de transfert s'exprime - à vide - sous la forme ci-dessous. Le spectre associé est tracé à la **Figure II-16**.

$$\underline{H}(\omega) = \frac{s}{e} = \frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} + j \frac{1}{Q} \frac{\omega}{\omega_0}} \quad \text{Où} \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad \text{et} \quad Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}$$

Équation II-3

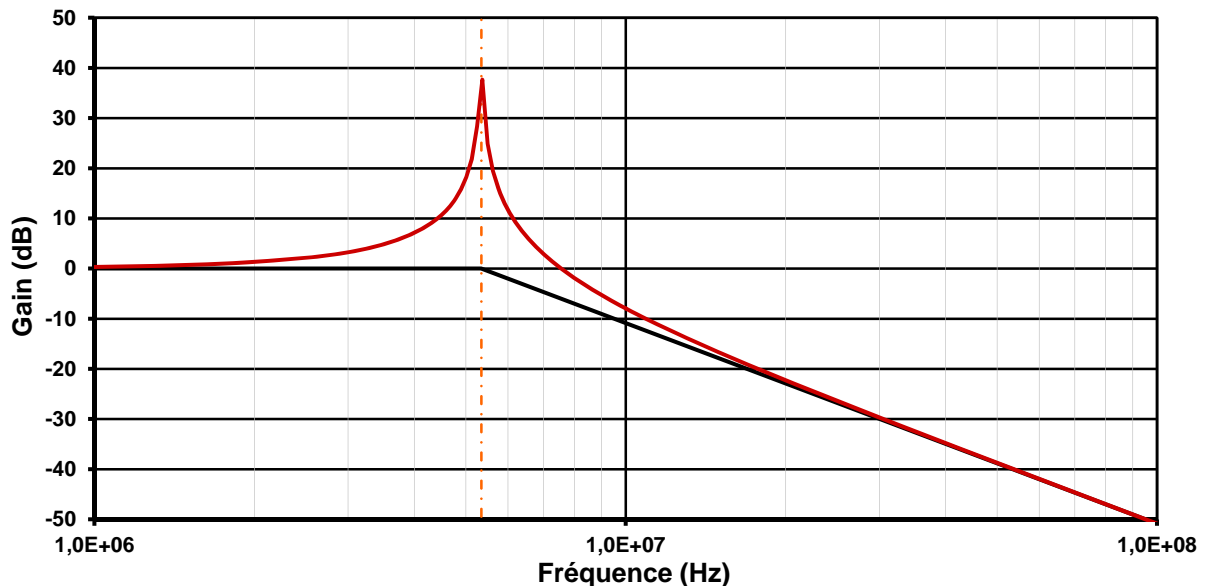


Figure II-16 : Fonction de transfert type du système BME.

A l'effet de résonance s'ajoute enfin l'effet de pointe. Il porte le champ local à l'extrémité de la BME jusqu'à des valeurs de l'ordre de plusieurs kilovolts (~50kV) nécessaires au déclenchement des cascades électroniques qui vont engendrer les streamers.

❖ Estimation de l'énergie et de la puissance déposée

Le calcul de l'énergie déposée par la BME est un point extrêmement critique. Si la mesure de l'intensité reste accessible grâce à la sonde à effet Hall, celle de la tension simultanée pose problème. Les valeurs élevées en crête (plusieurs kilovolts) de cette tension en sortie du Driver ne représentent pas un obstacle rédhibitoire, car elles pourraient être

évaluées par une sonde adaptée à la haute tension. Au contraire, le véritable problème réside dans le phasage de la mesure de tension par rapport à la mesure d'intensité. Rappelons pour cela que le signal délivré par le Driver dépasse les 5MHz. A une telle fréquence un écart temporel minime dans l'acquisition de l'intensité et de la tension fausse la puissance calculée. Une précision de l'ordre de la nanoseconde (période du signal <200ns) serait nécessaire pour la synchronisation des deux voies d'acquisition, ce qui est difficilement réalisable ne serait-ce qu'en raison des effets transitoires dans les chaînes de mesure.

Pour contourner le problème, la mesure de puissance se fait en sortie de Driver, ce qui permet de s'affranchir du phasage. En effet, à cet endroit, la tension et l'intensité sont en phase, donnant accès à la puissance fournie par le Driver via leur valeur efficace respective - **Équation II-4** - à la résonance le facteur de puissance $\cos\phi=1$. Le signal en question étant quasi-sinusoïdal, les valeurs efficaces sont proportionnelles aux valeurs de crêtes.

$$P_{\text{Driver}} = U_{\text{eff}} I_{\text{eff}} \quad \text{avec} \quad I_{\text{eff}} = \frac{I_c}{\sqrt{2}} \quad \text{et} \quad U_{\text{eff}} = \frac{U_c}{\sqrt{2}} = \frac{k U_e}{\sqrt{2}}$$

Équation II-4

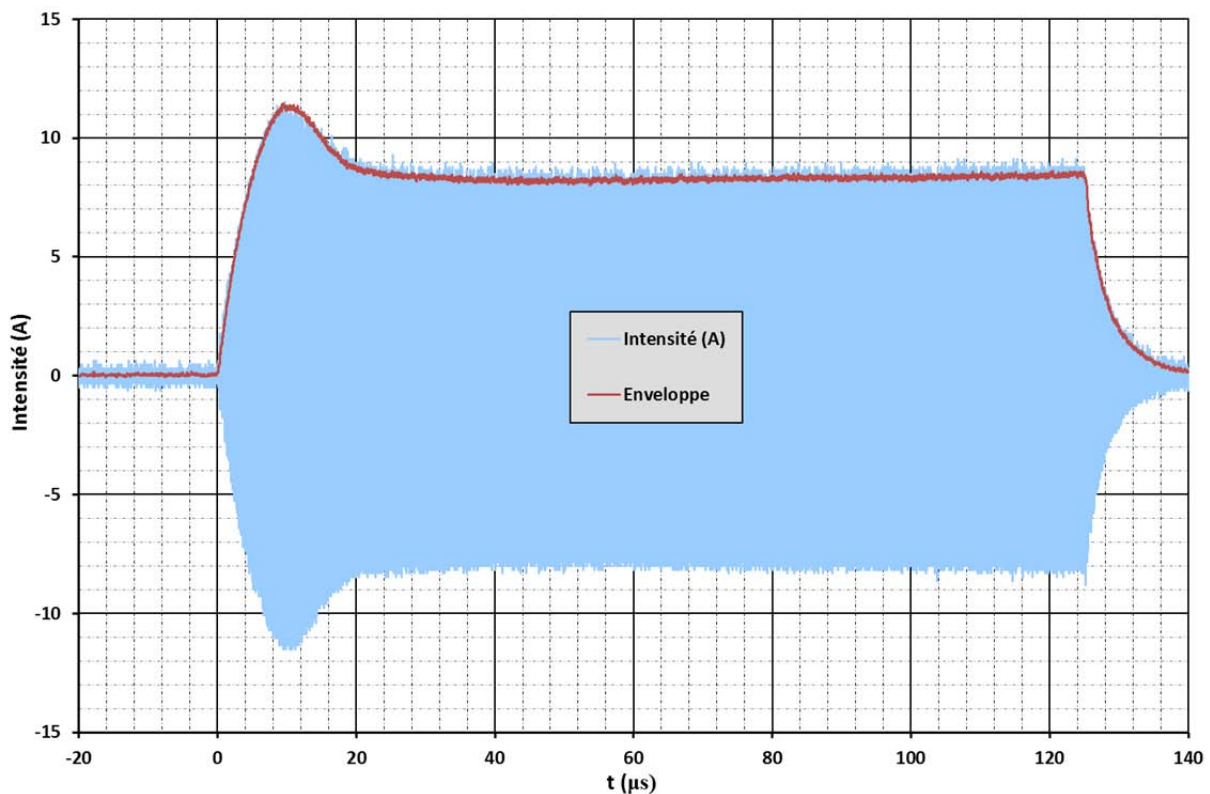


Figure II-17 : Histogramme de l'intensité et de son enveloppe pour une décharge de la BME.

L'amplitude de la tension de sortie du Driver est également connue. Par conception, elle correspond à la tension ajustable (jusqu'à 250V) en entrée du Driver, corrigée d'un facteur k fourni par le constructeur - $k=0,98$ pour ce boîtier. L'intensité est mesurée par la sonde à effet

Hall placée entre la sortie du Driver et l'entrée de la BME. Une acquisition est représentée sur la **Figure II-17**, même si les oscillations ne sont pas discernables, car trop rapides. Le détail de ces oscillations ne présente pas un intérêt fondamental pour le calcul de puissance, car seules les valeurs de crête sont prises en compte.

Puisque le Driver délivre l'intensité sous une forme quasi-sinusoidale, l'amplitude est approximée par l'harmonique de rang un d'une suite de Fourier. Pour preuve, les coefficients réels de rangs supérieurs de la série de Fourier prennent des valeurs négligeables lorsqu'on les calcule. La formule qui exprime l'enveloppe du signal d'intensité prend donc en compte les moyennes glissantes correspondant aux coefficients a_1 et b_1 de la suite de Fourier.

$$I_c(t) = \sqrt{\left(\frac{2}{T} \int_{t-\frac{T}{2}}^{t+\frac{T}{2}} I(t) \cos(\omega t') \cdot dt'\right)^2 + \left(\frac{2}{T} \int_{t-\frac{T}{2}}^{t+\frac{T}{2}} I(t) \sin(\omega t') \cdot dt'\right)^2}$$

Équation II-5

En appliquant cette méthode, l'enveloppe rouge souligne l'amplitude du faisceau bleu de la décharge sur la **Figure II-17**. Elle fournit l'évolution de la valeur de crête de l'intensité dans l'optique du calcul de puissance.

Les détails dévoilés jusqu'ici donnent les éléments nécessaires au calcul de la puissance P_{Driver} délivrée en sortie du Driver et en direction de la BME à proprement parlé. Il suffit donc de connaître la puissance consommée par cette dernière pour la soustraire, et s'approcher ainsi de la puissance à la pointe. La forme de l'impédance de la BME est déjà connue, son circuit équivalent est décrit à la **Figure II-15**. La partie réelle de cette impédance, déjà notée $R_{\acute{e}q}$, dissipe seule de la puissance par effet Joule, alors que sa partie imaginaire stocke et restitue l'énergie sans la consommer. Pour une valeur de résistance équivalente connue, valeur dont l'estimation est expliquée au paragraphe suivant, la puissance perdue s'exprime par la loi d'Ohm. Avec la tension d'entrée U_e , le coefficient correctif k , la résistance équivalente $R_{\acute{e}q}$ de la bougie, et la valeur glissante de crête de l'intensité I_c , la puissance instantanée délivrée à la pointe de la BME se calcule simplement par la formule de l'**Équation II-6**.

$$P_{\text{décharge}} = \frac{k U_e I_c}{2} - \frac{R_{\acute{e}q} I_c^2}{2}$$

Équation II-6

$$E_{\text{décharge}} = \frac{1}{2} \int k U_e I_c(t) - R_{\acute{e}q} I_c^2(t) \cdot dt$$

Équation II-7

La puissance délivrée à la pointe est confondue ici avec la puissance de la décharge dans les gaz en raison de son rendement proche de 100%. L'énergie de la décharge RF découle de l'intégration temporelle de la puissance ainsi calculée.

b. Aspects pratiques

❖ Montage et réglage

La BME est montée dans la chambre de la MCR, dans la face supérieure en lieu et place des bougies habituelles. La configuration ainsi adoptée pourrait être qualifiée de pointe/plans, où la pointe serait entourée de 6 plans. Quoiqu'il en soit, la pointe se trouve à au moins 15 mm du plan le plus proche.

Cette bougie nécessite un réglage attentif pour en obtenir le rendement optimum. On commence par en trouver la fréquence de réponse maximale pour la fixer (fréquence de résonance). Toujours en variant la fréquence de sortie du générateur, on cherche la largeur de la bande passante à -3dB. Elle nous donne la valeur du facteur de qualité Q (ici le facteur de surtension) via l'expression de l'Équation II-8.

$$Q = \frac{f_0}{\Delta f}$$

Équation II-8

Tableau II-1 : Récapitulatif des caractéristiques des BME à disposition.

f_0 (MHz)	f_1 (MHz)	f_2 (MHz)	Δf (MHz)	Q
5,340	5,316	5,368	0,052	102,7
5,342	5,317	5,373	0,056	95,4
5,332	5,308	5,359	0,051	104,5

En marge de ces réglages initiaux, il subsiste des leviers autorisant une variation des caractéristiques de la décharge afin d'en étudier les conséquences. On peut notamment ajuster, par le biais de la tension d'entrée (0-250V), la puissance instantanée fournie à la bougie. D'autre part, l'énergie déposée par la décharge dépend également de la durée de celle-ci. Ce paramètre varie selon que l'on fait durer plus ou moins longtemps la salve de créneaux envoyée par le générateur de fréquence, ce qui revient à prédéfinir combien de cycle doit fournir le générateur lors d'une décharge.

❖ Résistance équivalente de la BME

Dans le cadre du calcul de puissance des décharges, la résistance R_{eq} doit être évaluée pour chaque BME employée lors des expérimentations. Pour ce faire, l'ensemble du système

est placé dans des conditions ne permettant pas l'apparition de plasma à la pointe de la bougie. De cette manière, la pointe est occultée, et le modèle électrique vu à la **Figure II-15** se simplifie pour prendre la forme présentée à la **Figure II-18**. En considérant comme sortie la tension aux bornes de $R_{\text{éq}}$, une nouvelle fonction de transfert apparaît grâce à la simplification.

$$\underline{H}(\omega) = \frac{\underline{s}}{\underline{e}} = \frac{1}{1 + j Q \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)} \quad \text{toujours avec} \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad \text{et} \quad Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}$$

Équation II-9

Une fonction passe-bande du premier ordre est ici reconnaissable. Plus important, elle permet d'affirmer que placée à la fréquence de résonance f_0 , la tension aux bornes de la résistance équivalente est égale à la tension d'entrée qui est, elle, connue. Par conséquent, puisqu'à la résonance la fonction de transfert prend la valeur unitaire, l'intensité vue par $R_{\text{éq}}$ s'exprime selon la loi d'Ohm avec la tension d'entrée.

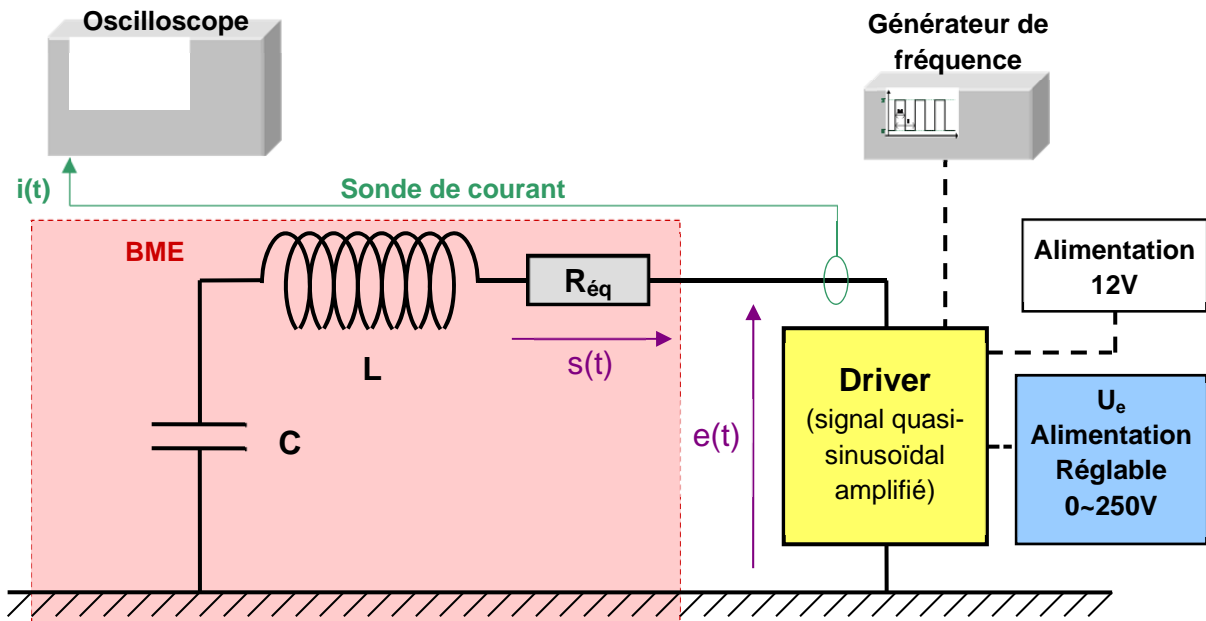


Figure II-18 : Schéma électrique de principe de la BME sans possibilité de décharge.

$$e(t) = R_{\text{éq}} i(t) \quad \text{quand} \quad \underline{H}(\omega_0) = 1$$

Équation II-10

Les amplitudes d'intensité et de tension sont mesurables ou connues via les valeurs de

crête. Ainsi, à partir de la tension réglable d'entrée du Driver U_e et de l'intensité I_c calculée selon la formule de l'Équation II-5 depuis la mesure effectuée par la sonde à effet Hall, on exprime la résistance équivalente à l'Équation II-11.

$$R_{\text{éq}} = \left(\frac{k U_e}{I_c} \right)_{\text{à vide}}$$

Équation II-11

La détermination expérimentale de cette résistance se fait *in situ* sur la MCR. Une fois le dispositif BME installé sur la chambre de combustion, il suffit de maintenir une pression suffisante - quelques bars - dans sa chambre, tout en ne dépassant pas la cinquantaine de volts en entrée du Driver. Sur l'exemple ici abordé, une tension de 30 volts est imposée en entrée du Driver. Dans le même temps, la pression est maintenue à 5 bars dans la chambre. L'oscilloscope mesure alors une intensité de 3,44 ampères en crête à l'entrée de la BME. L'application numérique donne le résultat suivant pour la résistance interne.

$$R_{\text{éq}} = \frac{0,98 \times 30}{3,44} \approx 9,5\Omega$$

La résistance interne de la BME, partie réelle de son impédance, approche la dizaine d'ohms. Ce résultat numérique est un préalable au calcul de l'énergie déposée par la décharge, à savoir estimer la puissance dissipée par la bougie.

❖ Entretien

La BME reste un prototype, ce qui sous-entend une certaine fragilité, et à ce titre elle demande quelques attentions particulières. Certains points d'entretien doivent être scrupuleusement respectés au risque de voir son fonctionnement s'altérer.



Figure II-19 : Pointe et céramique de la BME.

Le premier concerne la préservation des qualités du diélectrique. Celui-ci doit conserver ses propriétés d'isolant, pour que la décharge ne se produise pas à l'intérieur de la bougie, ce

qui revient à limiter le terme de fuite entre la bobine et sa masse. Par conséquent, l'huile dans laquelle baigne cette bobine doit être purifiée de l'air qui s'y serait dissout. Le vide est fait régulièrement dans la bougie pour y parvenir.

Toujours pour garantir une décharge utilisable, l'utilisateur doit prévenir l'encrassement de la pointe. Sur la surface de cette dernière, des dépôts se forment, dont une grande quantité vient se fixer à sa base, au niveau de la céramique. Lors d'une nouvelle série d'expérience, le nettoyage par le papier à grains fins (N°500) permet de maintenir la pointe en tungstène dans un état de marche optimum. Le défaut de nettoyage augmente la probabilité que la décharge « claque », c'est-à-dire qu'elle prenne une forme de décharge rampante sur la céramique à partir de la base de la pointe.

C. DIAGNOSTICS OPTIQUES

1. Visualisations directes

a. Caméra rapide

L'objectif des visualisations est bien sûr d'observer les phénomènes de combustion dans la chambre, en d'autres termes, les flammes et les mécanismes réactifs via le principe de chimiluminescence. Les prises de vue, photographies ou films, servent globalement à apprécier qualitativement les phénomènes, afin d'en comprendre le déroulement et la phénoménologie.

Pour ce faire on place, perpendiculairement à la MCR, une caméra rapide, en face du hublot latéral. On focalise sur le plan médian de la chambre, ce qui revient dans la pratique à faire le point sur la bougie.

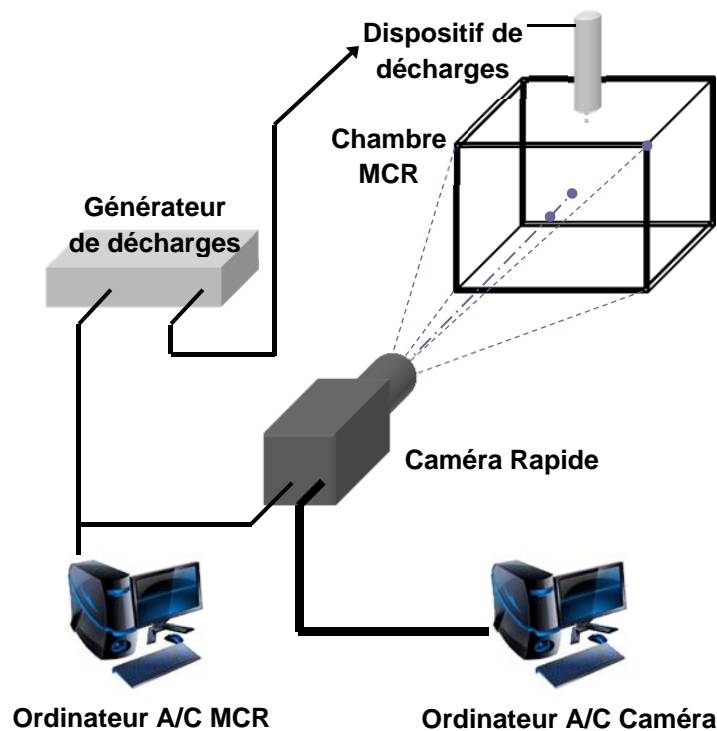


Figure II-20 : Schéma de situation de la visualisation rapide.

Le dispositif débute l'acquisition d'images au signal envoyé par la sortie 'Déclenchement' de l'ordinateur affecté à la MCR. De cette manière, le déclenchement de la caméra se fait avec le même signal, et donc simultanément au déclenchement de la bougie. Le second ordinateur contrôle la caméra, et enregistre puis restitue l'acquisition.

En premier lieu nous disposons de caméras **N&B**. Celles-ci mesurent strictement des niveaux de luminance, et par conséquent les intensités observées sont considérées comme absolues, aux réglages de sensibilités près. Nous utilisons des caméras rapides *PHOTRON RS3000* et *PHOTRON SA5* dont le tableau ci-dessous résume les caractéristiques de prises

d'images. La seconde, plus récente, détaille les phénomènes les plus rapides ou exigeant plus de sensibilité et de résolution.

Pour favoriser la sensibilité, on opte pour une ouverture maximale de l'objectif UV *Nikon* 105mm. La grande ouverture induit une faible profondeur de champ (cf. **Tableau II-2**). L'observateur ne perçoit donc que très peu des phénomènes en avant ou en arrière du plan focal. Les effets tridimensionnels apparaissent éventuellement sous forme de halos. Il existe également la solution d'un second objectif de focale fixe et courte à très grande ouverture (jusqu'à 1,4). Il améliore encore la sensibilité de l'enregistrement, mais son grand angle (focale de 50mm) nécessite du recul, ce qui réduit la résolution de la zone d'observation, ou bien demande l'adjonction d'une bague-allonge de 12mm. En contrepartie de la baisse de résolution, la cadence de la SA5 atteint les 40000 images par seconde en 400x300 pixels.

Tableau II-2: Configurations de caméra pour les enregistrements vidéo.

Caméra	Objectif	Ouverture/ Profondeur de champ	Cadence	Résolution	Obturation
Photron RS3000 (CMOS 12-bit)	Nikon 105mm	2,8/10mm	5000i/s	800x600 pixels	200µs
Photron SA5 (CMOS 12-bit)	Nikon 105mm	2,8/10mm	15000i/s	800x600 pixels	66µs
	Objectif 50mm + bague 12mm	1,4/5mm	20000i/s	700x500 pixels	50µs
	Objectif 50mm		40000i/s	400x300 pixels	25µs
Phantom V210 (CMOS 12-bit)	Objectif 50mm + bague 12mm	1,4/5mm	5000i/s	600x400 pixels	200µs

Enfin reste la possibilité d'une caméra rapide couleur récemment acquise par le laboratoire. Le passage à la couleur avec la *PHANTOM V210* s'accompagne d'une perte de sensibilité due aux filtres colorisant, qui rendent également l'interprétation de l'image subjective. L'interprétation des couleurs ne peut être aussi objective qu'une mesure de luminance, car ce n'est pas le spectre qui est mesuré, mais simplement les trois composantes en couleur primaire (RVB). L'objectif 50mm à grande ouverture est préféré pour cette caméra couleur afin de compenser le déficit de sensibilité. La couleur donne accès à de nouvelles interprétations, par exemple la différenciation du rayonnement de particules chaudes opposées à la flamme proprement dite.

b. Intensificateur

La vidéo rapide que nous venons d'évoquer ne s'avère parfois pas suffisamment sensible, si bien que certains phénomènes trop peu lumineux peuvent rester invisibles pour les caméras rapides. Pour y remédier, on abaisse la limite de sensibilité du matériel en intercalant un intensificateur entre l'objectif et le capteur de la caméra.



Figure II-21 : Caméra rapide RS3000 équipée de l'intensificateur Hamamatsu.

Il s'agit en l'occurrence d'un intensificateur *Hamamatsu C9548*, monté en amont de l'optique de la caméra rapide. Il est couplé optiquement au capteur de celle-ci. Le CMOS de la caméra correspond donc bien à son plan image.

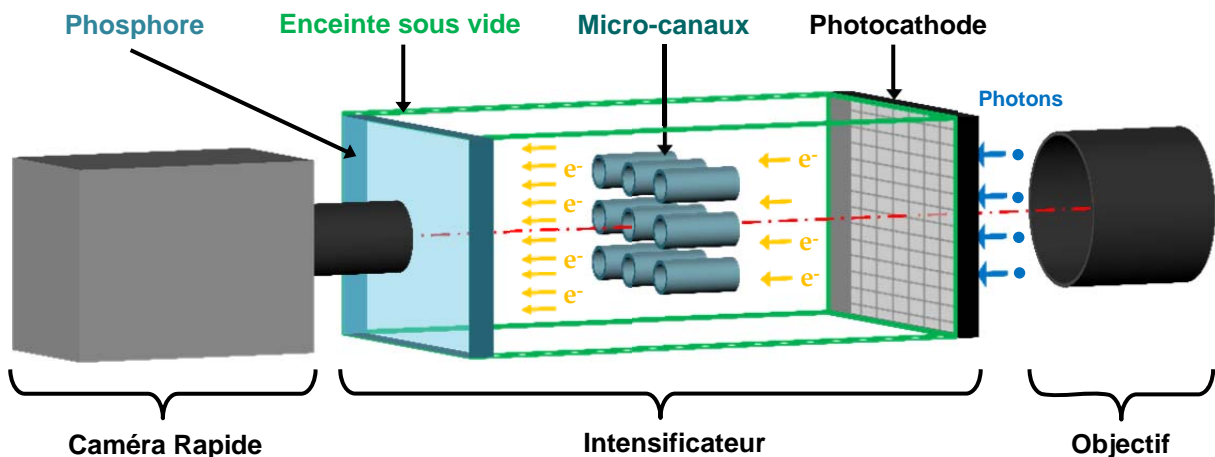


Figure II-22 : Schéma de principe de l'intensificateur.

Le principe de fonctionnement, qui s'assimile à celui d'un tube cathodique sous vide, est décrit sur le schéma ci-dessus. Les quelques photons issus du phénomène à observer sont captés par l'objectif, et vont exciter une lame semi-conductrice : la photocathode réémet alors

des électrons par effet photoélectrique. Après cette opération de conversion photon/électrons, se trouve la fonction amplification. Celle-ci est assurée par des micro-tubes portés à haute tension qui vont attirer les électrons et les multiplier lors de leur impact sur les parois des canaux. Enfin, ces électrons amplifiés rencontrent une plaque de phosphore sur laquelle se forme une image captée par la caméra rapide.

L'intensificateur remplit également une fonction d'obturateur du système optique ainsi formé. Les réglages de l'appareil, gain et obturation, sont commandés depuis le même ordinateur qui contrôlait déjà la caméra rapide et, sur lequel on parvient donc à visualiser certaines flammes ou zone réactives extrêmement ténues qu'il nous aurait été impossible d'observer autrement.

2. Planar Laser Induced Fluorescence - PLIF

a. Fonctionnement général

❖ Principe physique

La fluorescence induite par Laser (LIF) est une méthode non-intrusive d'analyse de présence d'espèce chimique spécifique dans un mélange gazeux. Elle se base sur les propriétés quantiques de certains composés chimiques : en excitant les molécules d'une espèce donnée au moyen d'un laser, on recueille le rayonnement qu'elles réémettent par fluorescence. Ce processus inélastique trahit la présence de l'espèce recherchée, qu'il est difficile de prouver autrement.

L'excitation se fait de manière très fine, en ciblant un pic d'absorption de l'espèce recherchée. Ce pic du spectre d'absorption et la longueur d'onde qui lui est associée, dépendent de la configuration électronique de la molécule à observer. L'utilisation d'un Laser, dont la largeur spectrale est par principe très étroite, permet d'exciter de manière très sélective les électrons de l'espèce prédéfinie. D'un point de vue quantique, l'excitation se traduit par une transition vers un niveau énergétique supérieur des électrons. L'énergie de cette transition dépend directement de la longueur d'onde du rayonnement incident et de la constante de Planck.

Selon le principe inverse, les électrons se dés excitent après quelques nanosecondes par une transition énergétique vers un troisième niveau. La relaxation entre le niveau d'excitation et ce troisième niveau d'énergie induit un rayonnement fluorescent. La quantité d'énergie restituée par les électrons du traceur entre ces deux niveaux détermine la longueur d'onde du signal de fluorescence induite recueillie par l'expérimentateur.

En pratique, le niveau d'excitation quantique correspondant à une espèce préalablement choisie est ciblé à l'aide d'un laser de longueur d'onde convenablement accordée sur le domaine d'absorption de ce traceur. La fluorescence induite par la relaxation des électrons permet de localiser et éventuellement quantifier la concentration de la molécule en question.

❖ Dispositif installé sur la MCR

La mise en place d'un diagnostic laser est facilitée par les caractéristiques mêmes de cette MCR. Comme cela est présenté en début de chapitre, des hublots peuvent être installés à souhait sur la chambre de combustion, hublots plats et non sphériques pour s'affranchir des problèmes d'anamorphoses.

Dans le cas présent, deux premiers hublots en Saphir sont montés en vis-à-vis sur les faces latérales de la chambre, pour l'entrée et la sortie de la nappe laser. Un troisième hublot latéral est monté (forcément perpendiculaire aux deux premiers) pour permettre la visualisation. La quatrième face latérale regroupe par conséquent l'ensemble des équipements (vanne de remplissage, capteurs,...).

Le dispositif qui génère le faisceau laser se situe près de la machine. Un ensemble de miroirs UV insérés dans un périscope guident le faisceau jusqu'à se trouver dans l'axe de la MCR et dirigé vers le hublot d'entrée. Le système optique placé en sortie défocalise le laser pour générer une nappe plane divergente parallèle au hublot d'observation. Une lentille cylindrique est située à l'extrémité du canon et transforme le rayon en nappe à deux dimensions, d'où le terme de '*Planar LIF*'. Il est possible de choisir la position de la nappe dans la profondeur de la chambre, mais la position centrale reste privilégiée. Elle sera cependant décalée en présence de bougies d'allumage, afin de ne pas perturber le signal collecté par l'ajout de processus de restitution élastique de l'énergie.

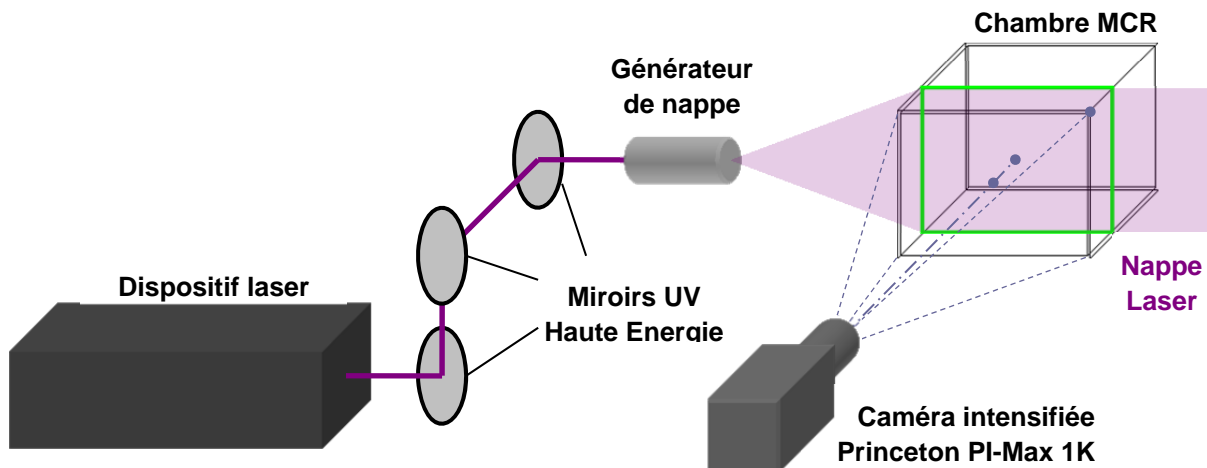


Figure II-23 : Schéma de principe de la PLIF appliquée à la MCR.

Le rayonnement restitué par fluorescence est capté puis enregistré par une caméra ICCD Princeton PI-Max. Elle est installée dans l'axe du hublot de visualisation, son objectif Nikon 105mm UV est focalisé sur le plan de la nappe Laser à l'aide d'une cible. Le rayonnement incident est filtré au niveau du pavillon de l'objectif de manière à ne sélectionner que la fluorescence de l'espèce retenue.

Il est à noter que les organes optiques sont qualifiés de '*Haute Energie*', car les impulsions laser sont caractérisées quelques dizaines de millijoules sur une durée de

seulement quelques nanosecondes. Ces impulsions laser nécessitent des seuils d'endommagement élevés pour les traitements des optiques.

b. PLIF formaldéhyde

❖ Montage simple

Dans le cadre de l'étude de la flamme froide, nous sommes amenés à observer l'apparition et la répartition des molécules de formaldéhyde CH_2O par le biais de la PLIF. Ces molécules constituent un des intermédiaires réactionnels dans la cinétique de l'auto-inflammation à faible température. La transition $\tilde{A}^1A_2 \rightarrow X^1A_1$ du formaldéhyde est utilisée ici en accord avec Harrington [58]. La bande d'absorption 4_0^1 est ciblée, son pic se situe à 353,2nm. Sur le modèle de Augé [59], l'excitation se fait pour des raisons techniques à 355nm sur la 3^{ème} harmonique d'un laser Nd-Yag. Il s'agit du pic d'absorption du formaldéhyde le plus aisément sollicité par les lasers à disposition.

En stimulant le formaldéhyde à 355nm, le diagnostic se fait dans une partie moins favorable du pic d'absorption. Ce déficit est compensé en utilisant des impulsions Lasers d'énergie élevée (excitation saturée). On retrouve ainsi entre 80mJ et 90mJ en sortie du dispositif laser, en amont du système de périscope et de miroirs. Ce dispositif est un Nd-YAG dans lequel une lampe flash assure le pompage. La lampe flash est elle-même cadencée par un générateur d'impulsion et délai (modèle DG535, Stanford Research Systems) réglé à 10Hz. Le barreau de YAG génère un faisceau à 1064nm d'une durée de 10ns, qui vient à son tour alimenter un tripleur. Celui-ci réalise la conversion de fréquence sur la troisième harmonique du laser initial, de manière à générer le rayon UV à 355nm.

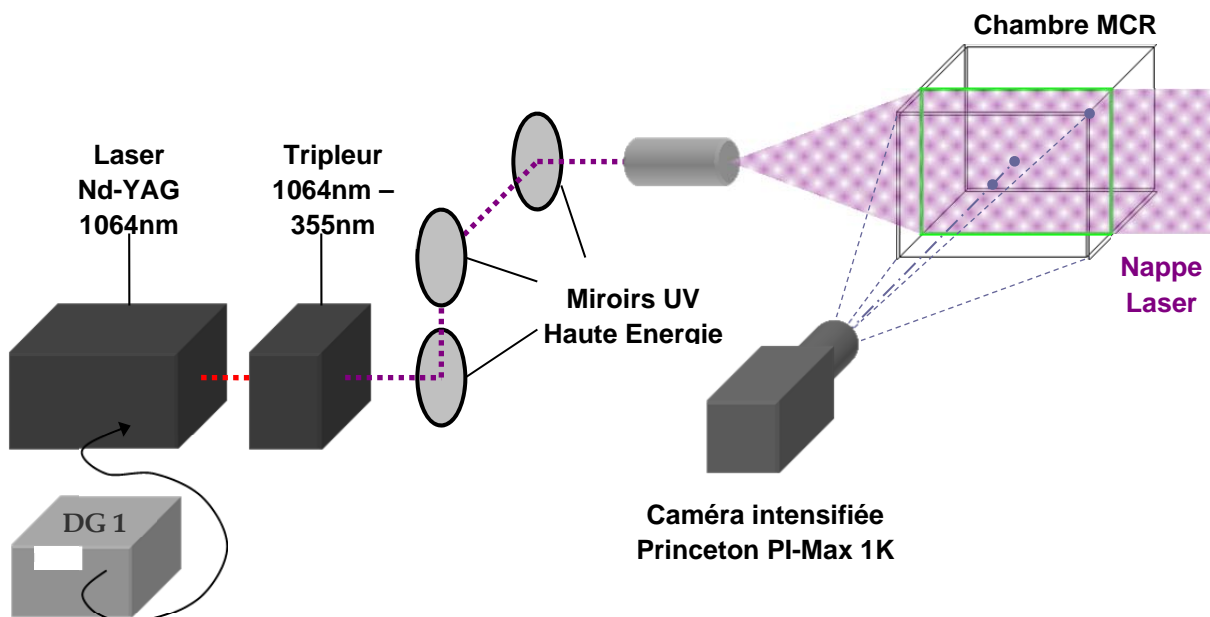


Figure II-24 : Schéma de principe de la PLIF Formaldéhyde sur la MCR.

Le rayonnement fluorescent induit s'étend entre 400nm et 450nm. Il est capturé par la caméra intensifiée Princeton. L'objectif Nikon 105mm monté sur cette dernière est équipée d'un filtre passe-haut qui bloque les éventuelles réflexions élastiques (coupure à 400nm). Le filtre passe-bande éliminant les composantes au-delà de 500nm a été retiré pour augmenter le signal détecté. Strictement, nous enregistrons donc en pratique la fluorescence induite par d'autres molécules que le seul formaldéhyde. Cependant, ce rayonnement est issu de molécules de la même famille, et souligne bien le phénomène de flamme froide.

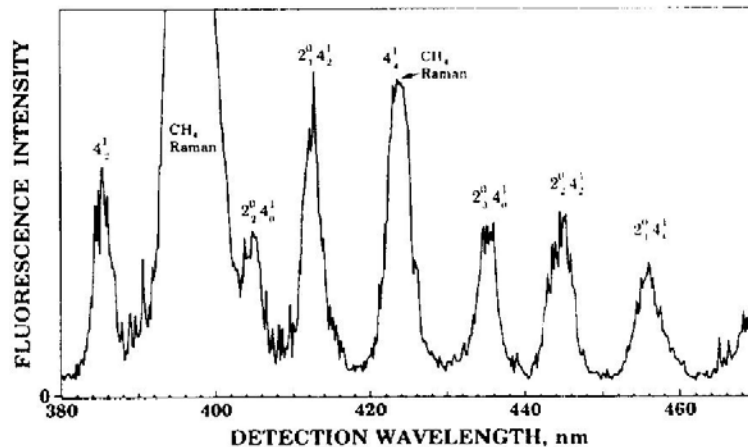


Figure II-25 : Exemple de spectre de fluorescence induite par une excitation à 353,2nm [58].

D'un point de vue expérimental, le fonctionnement de la MCR est asservi à celui de la PLIF. Le dispositif Laser ayant sa fréquence propre de 10 Hz pour des raisons de stabilité énergétiques, le déclenchement de la MCR doit également se synchroniser avec le DG. Par conséquent, pour décaler l'instant de PLIF relativement à l'expérience, on ajuste le retard du déclenchement de la MCR. Les détails de déclenchement sont expliqués au point suivant, et illustrés sur le schéma de la **Figure II-27** et le chronogramme de la **Figure II-28**.

Enfin, le temps d'émission du Laser est réduit à son minimum lors d'un essai, pour limiter le risque d'endommagement de l'optique de la machine (miroirs, hublots) mais aussi et surtout de celle des utilisateurs.

❖ Montage double avec visualisation directe parallèle

En parallèle de la PLIF, on souhaite connaître la situation de la combustion dans la chambre. Le but est de comparer les zones de flammes avec les zones où apparaît le formaldéhyde. Dans cette perspective, le montage précédent est complété par une lame semi-réfléchissante et une seconde caméra, selon la configuration décrite sur la **Figure II-26**.

La lame semi-réfléchissante présente un rapport d'environ 60% de transmission pour 40% de réflexion dans le visible. La caméra Princeton reste dans l'axe de la chambre pour bénéficier en transmission d'un maximum de signal, alors que la caméra rapide est placée perpendiculairement pour enregistrer l'image réfléchie de la chambre. Les modalités et

conditions de fonctionnement de la caméra rapide, la *PHOTRON SA5* équipée du *Nikon 105mm UV*, restent les mêmes que décrites plus haut pour la visualisation directe.

Grâce au montage décrit ici, il est possible d'obtenir pour chaque tir un cliché de PLIF formaldéhyde ainsi qu'une vidéo rapide de la combustion. Par corollaire, on obtient deux images quasi simultanée de la combustion, une montrant la signature (par fluorescence) de la flamme froide dans un plan et la seconde, extraite du film, montrant l'intégralité de la zone réactive visible par chimiluminescence.

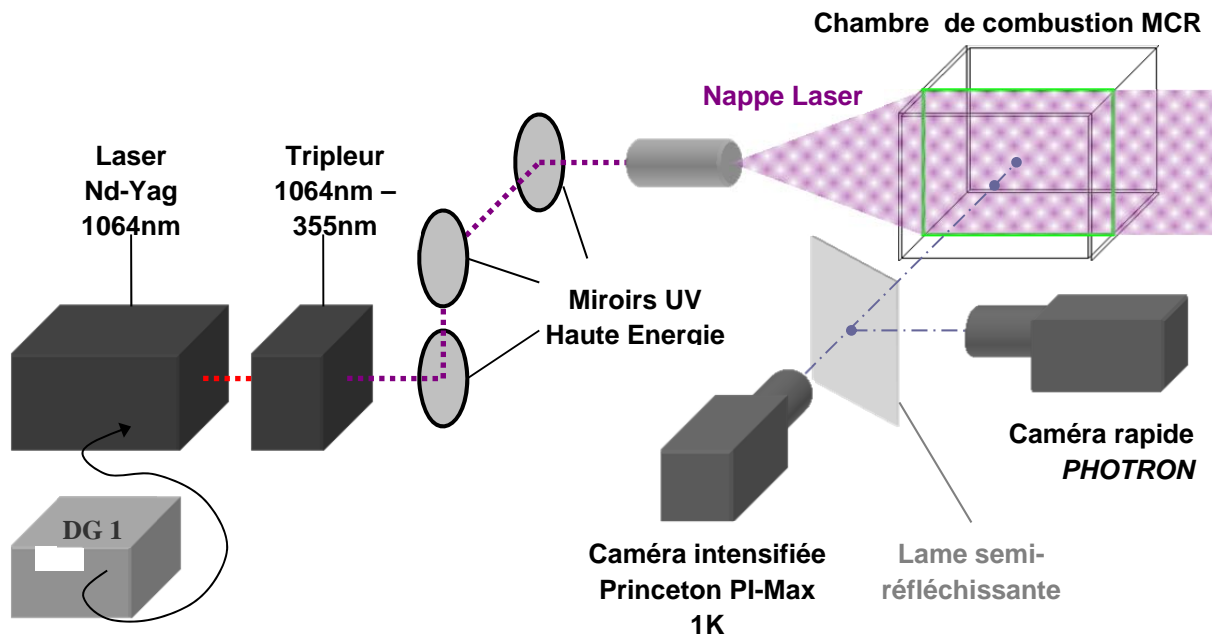


Figure II-26 : Schéma de principe de la PLIF Formaldéhyde, doublée par la visualisation rapide en parallèle.

La principale contrainte de ces essais vient du laser et de sa cadence. Celui-ci fonctionne sur une fréquence régulière de 10Hz qui ne peut être perturbée pour assurer la bonne stabilité des impulsions laser. Par conséquent, il faut faire varier le délai de déclenchement de la MCR, pour ajuster l'instant de la PLIF par rapport à l'avancement souhaité de la combustion.

Dans la configuration utilisée, décrite par l'organigramme de la **Figure II-27** et le chronogramme de la **Figure II-28**, le dispositif de PLIF est donc en position 'Maitre'. Le générateur de délai cadence la lampe flash et par extension le laser à la fréquence de 10Hz. Il envoie également un signal à la caméra intensifiée qui fonctionne elle à 5Hz.

Lors d'un essai, le reste du dispositif expérimental est mis en attente, en position 'prêt' (MCR, et caméra rapide), jusqu'à ce que l'expérimentateur déclenche la caméra Princeton via son ordinateur. Dès lors, après ce '*top départ utilisateur*', le système de PLIF attend l'impulsion laser suivante pour acquérir une première image (fond) et envoyer le signal t_0 de synchronisation vers l'entrée '*Entrée FlashLamp*' du boîtier E/S de la MCR. La seconde image de PLIF, celle exploitée, ne vient que 200ms plus tard. Le retard de la MCR,

l'intervalle de temps entre lequel la MCR reçoit t_0 et l'instant où elle déclenche effectivement le tir, est choisi en tenant compte de ces 200ms. Le 'Retard MCR' est donc adapté de manière à couvrir progressivement tous les stades de la combustion, ce qui est rendu possible par la très bonne reproductibilité du fonctionnement de la MCR.

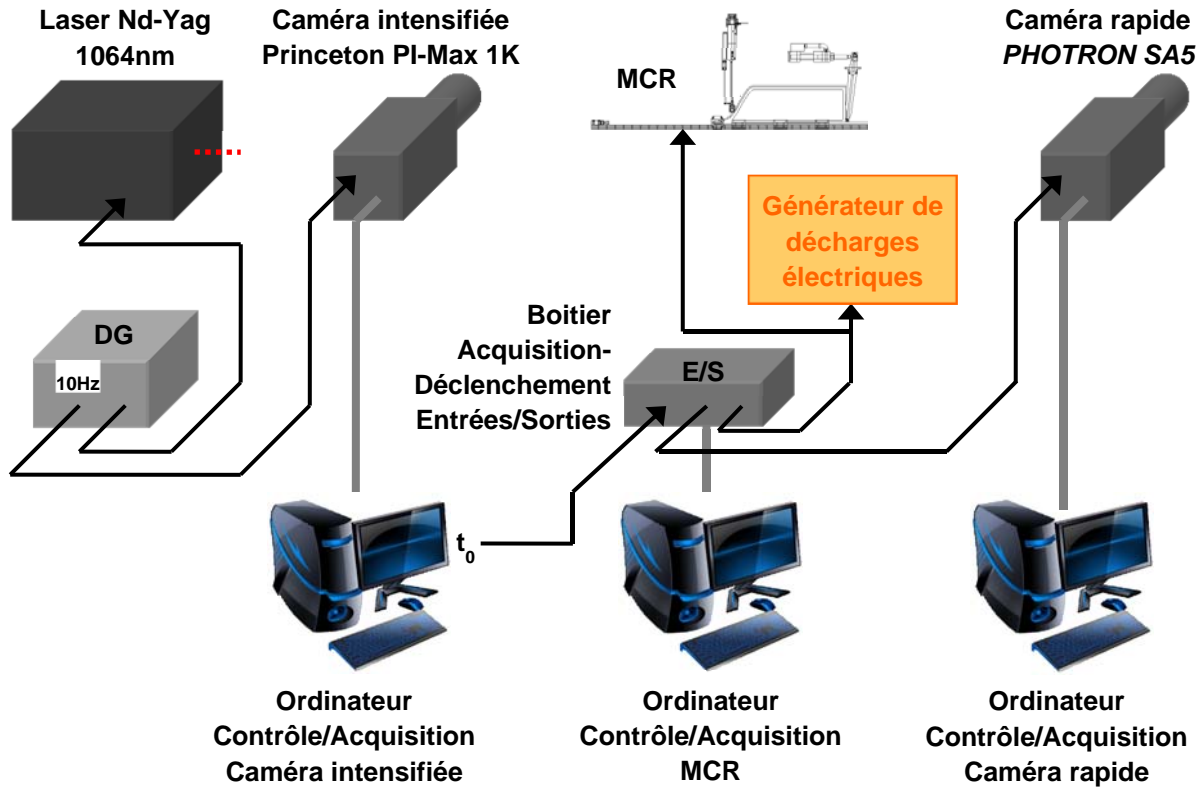


Figure II-27 : Organigramme des déclenchements en PLIF avec visualisation en parallèle.

Avant la seconde acquisition PLIF, et après le déclenchement du groupe hydraulique MCR, un pulse est envoyé par l'ordinateur relatif à cette dernière en direction de la Caméra rapide. L'acquisition vidéo rapide débute pour durer au-delà de la seconde capture de PLIF, et le même signal peut être utilisé pour éventuellement déclencher le dispositif de décharge.

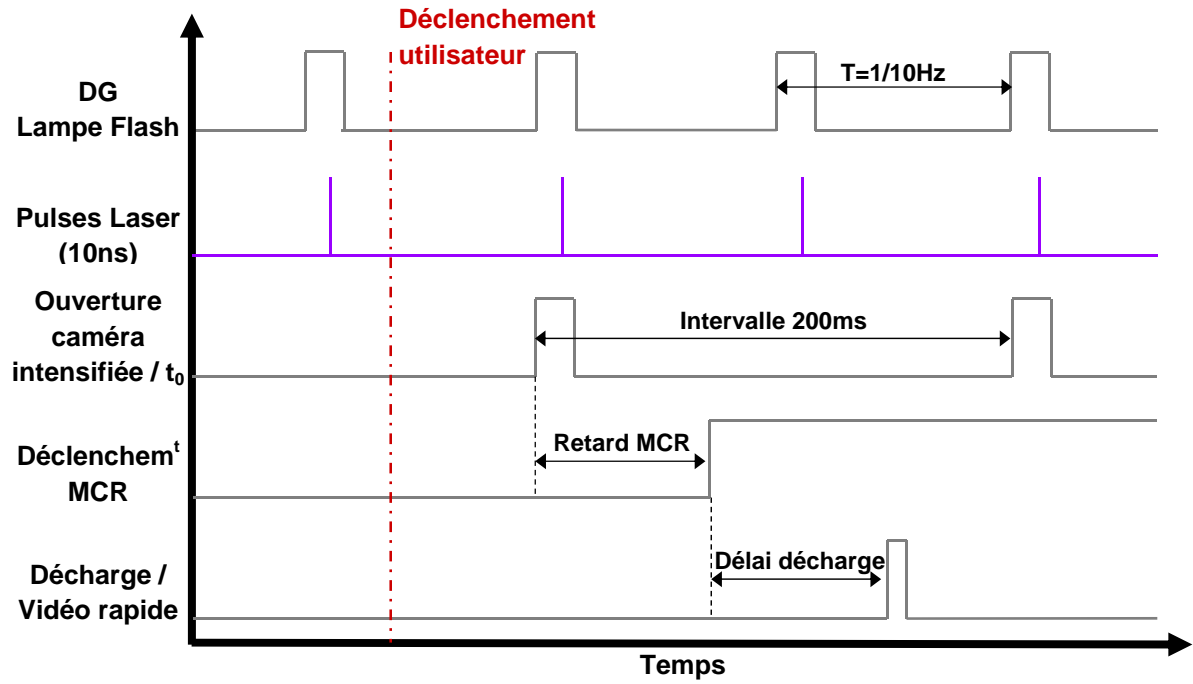


Figure II-28 : Chronogramme de la PLIF et de la MCR.

D. BILAN DU CHAPITRE

La MCR décrite dans ce chapitre est un dispositif expérimental mis en place depuis plusieurs années, et a bénéficié d'améliorations ou d'adaptations à la faveur des travaux menés jusque-là. Si elle reste susceptible d'évoluer dans le futur, elle garde des qualités intrinsèques, liées à sa conception, que sont principalement la reproductibilité des conditions de compression ainsi que la capacité à recevoir des diagnostics optiques.

Les diagnostics optiques utilisés ici prennent deux formes. La première est la capture des phénomènes par chimiluminescence au moyen de différentes caméras rapides. La seconde correspond à la PLIF, appliquée en l'occurrence au formaldéhyde, et pourra être couplée à la première. Le reste des diagnostics qui nous seront utiles se résument à la mesure de l'évolution de P et V, auxquels s'ajoute la température initiale des parois de la chambre.

Les plasmas, dont l'influence sur l'autoinflammation constitue le cœur de cette thèse, prennent eux aussi deux formes. La bougie à électrode déportée génère des arcs de longueur réglable, alors que la BME développée par Renault crée des décharges RF ramifiée. Pour ces deux dispositifs, le montage électronique permet de déposer de grandes quantités d'énergie, de l'ordre de plusieurs centaines de milli-Joule, et d'en estimer la valeur.

CHAPITRE III
PREMIERE APPROCHE ET CADRE D'ETUDE

A. CONVENTIONS PRELIMINAIRES

Pour une bonne opérabilité, des contraintes sont imposées sur les grandeurs physiques qui caractérisent l'autoinflammation. Dans cette optique, la première section commence par en fixer les conventions qui vaudront pour l'ensemble de l'étude, notamment sur les délais.

La deuxième section présente successivement deux cas expérimentaux référence pour cette étude : l'autoinflammation pure par compression d'un mélange pauvre d'isooctane/air, et l'autoinflammation de la même charge assistée par la décharge hors-équilibre RF. Ce second cas est identifié par visualisation rapide comme une combustion SICI. Il est également constaté une fluctuation des phénomènes qui peut cependant être anticipée en modélisant le réchauffement du dispositif expérimental au fil des essais.

De ces constatations découle le protocole expérimental développé par la troisième section. Le cadre de l'étude phénoménologique est ainsi fixé pour quantifier l'effet du plasma au chapitre suivant, tout en illustrant le protocole d'exploitation par un exemple.

1. Les différents délais caractéristiques

❖ Délais d'autoinflammation et de flamme froide

Le '*délai d'autoinflammation*' est le principal critère pour la combustion de type HCCI. Parmi les différentes approches existantes concernant son calcul, nous choisissons de retenir celle basée sur le maximum de dérivé de pression. Celle-ci définit le délai comme l'intervalle de temps compris entre le PMH et la pente maximale du signal de pression lors de la combustion, comme illustré en rouge à la **Figure III-1**. Cette méthode, outre le fait qu'elle demeure une des plus simples à mettre en œuvre, n'en est pas moins pertinente, car le pic de dérivée de pression correspond, dans les faits, à la combustion spontanée d'une part importante de la charge. Cet événement constitue le cœur d'une autoinflammation thermique, Starikoskaïa retient ce critère pour définir le délai d'autoinflammation dans [41].

Le délai d'autoinflammation aurait pu être défini comme l'intersection de la pente maximale avec la pression initiale, mais le phénomène par sa rapidité rend compliquée sa mise en pratique, d'autant plus que la présence de la flamme froide décale la mesure. Une troisième définition aurait pu être adoptée, consistant à relever l'instant où la pression commence à augmenter. La présence de la flamme froide perturbe à nouveau la détection d'une telle augmentation. Cependant, cette approche sera reprise pour le délai de déclenchement de l'autoinflammation. Le début de la montée en pression est d'ailleurs noté en violet à la **Figure III-1** en tant que '*déclenchement de l'autoinflammation*'.

Le '*délai de flamme froide*' reprend le même principe. Comme le montre également la **Figure III-1**, il correspond au délai compris entre le PMH et le premier maximum local de la dérivée de la pression. Sur le signal de pression, le pendant de ce maximum est à la marche causée par le dégagement exothermique de flamme froide. Le délai de flamme froide n'existe que quand celle-ci reste discernable. On rappellera que pour une température de PMH trop élevée, elle se voit noyée dans la compression.

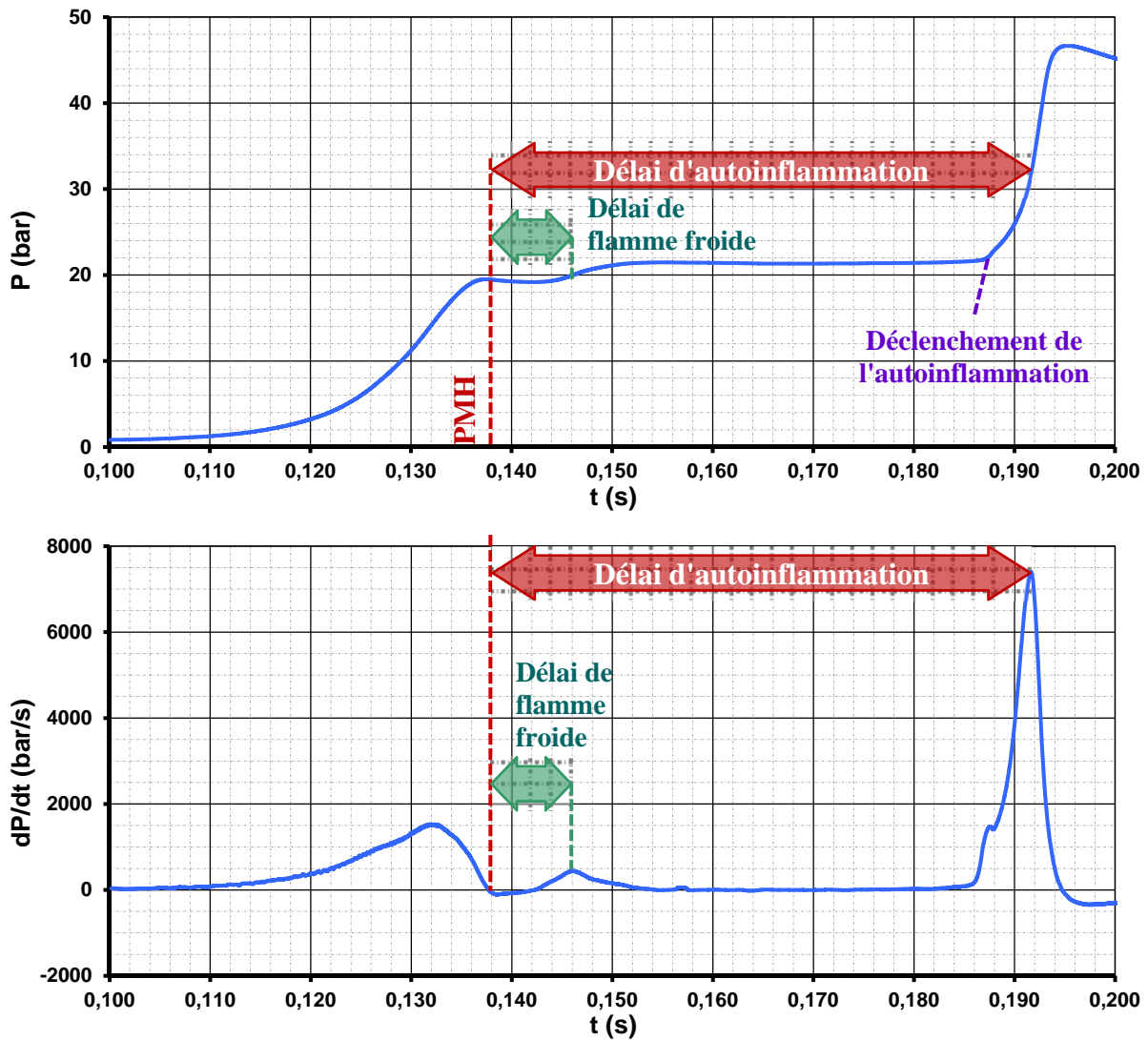


Figure III-1 : Délai d'autoinflammation et délai de flamme froide - Signal de pression et sa dérivée.

❖ Délai de déclenchement d'autoinflammation

Malgré la proximité du terme, le '*délai de déclenchement d'autoinflammation*' diffère du délai d'autoinflammation dont il est question plus haut. L'autoinflammation correspond à une phase de combustion spontanée, son déclenchement demeure un évènement ponctuel. Le déclenchement de l'autoinflammation coïncide avec une rupture nette de pente dans le signal de pression, comme déjà remarqué à la **Figure III-1**. La première combustion spontanée est donc repérée par un maximum de dérivée seconde. Le délai de déclenchement d'autoinflammation est matérialisé sur la **Figure III-2** entre le PMH et le premier maximum local de dérivée seconde. Le second pic vient de l'augmentation de plus en plus marquée du taux de combustion en raison de l'élargissement progressif du front de combustion dans cet exemple. La nuance temporelle entre autoinflammation et initiation de l'autoinflammation tend bien sûr à disparaître lorsque le phénomène devient très rapide. Dans un souci d'allègement, nous ferons souvent référence simplement au '*délai de déclenchement*'.

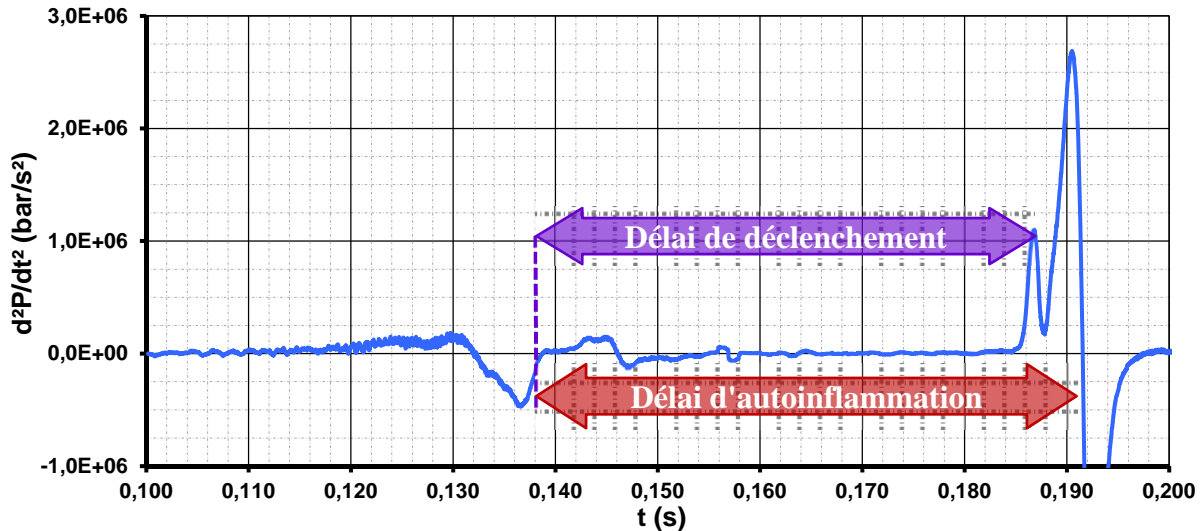


Figure III-2: Délai de déclenchement d'autoinflammation et délai d'autoinflammation - Signal de pression et sa dérivée.

❖ Avance à l'allumage

Parce que l'assistance par plasma demeure notre sujet central, une notion 'd'avance à l'allumage' est introduite. Elle se définit comme l'anticipation de la décharge électrique par rapport au PMH. Le délai compris entre le déclenchement du plasma et la fin de la compression est illustré à la **Figure III-3**. Le signal de pression s'y limite à la phase de compression en MCR, alors que le créneau rouge témoigne de l'impulsion (en volts) envoyée vers l'allumeur. L'exemple montre une avance d'environ 12ms. On parle d'avance à l'allumage à la manière des moteurs à allumage commandé. A la différence de ces derniers, la décharge pourra être réalisée beaucoup plus tôt avant le PMH. Cependant, la suite de l'étude justifiera ce rapprochement avec l'allumage commandé.

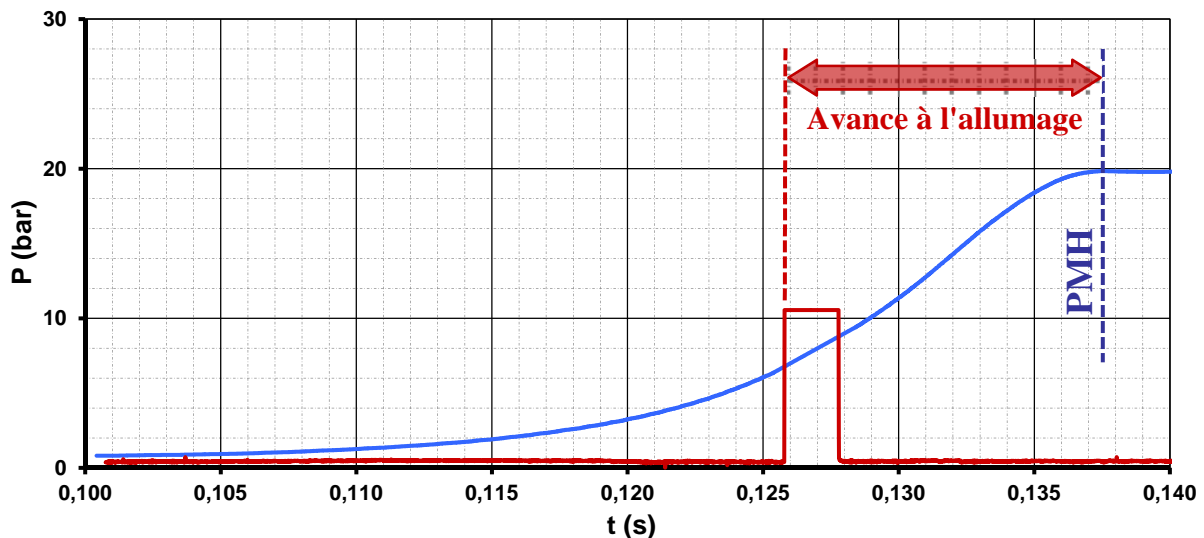


Figure III-3 : Avance à l'allumage - Signal de pression (compression).

2. Conditions thermodynamiques remarquables

❖ Température de Cœur Adiabatique

La Température de Cœur Adiabatique (TCA) est un concept plus ou moins abstrait qui repose sur l'existence supposée d'une zone de la charge n'ayant subi aucune perte thermique. Cela ne définit cependant en rien la taille ou la forme de ce cœur adiabatique. Les variations de température de ce dernier ne résultent que des travaux de compression qu'il reçoit. Cette compression peut être une compression d'origine mécanique par le déplacement du piston ou, une compression due à l'expansion d'une autre zone.

L'hypothèse d'adiabaticité appliquée au premier principe permet d'établir une relation entre les variations relatives de la température et de la pression, explicitée à l'**Équation III-1** - après remplacement et simplification par la loi des gaz parfaits. Dans le cas simplifié où γ est supposée constante, la relation devient l'**Équation III-2**. L'estimation rapide de T_{CA} demande alors un coefficient gamma polytropique.

$$\frac{dT}{T} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{dp}{p}$$

Équation III-1

$$T_{CA} = T_0 \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

Équation III-2

La TCA ne se calcule qu'à partir de la température initiale et de la pression instantanée, les pertes thermiques étant déjà intégrées dans cette dernière information. Cette notion constitue un bornage maximal de la température de gaz, sans avoir recours à la mesure directe de son champ qui reste difficilement accessible - procédés intrusifs ou non. L'étude bibliographique (cf. Chapitre I-B-2) a montré que des zones de cœur adiabatique existent après la fin de la compression, mais que la turbulence les détruit peu à peu jusqu'à ce qu'elles disparaissent quelques dizaines de millisecondes après le PMH.

❖ Conditions de déclenchement d'autoinflammation

Pour la suite, il est intéressant de connaître précisément les conditions thermodynamiques à l'instant du déclenchement. L'objectif est bien sûr de mettre en avant le mécanisme physique responsable du passage à l'autoinflammation, notamment si les conditions antérieures des gaz ont varié. Cela justifie l'intérêt d'avoir différencier le délai de déclenchement d'autoinflammation. Grâce à ce dernier, on remonte en pratique à la '*pression d'autoinflammation*' et à la '*TCA d'autoinflammation*'. Ainsi, on connaît l'état des gaz frais juste à la rupture de pente constatée à la **Figure III-1**.

B. CAS D'EXPERIENCE ETALONS

1. Autoinflammation pure

a. Définition des conditions de référence

❖ Choix du mélange

Les caractéristiques du mélange standard de cette étude résultent d'un compromis entre différents impératifs. Expérimentalement, nous étudions l'influence d'un plasma sur l'autoinflammation de mélanges homogènes pauvres. Leur combustion HCCI est caractéristique d'une réaction LTC - Low Temperature Combustion. Cependant, un mélange trop pauvre engendrerait un phénomène insuffisamment quantifiable, d'autant plus que les pertes thermiques aux parois pourraient rendre le dégagement de chaleur indétectable au niveau du signal de pression. De plus, la probabilité pour le plasma d'avoir une action dans un mélange diminue avec la concentration de carburant.

D'autre part, l'impact de la machine utilisée et les variations des conditions de manipulations génèrent une incertitude de l'ordre de la milliseconde (~1ms). Pour quantifier de manière fiable l'effet d'une assistance par un plasma, il faut par conséquent que le délai d'autoinflammation intrinsèque du mélange soit supérieur d'au moins un ordre de grandeur (~10ms) à ces incertitudes. Le mélange sera donc choisi de manière à obtenir l'autoinflammation, après une dizaine et plutôt même plusieurs dizaines de millisecondes.

Du point de vue de la composition, deux carburants purs de référence s'opposent dans leur comportement. Ce dernier se traduit par leurs indices reflétant leur capacité à s'auto-enflammer - Indice de Cétane (IC) - et leur pouvoir antidétonant - Indice d'Octane (RON ou MON). D'un côté, le N-heptane (IC=56, RON=MON=0) s'autoinflamme très rapidement, alors que de l'autre, l'Isooctane (IC=12, RON=MON=100) résiste bien. Après plusieurs tests considérant des mélanges d'Isooctane/N-heptane, le choix se porte sur un mélange d'Isooctane et d'air, à la richesse 0,5. L'Isooctane pur garanti l'autoinflammation la plus tardive, et ce mélange sera associé à l'expression '*mélange de référence*' dans la suite des expérimentations.

❖ Conditions initiales

Afin de s'affranchir de l'incertitude expérimentale en MCR évoquée parmi les impératifs précédents, la charge initiale du mélange de référence doit assurer un délai d'autoinflammation significatif de plusieurs dizaines de millisecondes. La formulation de Wooldridge [60] sur le délai d'autoinflammation de l'isooctane, contribue à statuer sur la pression de PMH à envisager. Sa corrélation à l'**Équation III-3** inclut plusieurs paramètres des gaz frais. p et T y représentent respectivement la pression (atm) et la température (K) en fin de compression, ϕ la richesse, et x_{O_2} la fraction molaire de dioxygène (exprimée en %). L'erreur relative est annoncée à 12%. Walton propose une formulation très proche dans [61] proposée par la même équipe. Seuls les facteurs et valeurs d'exposants varient légèrement.

$$\text{Délai (ms)} = 1,3 \cdot 10^{-4} \times p^{-1,05} \varphi^{-0,77} x_{O_2}^{-1,41} e^{\frac{33700}{RT}} \quad [60]$$

Équation III-3

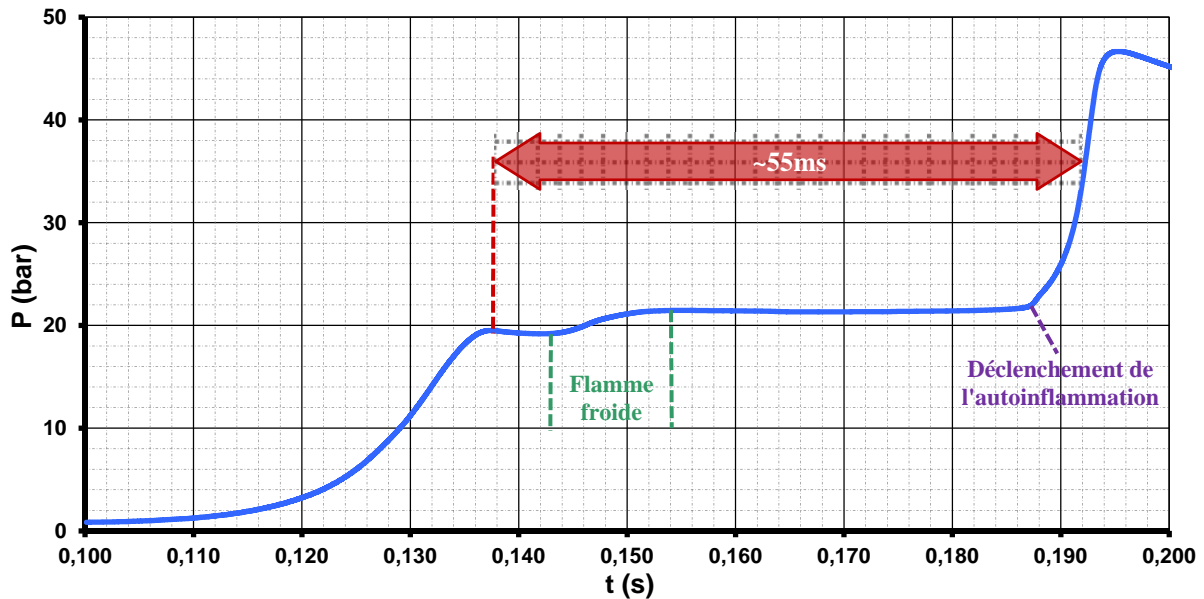


Figure III-4 : Autoinflammation pure - Signal de pression, conditions de référence.

Les températures pour lesquelles l'Équation III-3 demeure valable dépassent les 900K, soit sur la plage PTC des hautes températures, comme c'est le cas pour toutes les corrélations trouvées dans la littérature. Elle ne prend donc pas en compte le comportement NTC, ni ne donne des valeurs de délais corrects pour les températures basses et intermédiaires. Cependant, à défaut d'autres données, nous estimons un ordre de grandeur cohérent sur la plage PTC basse, en appliquant un raisonnement simple tiré de la Figure I-8. Malgré la rupture occasionnée par la zone NTC intermédiaire, les deux zones PTC suivent la même tendance à ~150K d'intervalle. La continuité pourrait être rétablie graphiquement par une translation selon l'axe des abscisses (températures) de la première vers la deuxième. Numériquement, cela signifie que nous approximons les valeurs de délai pour les températures basses en ajoutant 150K dans l'application de la corrélation.

Le taux de compression de la MC est fixé à environ 12,5. On choisit d'appliquer une pression initiale au PMB de 0,7bar. Dans ces conditions, et pour le mélange de référence, l'Équation III-3 donne un délai de ~70ms en appliquant une température de PMH de 650K. Avec le même raisonnement sur la température, l'Équation I-3 de Davidson [23] estime à ~50ms le délai d'autoinflammation pour un mélange d'isooctane/air de richesse 0,5.

Les 'conditions de référence' appliquées au 'mélange de référence' ainsi établies sont résumées dans le Tableau III-1. La courbe de pression de la Figure III-4 illustre les conséquences de la combustion de la charge dans les conditions retenues suite à l'autoinflammation par compression en MCR. Celui-ci n'intervient qu'après environ 55ms, et rentre dans les critères de délai fixés. On observe également sur la courbe, l'influence de la

flamme froide - délai ~10ms - qui constitue une pré réaction dans la cinétique chimique. Aucun phénomène n'est visible avec une caméra non intensifiée avant la rupture de pente consécutive au déclenchement d'autoinflammation - "flamme chaude" - indiqué en violet.

Tableau III-1 : Conditions de référence

Mélange	Richesse	Taux de Compression	p_0/p_{PMH}	T_0/T_{PMH}	Délai d'auto-inflammation
Isooctane/Air	0,5	~12,5	0,7bar/19bar	295K/650K	~50ms

b. Dispersion des mesures de délais en autoinflammation pure

❖ Autoinflammation perturbée par point chaud

L'autoinflammation pure n'est malheureusement pas toujours observée du fait d'imperfections expérimentales. La mesure montre une dispersion des délais malgré une phase de compression pourtant très reproductible en MCR. En effet, il faut séparer les inflammations accidentelles par "points chauds", des autoinflammations pures. Dans le premier cas, l'inflammation est initiée par une suie résiduelle, au lieu de trouver son origine dans l'emballement de la cinétique chimique, comme cela doit être le cas dans le second.

La visualisation rapide demeure la méthode la plus fiable d'exclure un allumage par point chaud. Les images de la **Figure III-5** présentent une particule, visible sous la forme d'un point lumineux saturé, qui déclenche un allumage se traduisant par un halo de chimiluminescence qui va progressivement se propager. L'impureté initie un noyau de flamme qui se propage. La propagation de cette combustion est identifiable sur le début de la montée en pression de la courbe en pointillés 'E172' à la **Figure III-8**, avant la rupture de pente due au déclenchement d'autoinflammation. D'un certain point de vue, il s'agit d'une combustion SICI accidentelle qui raccourcirait le délai par rapport aux cas purs sur la même figure.

En pratique, ces perturbations tendent à disparaître au fil des tirs. La répétition des expériences semble consommer l'essentiel de ces particules. On veillera seulement à nettoyer la chambre de ses suies, puis de maintenir le confinement au cours d'une série d'essais.

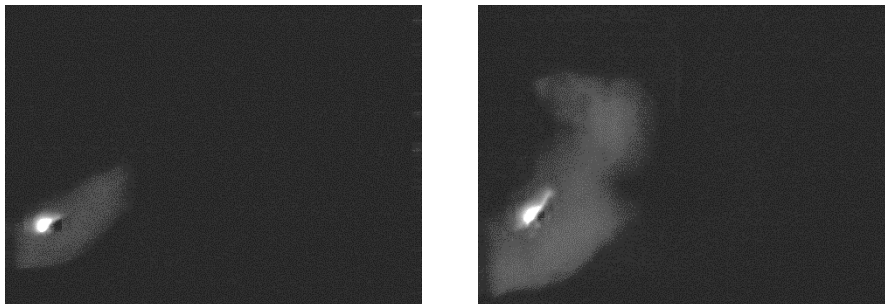


Figure III-5 : Visualisation rapide N&B d'un allumage par point chaud.

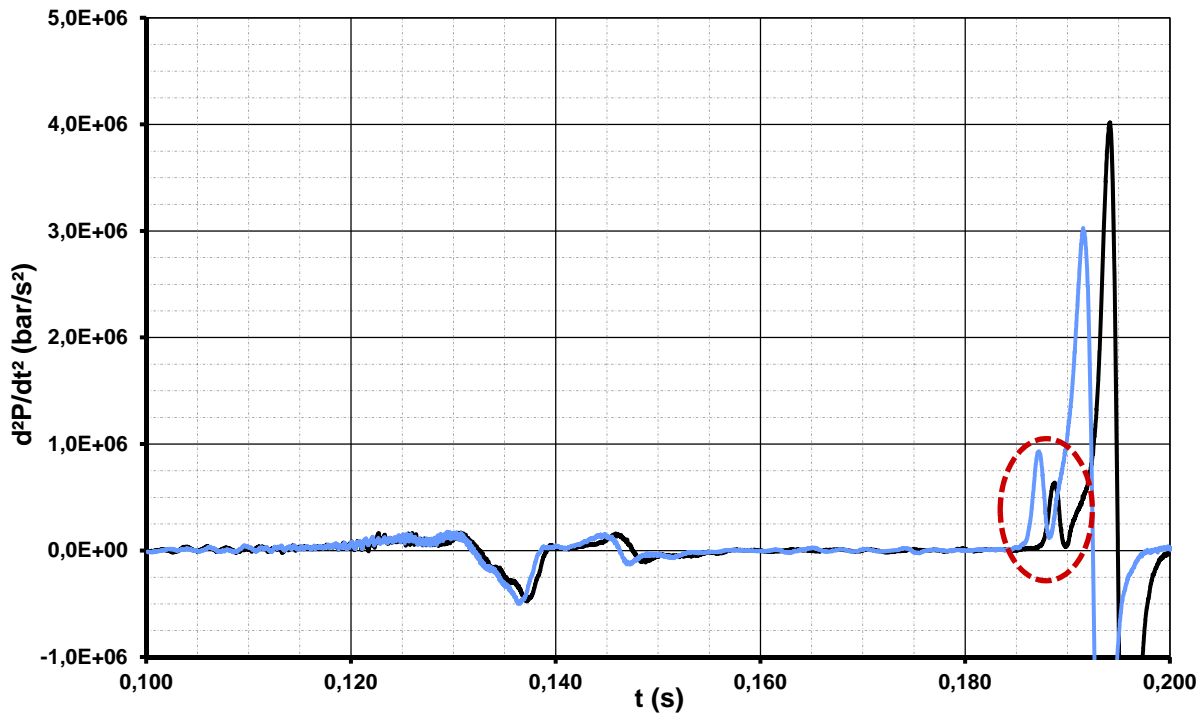


Figure III-6 : Autoinflammations pures - Dérivée seconde de la pression.

La **Figure III-7** montre au contraire un exemple d'autoinflammation pure. Aucune particule n'y vient polluer le processus de combustion, qui démarre spontanément et simultanément dans plusieurs régions de la chambre, identifiées par l'émission chimiluminescente. Pour l'ensemble des conditions d'expérience, l'observation directe reste le moyen le plus fiable d'exclure les essais pollués par un point chaud.

Comme cela sera repris dans le dernier chapitre, l'autoinflammation pure débute par l'inflammation soudaine et spontanée d'une partie de la charge. Elle est responsable de la rupture nette de pente, induisant par définition un pic de dérivée seconde. Ce maximum local est cerclé en rouge sur la **Figure III-6**, et permet de localiser l'instant de déclenchement. Dans le cas d'une autoinflammation non-perturbée, nous vérifions qu'aucune flamme ne survienne avant cet instant, comme le confirme les signaux de pression en traits pleins à la **Figure III-8**. De cette manière, nous définissons un critère d'élimination des allumages par point chaud uniquement basé sur la lecture de la pression ou de ses dérivées successives.

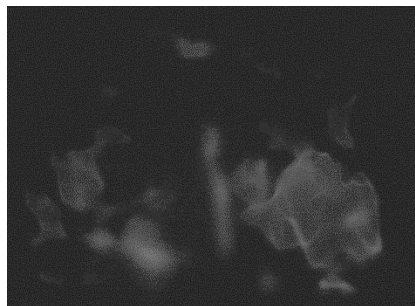


Figure III-7: Visualisation rapide N&B d'une autoinflammation pure.

❖ Dérive des délais par réchauffement de la MCR

La mise à l'écart des essais perturbés par point chaud fait ressortir un faisceau de courbes de pression révélatrices d'une autoinflammation pure à la **Figure III-7**. Ces courbes de pression sont beaucoup mieux regroupées, signe que la dispersion était essentiellement l'œuvre des imperfections expérimentales, et semblent suivre une progression mise en avant par la flèche rouge au fil des essais à la **Figure III-8**.

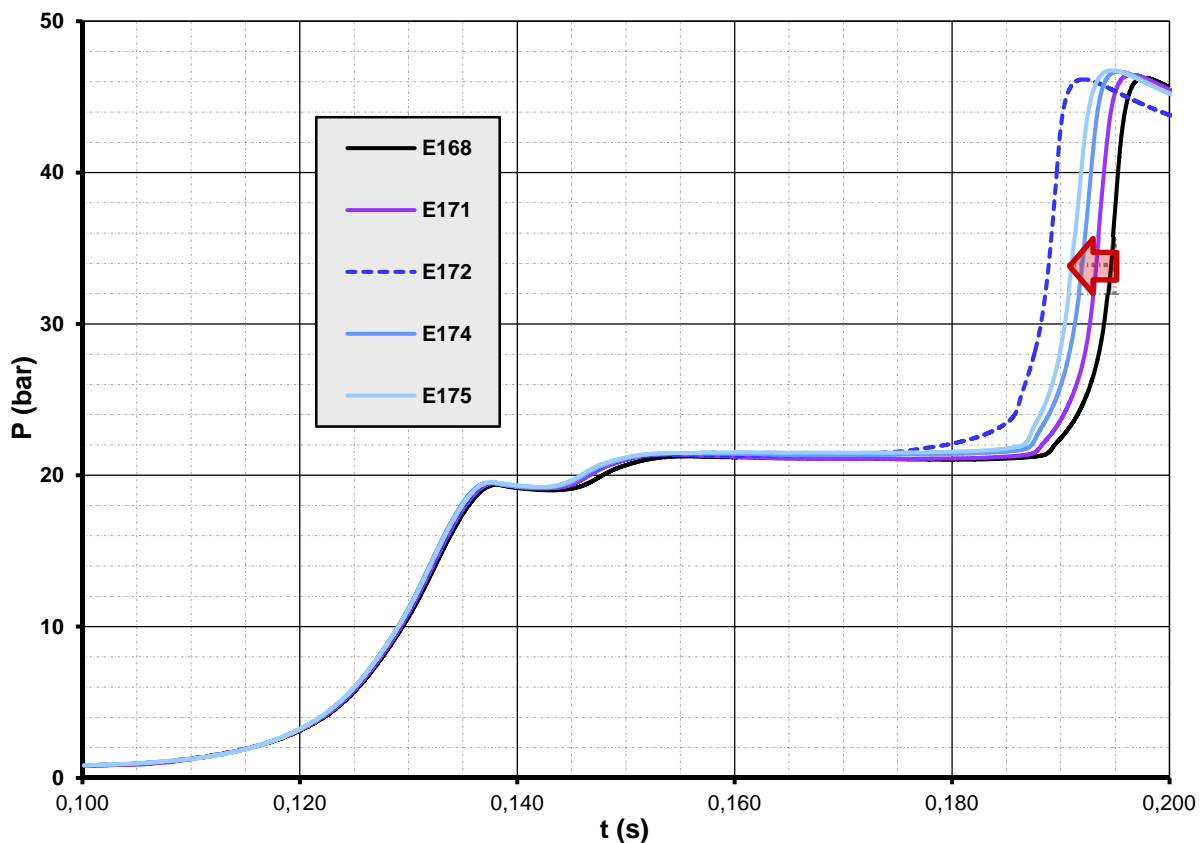


Figure III-8 : Signaux de pression - Autoinflammations sans assistance (autoinflammations pures et allumages par points chauds).

Les délais d'autoinflammations pures se réduisent peu à peu, comme s'ils convergeaient vers une asymptote. Cette fluctuation trouve son origine dans les conditions aux limites qui ne se reproduisent pas parfaitement. En particulier, la température de paroi évolue au fur et à mesure des essais successifs, comme observé aux graphiques de la **Figure III-9**. La température est mesurée par un thermocouple pris dans la paroi au niveau de la chambre de combustion (cf. Chapitre II). En raison de cette configuration, l'indication ne constitue pas une valeur exacte de la température interne pariétale, elle n'en est qu'une image, mais elle reste représentative de l'évolution thermique du système MCR dans son ensemble.

Le premier graph exprime l'évolution de température en fonction du temps alors que le second considère le nombre de tirs. Les approches sont équivalentes, chaque tir libérant la même quantité d'énergie à intervalle de temps régulier. Dans les deux représentations, un

régime transitoire d'amortissement est reconnaissable, il n'atteint pas son équilibre faute de temps. Malgré la durée de l'expérience, l'évolution reste inférieure à 3°C, variation assez faible, mais dont l'impact sur les délais est important comme le montre la **Figure III-8**. A cause de cette forte sensibilité, il serait inutile d'essayer de s'affranchir du réchauffement de la MCR en la régulant avec un système de chauffage. Le dispositif, asservi au thermocouple, n'empêcherait pas l'existence d'une fluctuation cyclique, même avec une précision de 0,5°C.

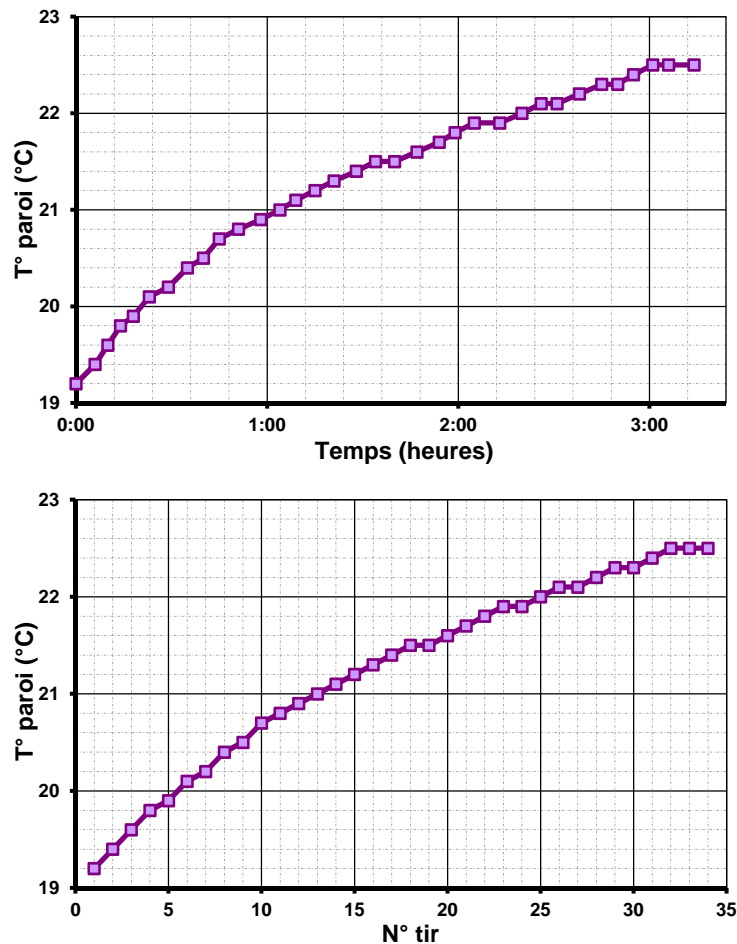


Figure III-9 : Evolutions de la température de masse de la chambre MCR en fonction du temps et des tirs.

Il est préférable de quantifier la convergence thermique pour la prendre en compte. On se propose de modéliser ce comportement par une approche élémentaire :

- la MCR est considérée comme un système sans dimensions de capacité thermique C ,
- elle est supposée réaliser avec son environnement un échange convectif de coefficient global hS ,
- le nombre de tirs N est pris comme unité de temps –importance de l'apport d'énergie à chaque essai-, ainsi Q_N devient le flux de chaleur amené par la combustion de mélange, alors que T_N représente la température au $N^{\text{ième}}$ essai,

- T_0 représente la température ambiante, et donc également la température initiale du système 'MCR', car l'ensemble est supposé à l'équilibre en début de série.

Selon le premier principe de la thermodynamique, le bilan des puissances reçues par la MCR conduit à l'équation différentielle du premier ordre posée à l'**Équation III-4**. L'**Équation III-5** en établit la solution formelle qui modélise l'amortissement thermique d'un système du premier ordre.

$$C \frac{dT_N}{dN} = -hS(T_N - T_0) + Q_N$$

Équation III-4

$$T_N = T_0 + \frac{Q_N}{hS} \left(1 - e^{-(N-1)\frac{hS}{C}} \right)$$

Équation III-5

Graphiquement, le temps caractéristique lu vaut 25 tirs - ~2 heures à raison d'un tir toute les 5 minutes -, et l'amplitude thermique totale semble converger vers 3K. Sachant que le mélange introduit dans les 1,1L de la chambre en conditions de référence (P_{PMB} de 0,7bar) contient l'énergie Q_N de 1,4kJ, le coefficient d'échange hS s'approche des 500J/K/tir ou bien 1,5W/K - d'après l'amplitude thermique. En supposant pour la MCR une surface d'échange de référence de 0,24m², h s'arrondit à 7W/m²/K, et constitue un ordre acceptable de coefficient d'échange par convection naturelle. En reprenant maintenant le temps de réponse caractéristique, la capacité C du système est déduite à 11kJ/K correspondant à la capacité d'une masse d'acier de quasiment 30kg, masse vraisemblable des pièces de la chambre MCR

Le comportement thermique du dispositif expérimental étant maintenant formalisé, son influence sur le délai d'autoinflammation fait l'objet de la même modélisation. De tous les paramètres thermodynamiques, seule la température initiale est susceptible d'évoluer suffisamment au cours d'une série de tirs pour expliquer la convergence des relevés de pression aperçue à la **Figure III-8**. Dans la zone PTC de basse température à laquelle appartiennent les conditions de références, l'autoinflammation pure montre une sensibilité en exponentielle inverse conforme à l'**Équation III-6**. La température au PMH s'exprime en fonction de la température ambiante initiale T_0 et du taux de compression Π - γ coefficient polytropique - à l'**Équation III-7**. Cette dernière fait également apparaître l'évolution de température de la MCR ΔT_N qui n'est autre que le second membre de la solution à l'**Équation III-5**. L'évolution étant faible en comparaison de la température initiale, l'expression exponentielle du délai se développe et se simplifie par des développements limités successifs du premier ordre. Finalement, le délai courant s'exprime sous forme affine avec le délai initial en fonction de ΔT_N à l'**Équation III-7**.

$$\text{Délai}(T_{\text{PMH}}) \# e^{\frac{E_a}{RT_{\text{PMH}}}}$$

Équation III-6

$$T_{\text{PMH}} = T_0 \left(1 + \frac{\Delta T_N}{T_0}\right) \Pi^{\gamma-1} \quad \text{avec} \quad \frac{\Delta T_N}{T_0^2} \ll \frac{\Delta T_N}{T_0} \ll 1$$

Équation III-7

$$\text{Délai}(T_{\text{PMH}}) \underset{\frac{\Delta T}{T_0} \rightarrow 0}{\sim} \text{Délai}(T_0 \Pi^{\gamma-1}) e^{-\frac{E_a \Delta T_N}{RT_0^2}} \underset{\frac{\Delta T}{T_0} \rightarrow 0}{\sim} \text{Délai}(T_0 \Pi^{\gamma-1}) \left(1 - \frac{E_a \Delta T_N}{RT_0^2 \Pi^{\gamma-1}}\right)$$

Équation III-8

Pour terminer, il suffit de remplacer l'évolution de la température de la MCR dans l'Équation III-8 par son expression à l'Équation III-5. L'expression formelle du délai d'autoinflammation est donnée par la première ligne de l'Équation III-9. La seconde ligne exprime avec des facteurs concrets l'évolution au fil des tirs du délai. Ce dernier est proportionnel au délai à la température de PMB initiale, affecté d'un coefficient d'amortissement exponentiel - cf. système du premier ordre. La constante qui le précède correspond numériquement à l'amplitude asymptotique de la variation relative du délai. Elle détermine le délai moyen obtenu après un très grand nombre d'essais - plus de 100.

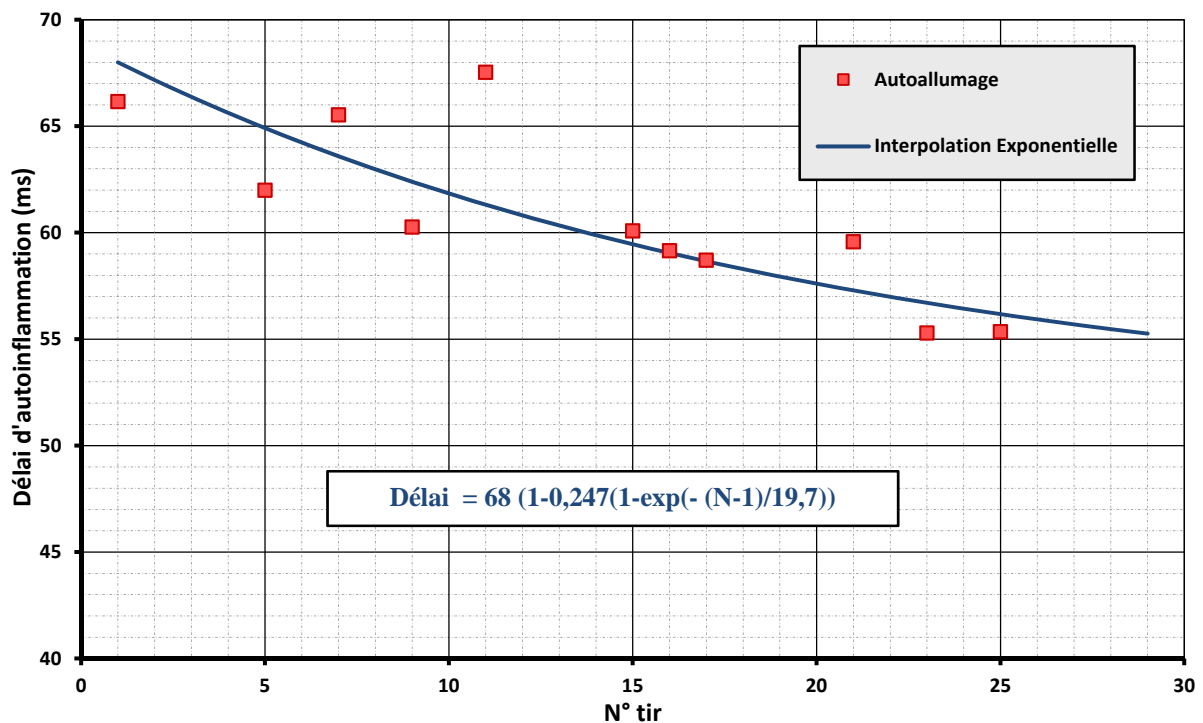


Figure III-10 : Evolution du délai d'autoinflammation pure au cours d'une série de tirs, et son interpolation exponentielle.

$$\text{Délai}(T_{\text{PMH}}) \sim \text{Délai}(T_0 \Pi^{\gamma-1}) \left(1 - \frac{E_a}{RT_0^2 \Pi^{\gamma-1}} \frac{Q_N}{hS} \left(1 - e^{-(N-1) \frac{hS}{C}} \right) \right)$$

$$\text{Délai}(N) \sim \text{Délai}(N = 1) \left(1 - \text{Cste} \left(1 - e^{-\frac{N-1}{N_{\text{caract}}}} \right) \right)$$

Équation III-9

La **Figure III-10** illustre le comportement modélisé par cette approche simple. Les carrés rouges indiquent les mesures de délai lors d'une série comportant un grand nombre d'autoinflammation pure. Conformément à l'**Équation III-9**, la courbe bleue retranscrit l'interpolation approximant le mieux en moyenne les points expérimentaux - $R^2=0,721$. Le temps de réponse caractéristique atteint 20 tirs, le premier délai est d'environ 68ms, et le délai converge vers 75% de sa valeur initiale. Asymptotiquement, l'autoinflammation interviendrait au bout de 51ms si l'expérience continuait.

2. Cas référence de combustion SICI

a. Autoinflammation assistée par plasma

L'un des objectifs principaux du phénomène étudié dans ce manuscrit est, par le biais d'une décharge électrique, d'accélérer l'autoinflammation par compression d'une charge carburée, et d'agir sur le gradient de pression maximal (bruit). Les conditions initiales continuent de répondre à la référence décrite pour l'autoinflammation pure - isooctane/air à richesse 0,5 et 0,7bar au PMB pour un taux de compression de 12,5. Par rapport au HCCI pur, une décharge Radio-Fréquence est ici ajoutée au moyen de la BME.

Le choix des caractéristiques de cette décharge, même s'il pourrait sembler arbitraire, résulte d'une (longue) phase d'exploration. Il trouve sa justification au Chapitre IV, lorsque la sensibilité de la décharge est explorée, en même temps que l'étendue des capacités de l'assistance par plasma pour la combustion. L'instant de décharge résulte d'un compromis entre facilité à créer des streamers et l'efficacité du plasma. En effet, trop proche du PMH, la décharge perd ses ramifications et peine même à s'initier. Au contraire, effectuée trop tôt, sa puissance reste limitée, alors qu'une énergie importante délivrée sur une période raisonnable - 1ms - garantit l'effet recherché. La décharge de référence est située 12ms avant le PMH, soit temporellement à mi-compression environ. La flèche en pointillés rouges pointe cet instant sur la **Figure III-11**. Le plasma dans cet exemple dure 1ms et reçoit 150V en entrée Driver, ce qui permet de transmettre à la pointe de l'allumeur une énergie de l'ordre de 305mJ. La décharge RF générée par la BME affectée des réglages précédents constitue pour le reste de l'étude la '*Décharge de Référence*'. Elle initie les essais SICI dits de '*Référence*' représentés ci-dessous par le faisceau des courbes de pression de couleurs chaudes. Ces dernières s'opposent aux courbes dans les tons froids étiquetées '*Autoallumage*', représentant les autoinflammations pures.

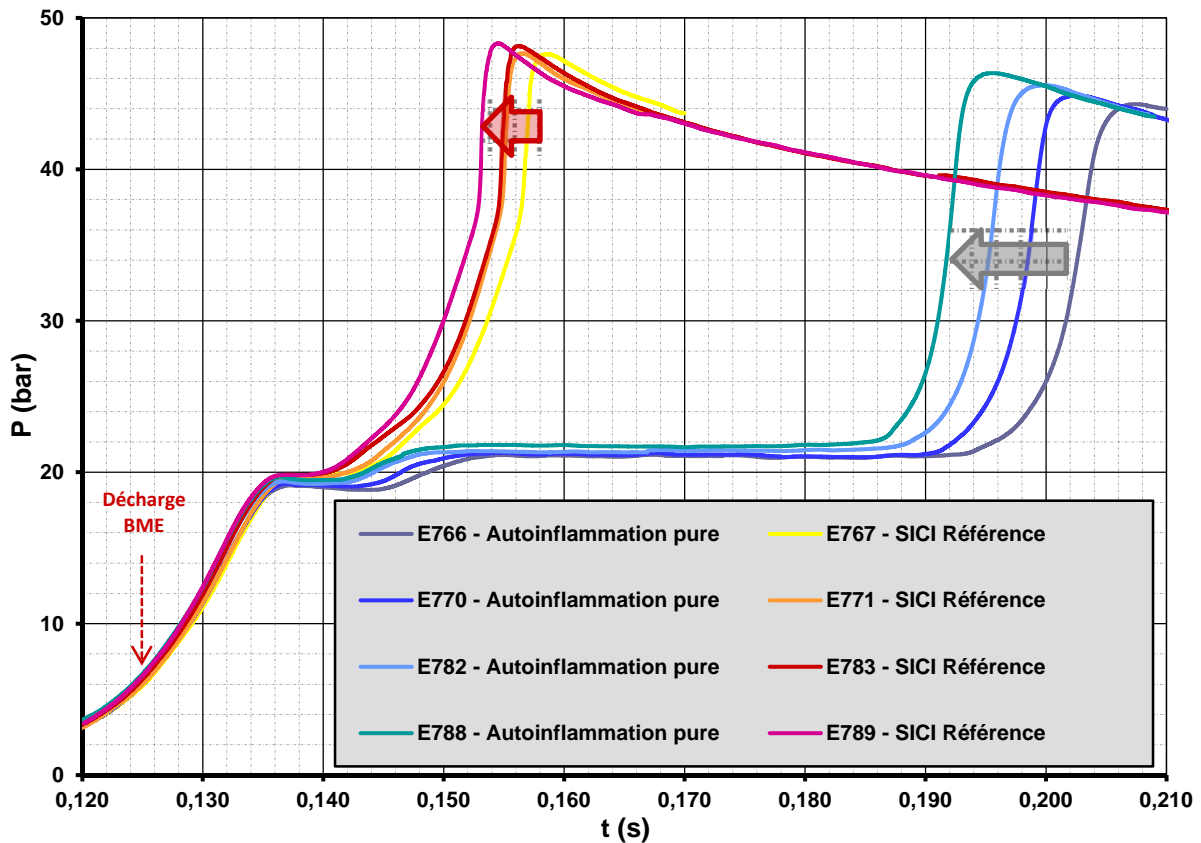


Figure III-11 : Evolutions des autoinflammations pures et assistées par décharge BME - Histogramme de pression.

Tableau III-2 : Décharge de référence

Avance	Tension d'entrée	Durée de décharge	Puissance en conditions de référence	Energie en conditions de référence
12ms	150V	1ms	~305W	~305mJ

Le **Tableau III-2** résume les caractéristiques de la décharge de référence. Son effet sur l'autoinflammation est indiscutable à la lumière des deux faisceaux de courbes distincts de la **Figure III-11**. L'effet est d'autant plus perceptible que les signaux de pression y représentent des essais consécutifs deux à deux, l'un d'autoinflammation pure et l'autre avec le plasma de référence. A l'image de la **Figure III-8**, les délais d'autoinflammation avancent au fil des tirs. L'amplitude de la réduction semble plus importante car la série est plus longue. Les cas assistés par la décharge connaissent la même tendance soulignée par la flèche rouge, avec un raccourcissement trois fois moindre que celui des autoinflammations pures - flèche grise.

b. Combustion en deux phases

Le traitement du mélange par un plasma n'a pas pour conséquence de modifier les caractéristiques physico-chimiques de ce dernier au point d'en optimiser la composition en

faveur d'une autoinflammation rapide. Plus simplement, la BME initie une première phase de combustion propagative qui induit une compression de la charge restante et amène à son autoinflammation dans un second temps. On retrouve alors la combustion de type SICI ou SACI. Cette interprétation se base sur la visualisation rapide acquise directement par la caméra *PHOTRON SA5* à la cadence d'enregistrement de 20000 images/s.

❖ Première phase, flamme propagative

La **Figure III-12** détaille l'évolution visuelle de la décharge BME de référence. Elle illustre comment cette dernière présente à son déclenchement de multiples et longues ramifications - ~1cm par branche, plus de 5cm en cumulé -, puis comment ces ramifications vont se plisser et même battre. Auzas expliquerait ce phénomène par l'action de leur propre champ électromagnétique au Chapitre I-C-3 [56]. L'évolution du plasma constaté en vidéo rapide confirme les observations des précédentes études sur la décharge RF.

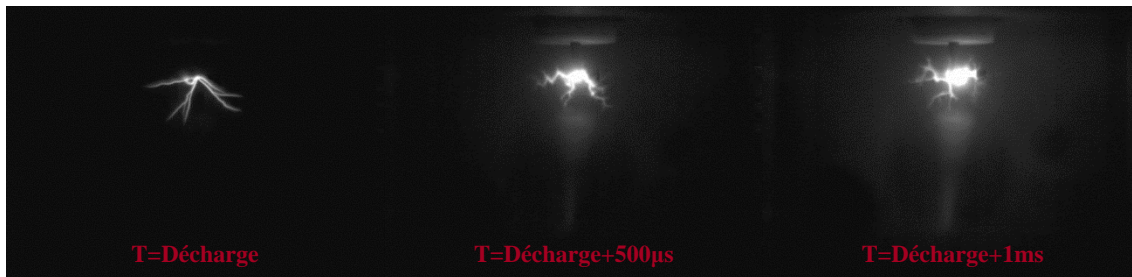


Figure III-12 : Visualisation rapide de la décharge – intervalle 500µs.

Une fois terminée, la décharge laisse une empreinte photoluminescente qui trahit une activité chimique. La première image de la **Figure III-13** montre cette empreinte qui va perdurer puis se développer sur le reste de la frise. En effet, la zone réactive progresse d'abord très lentement en restant localisée dans le haut de la chambre, puis accélère progressivement en descendant le long des parois. Il faut tenir compte sur les images de l'intégration sur la profondeur de la chambre. La 6^{ème} image est très proche du PMH, l'avance de la décharge étant de 12ms.

Le film de la **Figure III-13** montre donc bien une phase de combustion de type propagatrice se développant à partir d'une zone réactive limitée initié par la BME. La combustion partielle de la charge dans cette première phase et le déplacement du piston continuent de comprimer les gaz frais restants - en bas et au cœur de la chambre - jusqu'à en déclencher l'autoinflammation. La transition soudaine entre ces deux phases explique la rupture de pente observée entre 36bar et 38bar dans les signaux de pression des essais SICI à la **Figure III-11**. La propagation de la flamme et les conditions de passage à l'autoinflammation sont reprises en détail au Chapitre V.

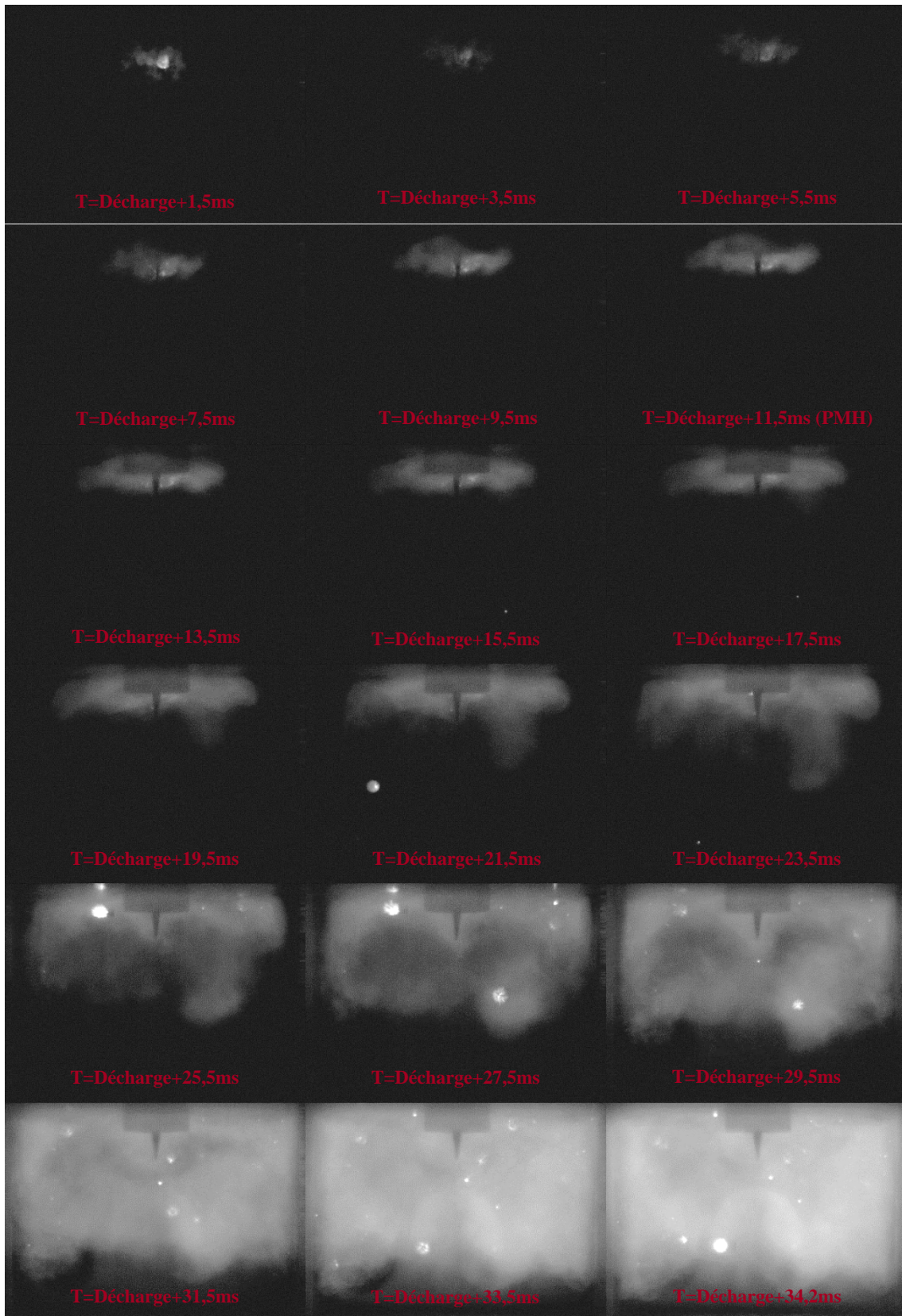


Figure III-13 : Visualisation rapide de la phase propagative de la combustion SICI.

L'autoinflammation et la rupture de pente qui lui est associée sont mieux mises en avant

par le relevé temporel de pression à la **Figure III-14**. Le créneau rouge y est superposé à la pression pour rappeler le déclenchement du plasma initiateur. L'histogramme illustre comment le délai est déterminé au plus fort de la phase d'autoinflammation.

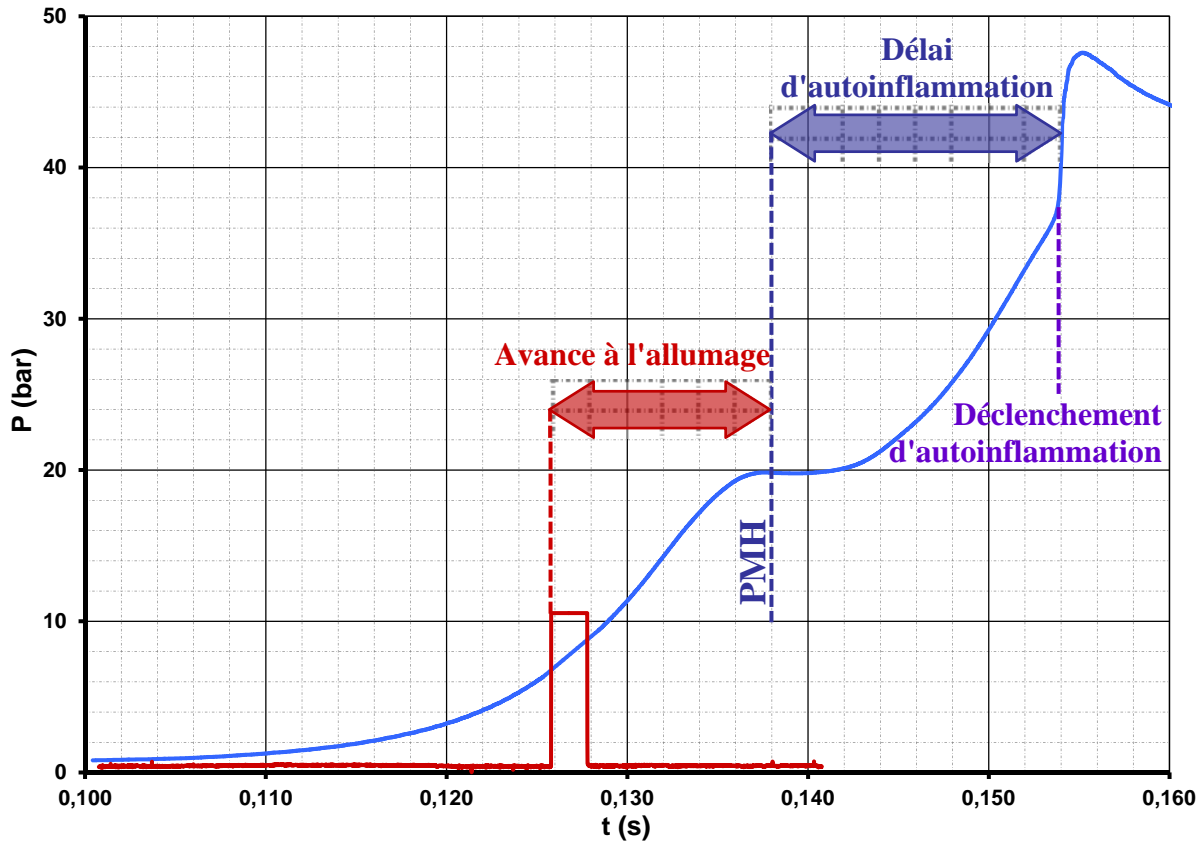


Figure III-14 : Combustion SICI de référence - Signal de pression et de déclenchement de la décharge BME.

❖ Seconde phase, autoinflammation par explosion thermique

La frise constituant la **Figure III-15** se concentre sur la phase d'autoinflammation qui est beaucoup plus brève que la précédente de sorte qu'elle semble instantanée à l'échelle du temps de propagation. L'autoinflammation démarre à la périphérie de la chambre, puis survient la combustion en masse de la région inférieure de la charge, avant de finalement se propager au cœur subsistant. La phase d'autoinflammation sera elle aussi détaillée au dernier chapitre, au travers de la localisation de ses points de départ et de ses régimes de propagation.

En considérant l'ensemble des expérimentations, les cas d'autoinflammations assistées par plasma présentent toujours une continuité de chimiluminescence entre la décharge et la phase propagatrice qui va à son tour induire l'autoinflammation par compression des gaz frais restants. Même très faible, au point de devoir utiliser l'intensificateur, la persistance d'une zone réactive suite à la décharge est une condition nécessaire et suffisante à l'assistance par plasma. C'est la raison pour laquelle nous parlons de combustion SICI. Si la zone chimiluminescente ne survit pas, la combustion reste une autoinflammation pure, ou éventuellement un allumage par point chaud (qui n'est qu'un processus SICI accidentel).

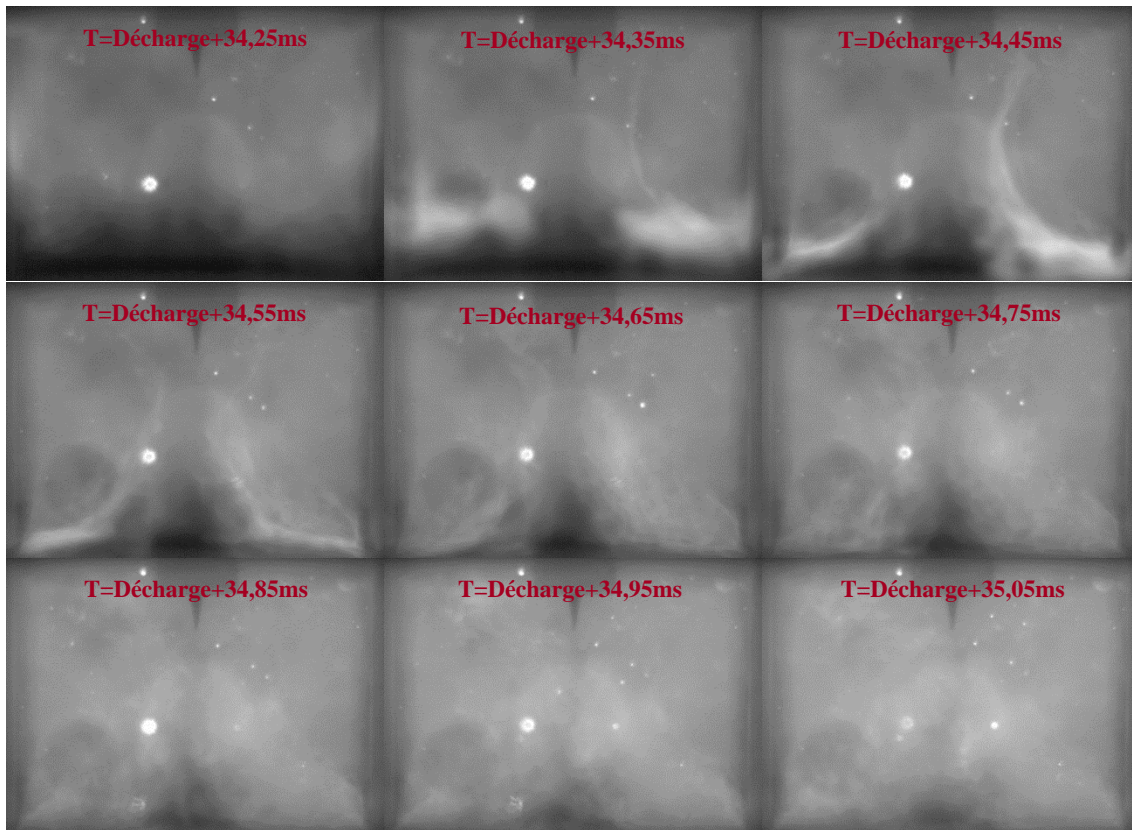


Figure III-15 : Visualisation rapide de la phase d'autoinflammation en combustion SICI – intervalle 100 μ s.

c. Ratio entre les délais d'autoinflammations pures et SICI

La **Figure III-11** a montré que le délai d'autoinflammation SICI de référence évolue au cours du temps selon la même tendance que le délai d'autoinflammation pure, comme le souligne les flèches rouge et grise. Plus précisément, la convergence asymptotique vers une valeur fixe se devine également dans le cas SICI de référence. Les instants d'autoinflammation progressent dans les mêmes proportions indépendamment de la présence ou non du plasma. Pour le confirmer, l'évolution au fil des tirs du délai SICI - ronds bleus - est reportée avec celui de l'autoinflammation pure - carrés rouges - dans la **Figure III-16**. Les deux cas expérimentaux montrent une similitude homothétique au travers de leur délai respectif. Cette constatation permet de construire la série de triangles verts représentant les délais d'autoinflammation SICI divisé par le ratio 0,30. Ce coefficient est fixé de manière à optimiser la correspondance entre autoinflammation pure et autoinflammation projetée à partir de la condition de SICI référence.

Cette correspondance conduit à établir que le ratio entre le délai d'autoinflammation pure et le délai d'autoinflammation SICI reste constant, pour peu que les conditions d'utilisation de la BME le restent également. Les multiples séries d'essais conduites sur la MCR confirment un rapport constant entre ces deux références, et ce même d'une série à l'autre. Les nouveaux points virtuels d'autoinflammation pure sont utilisés aux cotés des originaux pour affiner la corrélation exponentielle présentée à la **Figure III-16**.

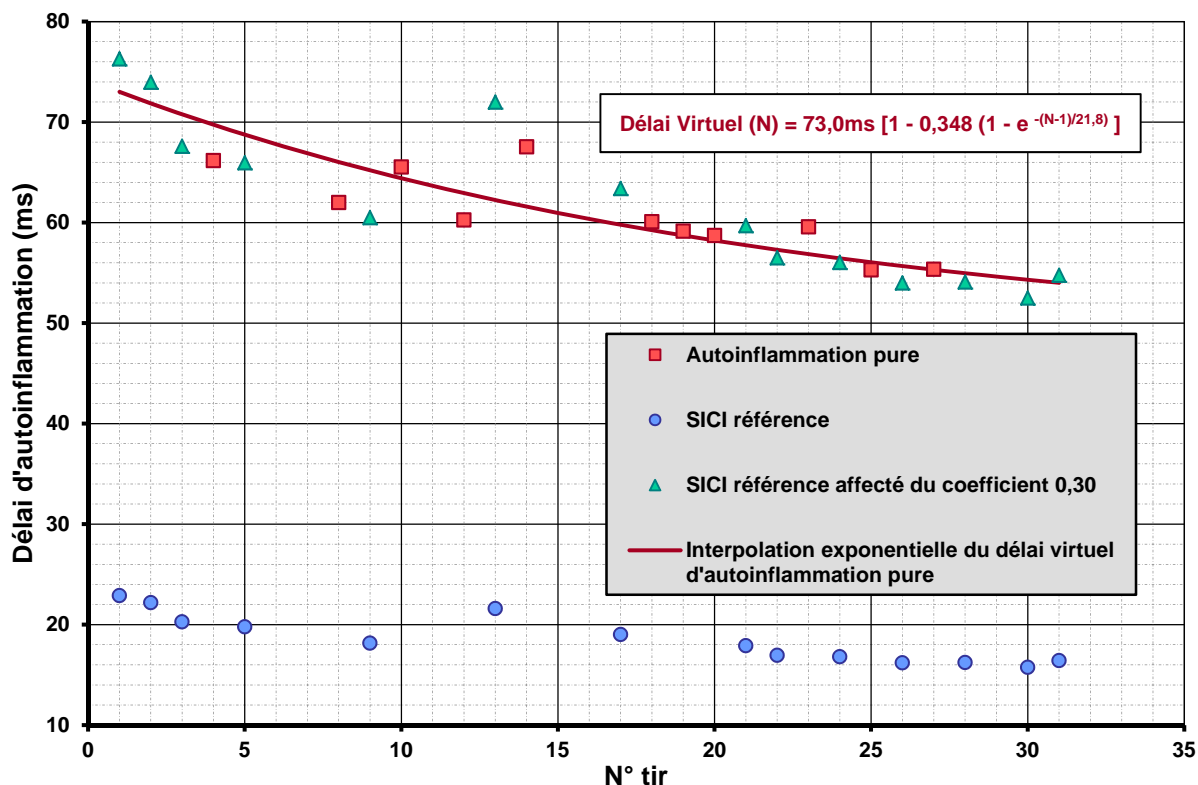


Figure III-16 : Evolution du délai d'autoinflammation au cours d'une série de tirs - ■ Autoinflammation pure - ● SICI de référence - ▲ SICI de référence affectés d'un coefficient 0,30 - — Courbe de tendance

Il est à noter que les expérimentations se scindent en deux grandes campagnes. Les deux ensembles sont séparés par une importante opération de réparation sur la MCR. Celle-ci porte notamment sur le remplacement de la tige alors creuse du vérin de rappel, par une tige pleine qui modifie très légèrement les caractéristiques de la compression. L'augmentation de l'inertie des parties mobiles, et de leur raideur ralentit la montée du piston comme l'illustre les profils de la **Figure III-17**. L'écart est très faible, mais suffisant pour influencer sur les résultats expérimentaux. En effet, le ratio moyen entre le délai d'autoinflammation pure et le délai SICI de référence, normalement reproductible d'une série à l'autre, passe de 27% à 31% entre les deux campagnes d'essais.

Cet écart dépasse la dispersion naturelle qui est inférieure à 2 points de pourcentage (cf. Chapitre IV). Elle s'explique par le fait que la compression se termine alors que la phase SICI de propagation commence (le déclenchement de la décharge de référence est tracé en rouge). Si l'autoinflammation pure n'est que peu influencée par ces différences, ces dernières conditionnent la propagation de la zone réactive initiée par la BME.

Afin de comparer le contenu de l'ensemble des campagnes de mesure et de permettre une analyse complète, les résultats doivent être corrigés ou réindexés pour être exploités en commun. La méthode numérique retenue est décrite en parallèle du protocole d'exploitation à la section suivante. Elle est également reprise en détail par l'Annexe-C.

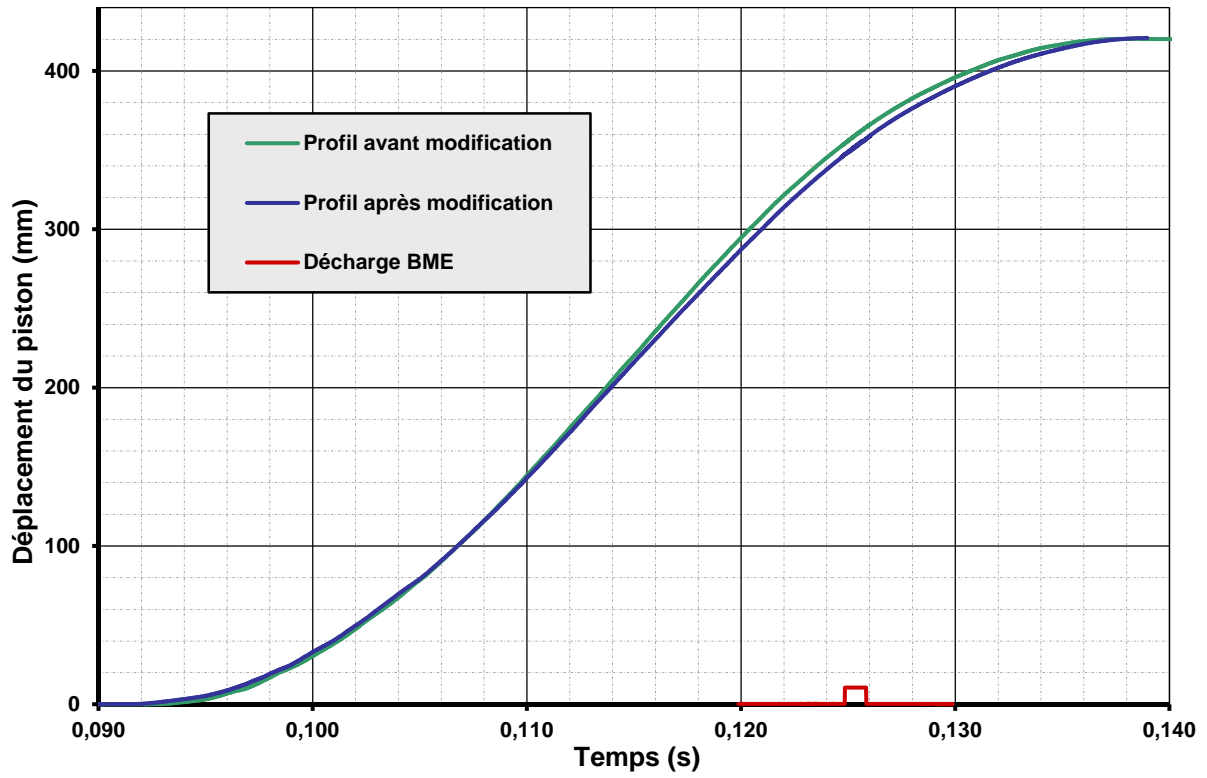


Figure III-17 : Comparaison des profils de compression avant et après la réparation.

C. DEFINITION DU PROTOCOLE D'EXPLOITATION

1. Structure d'une série expérimentale

a. Principes généraux

Comme démontré précédemment, les résultats tendent en effet à converger lentement, particulièrement en raison de l'évolution thermique de la MCR même limitée à quelques degrés. Un problème se pose donc pour quantifier de manière fiable l'influence des décharges électriques et la sensibilité du phénomène SICI. Pour y parvenir, les séries d'essais devront répondre aux quelques principes décrits ci-dessous.

❖ Premiers tir de préchauffage

Les premiers tirs ne sont jamais pris en compte. L'explication est la variation importante de la température initiale entre chaque essai. Ces forts écarts sont liés au comportement de la MCR assimilable à un système du premier ordre (cf. l'Équation III-5). L'ensemble se stabilise ensuite très rapidement après quelques tirs.

En pratique, les 2 à 5 premiers tirs sont éliminés. Ils servent essentiellement à mettre en température la MCR par l'installation du flux thermique à travers la paroi, et à brûler la majeure partie des particules ou autres suies. Les conditions initiales convergent sensiblement après une vingtaine d'essais consécutifs.

❖ Alternance des tirs d'investigation avec les références

Si la variation des délais d'autoinflammation est bien réelle, elle n'en est pas moins prévisible car modélisable du fait de la convergence thermique expliquée plus haut. D'après ce constat, on choisit d'alterner tirs sur lesquels porte l'interrogation, et tirs de référence. De cette manière, on parvient à quantifier l'effet relatif d'un plasma donné sur le délai par rapport à l'autoinflammation pure dans les mêmes conditions, tout en s'affranchissant des problèmes engendrés par le réchauffement de la MCR.

Les références correspondent aux deux cas étalons décrits à la précédente section. En début de série, le cas SICI de référence, plus fiable, est préféré à l'autoinflammation pure, puisque ce dernier est plus difficilement obtenu et plus fluctuant de nature. L'utilisation d'un intermédiaire ne constitue aucunement un obstacle, puisque le rapport entre le délai SICI référence et le délai d'autoinflammation pure reste fixe (cf. **Figure III-16**). Lorsque la chambre devient plus propre en fin de série, l'autoinflammation pure peut être à nouveau utilisée comme référence. Cela est en outre l'occasion d'estimer le ratio *SICI Référence / Autoinflammation Pur* caractéristique de la série en question.

En résumé, puisque l'expérimentateur est tributaire de l'évolution des conditions d'expérience, empêchant de tirer des conclusions sur les effets du plasma à partir des mesures brutes, il revient régulièrement à une référence. Un cas SICI fiable remplit ce rôle. Bien que

relative, cette référence équivaut à la référence absolue que constitue l'autoinflammation pure. Les références représentent un essai sur deux, ou parfois un sur trois, d'où la structure en alternance des séries expérimentales.

❖ Alternance de plusieurs cas d'investigation sur une même série

Les essais alternent cas d'investigation et cas de référence, ce qui n'empêche pas de tester de front plusieurs conditions SICI lors d'une même série. On peut se contenter d'une unique condition (autre que la référence), ou bien tester plusieurs conditions différentes. Cette structure est adoptée lorsque de nombreux essais sont enchaînés, afin que le régime transitoire soit équitablement réparti, ce qui ne serait pas le cas si les différentes conditions investiguées étaient testées successivement en début milieu puis fin de série.

Plus simplement, au cours de la série sur laquelle il travaille, l'expérimentateur peut se contenter de porter son attention sur un seul cas SICI désigné 'A', dont il fixe les caractéristiques de plasma, et ainsi alterner des tirs de type 'A' avec des tirs de référence. Ou bien, il préfère connaître également la sensibilité d'autres cas SICI, 'B' et 'C' par exemple, et la série de tirs devient une alternance entre les cas 'A', 'B', et 'C', ainsi que la référence. Lors d'une même série, on ne rencontre au maximum que 2 voire 3 caractéristiques de cas SICI, pour bien estimer la convergence numérique du cas de référence.

b. Illustration par un exemple simple

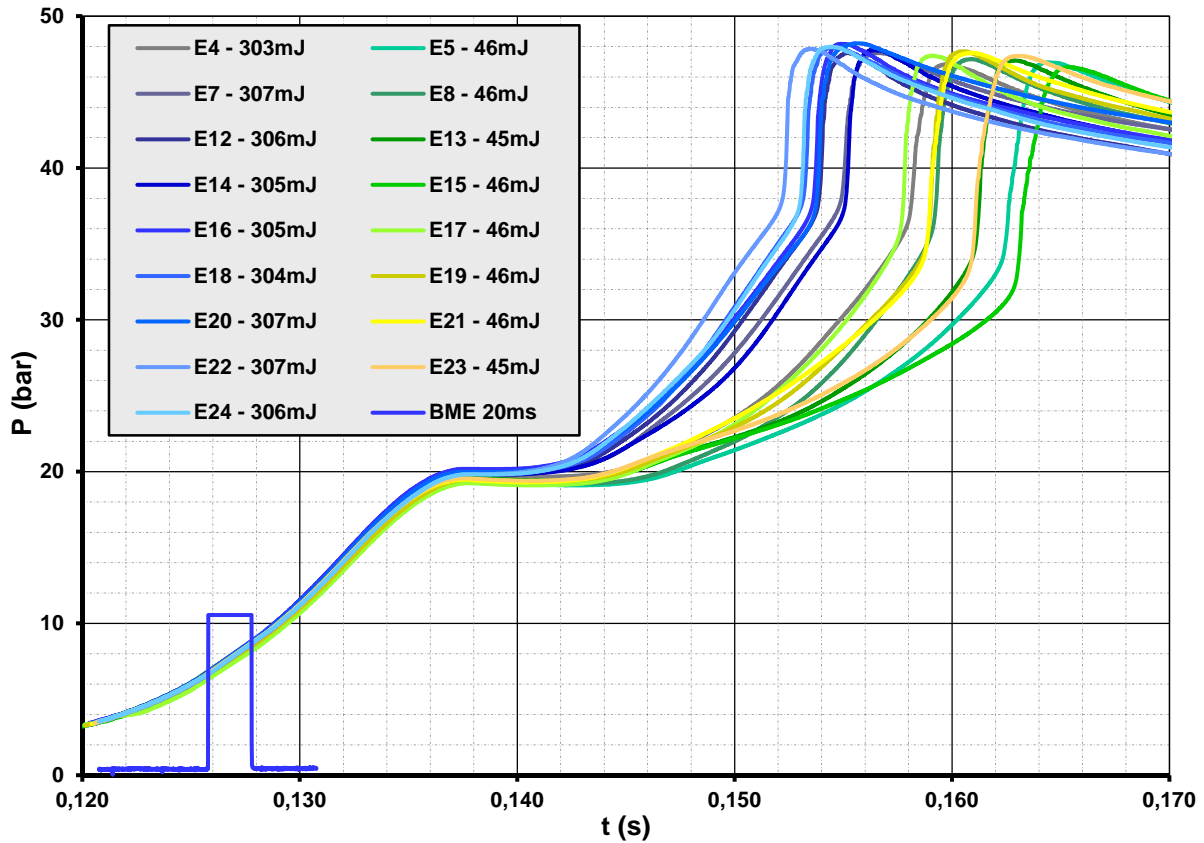
La série qui tient lieu d'exemple établit l'influence relative d'une décharge affaiblie au minimum en tension d'entrée par rapport à celle du cas SICI de référence. Selon le protocole fixé, la série de tirs alterne le cas de référence avec le cas sur lequel porte l'interrogation. Ce dernier use d'une décharge BME effectuée avec une avance de 12ms, comme pour la référence, mais dont la tension d'entrée est abaissée de 150V à 60V. De cette manière, la puissance mesurée à la pointe de la bougie chute de 300W à seulement 50W. La durée étant maintenue à 1ms, l'énergie est réduite de ~300mJ à ~50mJ.

La **Figure III-18** rassemble les signaux de pressions filtrés de cette série en deux faisceaux de courbes. Le premier, dans les tons bleus-violets, correspond à notre référence, et se distingue clairement du second, en vert-jaune, qui représente les tirs assistés par un plasma de plus faible voltage. En accord avec les préconisations, les premiers essais ne sont pas pris en compte et la représentation débute au numéro 4. Le créneau bleu '*BME 20ms*'² rappelle la synchronisation de la décharge commune aux deux conditions.

Dans le cas présent, l'évolution des caractéristiques du plasma engendre donc un effet bien discernable sur l'autoinflammation. Une plus grande dispersion est même perceptible pour les essais SICI de faible énergie (~46mJ – colonne droite de la légende), par rapport aux références (~305mJ – colonne gauche de la légende). S'il est bien perceptible sur la **Figure**

² Le créneau porte la mention '20ms', car expérimentalement il est calé 20ms après le témoin de détection du pied de compression (cf. Chapitre III-C-2-a), ce qui correspond à une avance de 12ms.

III-18, l'effet d'un plasma plus ou moins énergétique demeure en revanche problématique à quantifier précisément tir par tir. La tendance générale au raccourcissement des délais, lié au réchauffement de la MCR, empêche la mesure directe de cet effet.



2. Exploitation des résultats

a. Référencement des mesures

❖ Synchronisation des relevés de pression

Le premier obstacle provient du procédé même de cette MCR. L'acquisition y est déclenchée par la mise en mouvement de la came, lorsque l'hydraulique catapulte cette dernière. Or entre la catapulte et l'ensemble galet-piston, le comportement de la came n'obéit qu'à sa seule inertie (cf. Chapitre II). De ce fait, le début de la phase de compression fluctue d'un tir à l'autre sur une amplitude de ± 1 ms. Le premier impératif est donc de synchroniser les profils de compression lors du post-traitement des données.

Pour ce faire, la MCR dispose d'un capteur électromagnétique indiquant de passage du piston. Il envoie un pulse lorsque qu'il voit passer le chariot de la tige du piston. Le capteur est fixé au pied des rails guidant le chariot. De cette manière, un témoin signale à l'utilisateur

le pied de compression, lui permettant ainsi de synchroniser les acquisitions de pression au moment de l'exploitation. Le trigger est tracé en rouge et signalé par une flèche pointillée sur la **Figure III-19**, qui représente un grossissement du signal de pression SICI au niveau de la phase de compression.

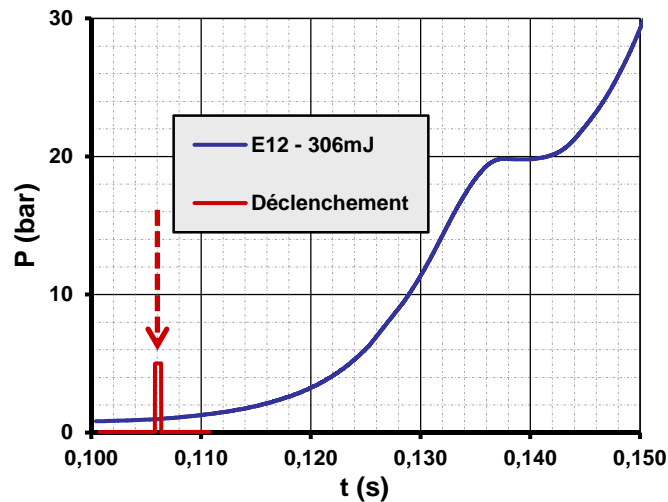


Figure III-19 : Détection du passage du piston sur le signal de pression.

❖ Estimation du délai virtuel d'autoinflammation pure

Le parti est pris de quantifier l'effet SICI relativement à l'autoinflammation pure associé. Ce choix nécessite de connaître pour chaque essai le délai virtuel qui serait obtenu sans assistance. Ce dernier est fourni au fil des essais par la corrélation exponentielle établie à la précédente section. En modélisant l'échauffement de la MCR, le délai d'autoinflammation pure fait l'objet d'une estimation numérique étalonnée par des cas expérimentaux comme à la **Figure III-10**. En l'absence d'autoinflammation pure, il est possible de se baser sur les mesures SICI de référence pour établir la corrélation. Il suffit pour cela de construire des points d'autoinflammation pure en divisant ce délai par le ratio déterminé au préalable au Chapitre III-B-2-c.

C'est ce dernier cas de figure qui se présente dans l'exemple de la **Figure III-18**. Le délai virtuel est corrélé grâce aux points mesurés lors des combustions SICI de référence, aucune autoinflammation pure n'ayant été obtenue. Son expression s'affiche en rouge à la **Figure III-20**. Elle est établie sur les valeurs représentées par les losanges verts, elles-mêmes calculées en divisant les délais notés avec des triangles bleus - SICI référence - par le coefficient moyen 0,27.

Les mesures de délai découlent de la dérivée des signaux de pression présentée à la **Figure III-21** et calculée via un schéma centré du second ordre. Le code couleur a été conservé, et seul le faisceau de courbe dans les tons bleus (référence) nous intéresse ici pour le calcul du délai d'autoinflammation pure « virtuel ». Le PMH est marqué par des pointillés pour mettre en avant la mesure du délai d'autoinflammation. Le délai de flamme froide est

indiqué par les pointillés orange, et varie selon les cas SICI.

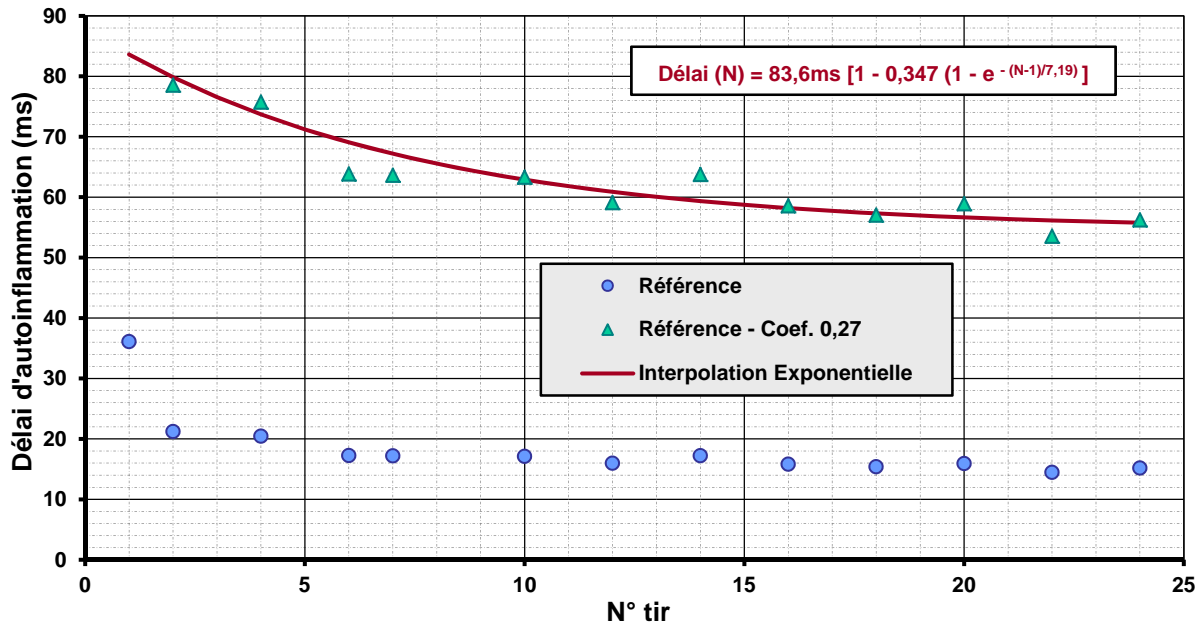


Figure III-20 : Evolution du délai d'autoinflammation du cas SICI de référence.

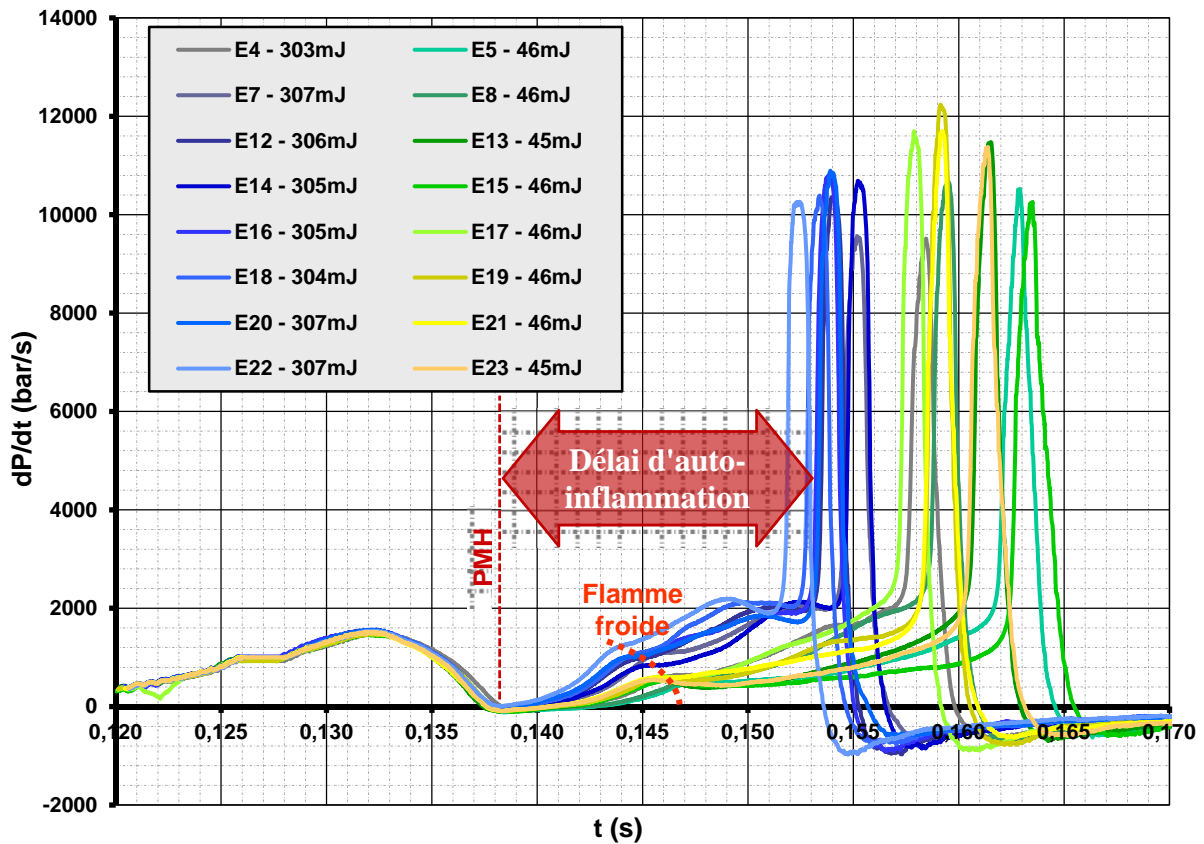


Figure III-21 : Dérivée de pression - Combustion SICI - Alternance de la référence et d'un plasma de faible énergie.

b. Grandeurs extraites

❖ Délai relatif d'autoinflammation

L'effet du plasma sur le délai d'autoinflammation se mesure en pourcentage du cas non assisté. Le délai relatif est obtenu en divisant, selon l'**Équation III-10**, le délai brut mesuré au N^{ième} essai par le délai virtuel d'autoinflammation pure estimé pour ce N^{ième} tir.

$$\text{Délai}_{\%}(N) = \frac{\text{Délai}(N)}{\text{Délai}_{\text{virtuel}}(N)}$$

Équation III-10

Tableau III-3 : Récapitulatif des mesures (1).

Tir N°	Avance allumage (ms)	Durée décharge (ms)	Tension d'entrée (V)	Energie (mJ)	P _{Max}	($\frac{dP}{dt}$) _{Max} (bar/s)	t($\frac{dP}{dt}$) _{Max} (ms)	Délais d'autoinflammation (ms)	Délais virtuel (ms)	Délais relatif (%)
1	12	1,0	150	306	42,6	4139	174,1	36,1	83,6	43%
2	12	1,0	150	303	46,3	8910	159,2	21,2	79,8	27%
3	12	1,0	60	46	46,4	10627	165,1	27,1	76,6	35%
4	12	1,0	150	303	46,8	9514	158,5	20,5	73,7	28%
5	12	1,0	60	46	47,0	10522	162,9	24,9	71,2	35%
6	12	1,0	150	306	47,5	9688	155,2	17,2	69,1	25%
7	12	1,0	150	307	47,6	9564	155,2	17,2	67,2	26%
8	12	1,0	60	46	47,2	10683	159,5	21,5	65,6	33%
9	-	-	-	0	44,4	4809	194,2	56,2	64,1	88%
10	12	1,0	150	306	47,5	10431	155,1	17,1	62,9	27%
11	-	-	-	0	45,2	5754	188,0	50,0	61,8	81%
12	12	1,0	150	306	47,6	10354	154,0	16,0	60,9	26%
13	12	1,0	60	45	47,1	11477	161,5	23,5	60,1	39%
14	12	1,0	150	305	47,8	10688	155,2	17,2	59,4	29%
15	12	1,0	60	46	46,6	10257	163,5	25,5	58,7	43%
16	12	1,0	150	305	48,2	10799	153,8	15,8	58,2	27%
17	12	1,0	60	46	47,4	11695	157,9	19,9	57,7	34%
18	12	1,0	150	304	47,9	10388	153,4	15,4	57,3	27%
19	12	1,0	60	46	47,7	12234	159,2	21,2	57,0	37%
20	12	1,0	150	307	48,2	10893	153,9	15,9	56,7	28%
21	12	1,0	60	46	47,6	11704	159,2	21,2	56,4	38%
22	12	1,0	150	307	47,9	10260	152,5	14,5	56,2	26%
23	12	1,0	60	45	47,4	11373	161,4	23,4	56,0	42%
24	12	1,0	150	306	48,0	10818	153,2	15,2	55,8	27%

Le **Tableau III-3** récapitule les données numériques de la série tenant lieu d'exemple, et notamment les grandeurs relatives à l'approche décrite ci-dessus. Les essais SICI de référence y sont surlignés de violet. Deux allumages perturbés par point chaud apparaissent en gris clair. De gauche à droite, après le numéro de tir, les trois premières colonnes résument les réglages de la décharge, puis la quatrième en déduit son énergie. Les suivantes décrivent le pic de dérivée de pression, donnant accès au délai d'autoinflammation à l'antépénultième

colonne. Elle est suivie de l'estimation corrélée du délai virtuel d'autoinflammation pure. De ces deux dernières valeurs, le délai relatif est déduit en % en bout de ligne.

Afin de pouvoir comparer les résultats obtenus lors des deux campagnes d'expérimentation malgré le remontage de la MCR qui les sépare, une formule correctrice s'applique aux délais relatifs. L'**Équation III-11** est calibrée de façon à ce que les mesures effectuées pour les tirs SICI de référence après la modification de la MCR soit ramenées de 31% à 27% en moyenne. Cette formulation maintient bien sûr l'autoallumage pur à 100%, mais diminue de manière affine les délai relatifs d'autoinflammation SICI.

$$\text{Délai}_{\% \text{ corrigé}}(N) = 100\% - \frac{100\% - 27\%}{100\% - 31\%} (100\% - \text{Délai}_{\%}(N))$$

Équation III-11

❖ Part d'autoinflammation

En mettant en avant les conditions thermodynamiques à l'instant du déclenchement en début de chapitre, nous cherchons à souligner les paramètres qui expliquent le basculement vers la phase d'autoinflammation. De plus, la connaissance de la pression d'autoinflammation p_{autoinf} permet également d'accéder à la proportion de mélange frais qui brûle en régime d'autoinflammation. En effet, avec l'hypothèse d'une combustion isochore, cette proportion s'approxime facilement à partir des différences de pressions en fin de compression p_{PMH} et en fin de combustion p_{Max} . Formellement, l'**Équation III-12** calcule le rapport entre l'énergie apparante libérée pendant la phase d'autoallumage et l'énergie apparante totale. On choisit d'exprimer la proportion d'autoinflammation plutôt que le contraire, car la part consommée en phase propagative se mêle à celle consommée par la flamme froide. Cette dernière peut être extraite dans les cas dénués d'assistance plasma.

$$\%_{\text{Autoinflammation}} = \frac{p_{\text{max}} - p_{\text{autoinf}}}{p_{\text{max}} - p_{\text{PMH}}}$$

Équation III-12

Le **Tableau III-4** prend la suite de l'exploitation du **Tableau III-3**. Ses données proviennent de la détection du pic dans la dérivée seconde de la pression, puisque le délai de déclenchement en constitue la valeur centrale. De là est déduite la pression d'autoinflammation. La proportion d'autoinflammation est calculée à partir de cette dernière à l'avant-dernière colonne. Enfin, la température de cœur adiabatique est estimée simplement en bout de ligne avec un coefficient polytropique de 1,32. Cette estimation demeure indicative car une intégration pas à pas avec le coefficient γ réel reste malgré tout plus précise, mais surtout car le réchauffement procuré par le dégagement exothermique de la flamme froide n'est pas pris en compte dans les "gaz frais". Ce phénomène sera pris en compte par une

modélisation détaillée au Chapitre V-A-2.

Tableau III-4 : Récapitulatif des mesures (2).

Tir N°	Déclenchement (s) $t \left(\frac{d^2P}{dt^2} \right)_{Max}$	Délais déclenchement (ms)	Pression d'autoinflammation (bar)	Proportion de la combustion en flamme froide (%)	Proportion combustion autoinflammation (%)	TCA d'autoinflammation (K)
1	0,1731	35,1	32,9		43%	743
2	0,1587	20,7	36,0		39%	760
3	0,1645	26,5	32,7		52%	743
4	0,1579	19,9	36,0		40%	760
5	0,1623	24,3	33,9		48%	750
6	0,1546	16,6	36,5		40%	764
7	0,1547	16,7	37,0		38%	767
8	0,1589	20,9	35,0		45%	757
9	0,1900	52,0	25,1	7%	79%	699
10	0,1545	16,5	35,8		42%	762
11	0,1853	47,3	27,5	7%	70%	715
12	0,1535	15,5	36,2		41%	764
13	0,1609	22,9	33,9		49%	753
14	0,1547	16,7	36,2		42%	765
15	0,1629	24,9	32,2		54%	744
16	0,1532	15,2	36,3		42%	766
17	0,1574	19,4	34,8		46%	758
18	0,1529	14,9	36,9		40%	770
19	0,1586	20,6	34,0		49%	755
20	0,1534	15,4	36,1		43%	766
21	0,1586	20,6	33,8		50%	754
22	0,1518	13,8	36,6		41%	769
23	0,1608	22,8	33,2		52%	752
24	0,1526	14,6	36,2		42%	767

❖ Expression du délai d'autoinflammation en absolu

En fin d'exploitation, reste la possibilité de revenir aux valeurs absolues des délais d'autoinflammation, toujours afin de comparer les sensibilités. Bien entendu, il ne s'agit pas ici de reprendre des délais bruts, déjà exclus en début de paragraphe. Au contraire, l'idée est de considérer l'ensemble des résultats des délais relatifs, puis de les multiplier par les valeurs nominales respectives de délai d'autoinflammation pure (valeurs liées donc aux caractéristiques des mélanges). Les résultats ainsi présentés ne souffrent d'aucune dérive, car ils possèdent bien le même référentiel commun.

D. BILAN DU CHAPITRE

Dans ce chapitre, le comportement HCCI a pu être identifié et différencié des combustions perturbées par des impuretés. Les décharges électriques qui assistent ce HCCI entraînent en réalité une combustion SICI. Constituée de deux grandes étapes, une phase d'autoinflammation thermique y succède à une phase de propagation initiée par le dispositif BME.

HCCI et SICI constituent nos références. En effet, en raison notamment du réchauffement de la MCR, les résultats ne peuvent être pris comme tels. Dans l'optique de connaître les différentes sensibilités au plasma, l'utilisateur doit revenir constamment, au cours d'une série de mesures, à un cas SICI de référence qu'il a préalablement choisi judicieusement. Cette contrainte conditionne le déroulement des expériences et de leur exploitation, déroulement et exploitation qui viennent d'être repris en détail en fin de chapitre.

CHAPITRE IV
SENSIBILITE GLOBALE DE
L'AUTOINFLAMMATION SICI ASSISTE PAR
DECHARGE ELECTRIQUE

A. INFLUENCE DE LA DECHARGE RF SUR L'AUTOINFLAMMATION SICI DANS LES CONDITIONS DE REFERENCES

Ce quatrième chapitre explore et décrit l'effet du plasma sur l'autoinflammation de type SICI dans le cadre délimité au Chapitre III. L'étude du phénomène et des conditions régnant dans la chambre de combustion s'arrête au point de vue global. Les explications détaillées sur la sensibilité et les aspects locaux des phénomènes sont abordés au Chapitre V.

La première section commence par quantifier l'effet des décharges RF produites par la BME dans nos conditions expérimentales de références. L'état des lieux du phénomène SICI est ensuite élargi dans la seconde à d'autres conditions de pression initiale et de dilution. Le troisième point tente de comparer et de rapprocher l'effet SICI d'un plasma de type arc plus classique aux précédents résultats. Enfin dans un quatrième temps, l'étude du phénomène s'ouvre vers l'exploration de l'autoinflammation assistée par plasma pour le propane.

1. Rôle prépondérant de l'énergie à iso-avance d'allumage

a. Ajustement de l'énergie déposée par réglage de la puissance

La première piste d'exploration de la sensibilité de l'effet SICI consiste à faire varier la puissance fournie en entrée de la BME tout en maintenant la durée de décharge. D'après l'exploration préalable, la puissance minimale générant une décharge correspond à une entrée Driver de 60V, pour l'avance référence de 12ms. En dessous, la tension n'atteint pas le seuil de claquage à la pointe de la BME dans les conditions de charge associées. A l'inverse, alors que l'électronique prévoit de dépasser 200V, des difficultés sont rencontrées au-delà de 180V.

Les séries expérimentales ayant servi à construire la **Figure IV-1** conservent au niveau de leur décharge le délai d'avance de 12ms, ainsi que la durée de 1ms, tout en faisant varier la tension d'entrée entre 60V et 180V. La série de tir relative à la tension d'entrée de 60V a été utilisée en exemple en fin de Chapitre III. La même structure est reprise pour chacune des trois autres séries, respectivement à 80V, 100V et 180V. La démarche par alternance simple explique qu'il figure autant de points pour le cas de référence 150V/305mJ que pour les autres conditions cumulées.

La **Figure IV-1** rassemble les délais relatifs d'autoinflammation obtenus pour les différentes conditions de décharge en fonction de l'énergie fournie à la pointe de la BME. Sont reconnaissables de gauche à droite les groupes de points associés respectivement à 60V, 80V, 100V, 150V (la référence centrée à 27%), et 180V. Des points issus des quelques autoinflammations pures ont également été ajoutés en gris pour une énergie nulle. Ils gravitent naturellement autour des 100% avec une amplitude de 8 points, les allumages déclenchés accidentellement par des particules étant occultés. En ce qui concerne la puissance des décharges, elle s'étale sur quasiment un ordre de grandeur, s'échelonnant de 46W à 415W.

Des tendances apparaissent déjà au travers de deux zones d'efficacité. Ainsi au-dessus de 90mJ, l'autoinflammation semble relativement stable et peu sensible à la variation d'énergie. Sur les quatre groupes de points concernés, la pente est régulière et s'approche des

2 points de pourcentage par centaine de millijoules (2pts/100mJ), soit une sensibilité relative de 6%. A l'inverse, en deçà de 90mJ, l'effet du plasma semble décrocher, puisque la perte d'effet du plasma entre 90mJ et 46mJ est équivalente voir supérieure à celle vue entre 90mJ et 415mJ sur la plage précédente, soit environ 6 points. On devine d'ailleurs une valeur seuil comprise entre 20mJ et 40mJ en-dessous de laquelle le plasma n'a plus aucun effet.

La même différentiation existe pour la dispersion des points au sein de chaque nuage. Si celle-ci reste contenue entre 4pts et 6pts (et même inférieure à 2pts pour 180V) au-dessus de 90mJ, soit une dispersion relative proche des 15%, la situation s'inverse en-dessous de 90mJ. Pour le nuage représentant les décharges de 46mJ, la baisse de sensibilité s'accompagne d'une multiplication par 3 de la dispersion, qui atteint les 12pts, soit une dispersion relative de 33%.

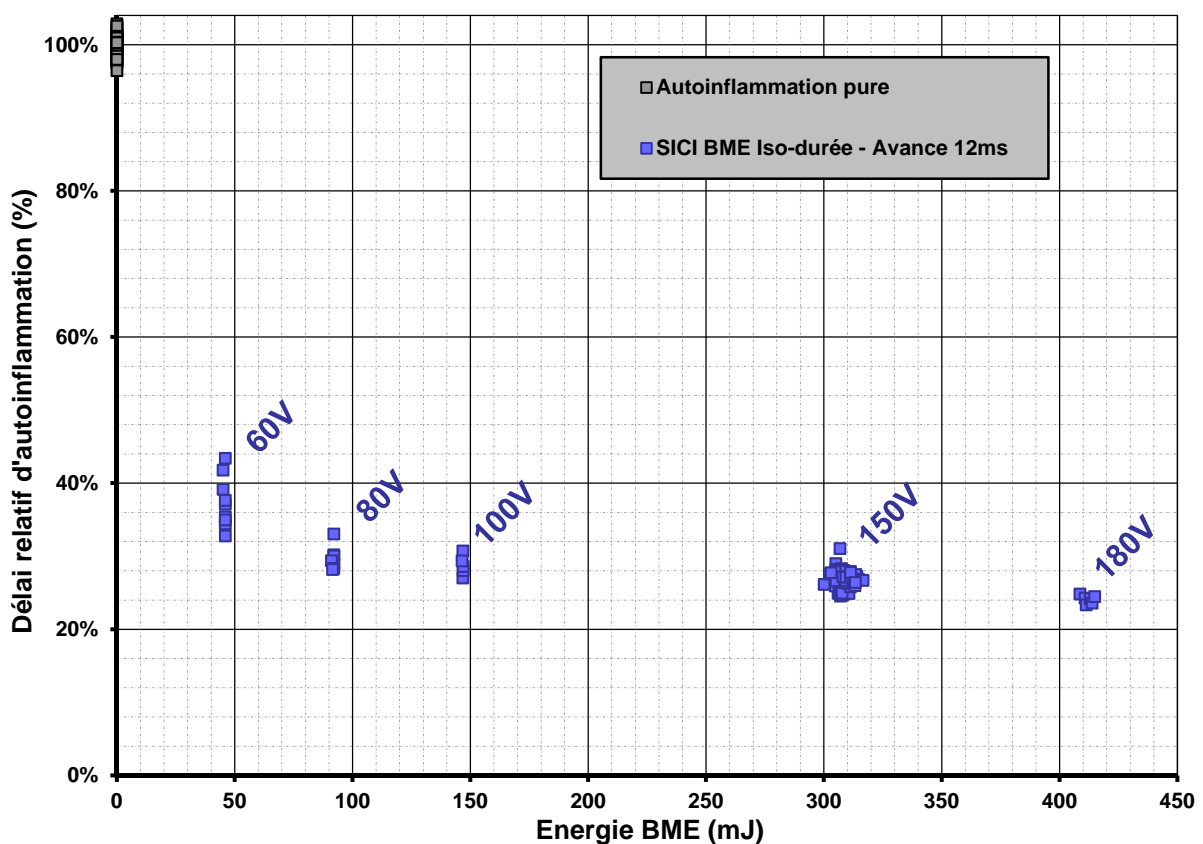


Figure IV-1 : Bilan de l'influence de l'énergie déposée sur le délai relatif pour l'avance de référence.

b. Décharges à puissances fixes et mesures complémentaires

❖ Effet des décharges à durée variable

La démarche du paragraphe précédent est reprise en inversant les rôles. La sensibilité du délai relatif SICI est mesurée par rapport à l'énergie déposée en figeant la puissance à 305W - tension d'entrée de référence de 150V - et réglant la durée de décharge. Ces durées d'impulsion sont choisies de manière à ce que les valeurs d'énergies qui en découlent, reprennent celles obtenues par la variation de puissance au paragraphe précédent - 46mJ,

90mJ, 150mJ, 305mJ, 415mJ. A puissance fixée, il suffit de considérer le rapport de proportionnalité entre l'énergie ciblée et l'énergie de référence - 305mJ - pour trouver la durée de décharge adéquate.

En suivant ce principe, la puissance de 305W est donc maintenue 125 μ s, 250 μ s, 500 μ s, 1ms (référence), puis 1,4ms de manière à obtenir les nouveaux nuages de points. Les points de fonctionnement en iso-durée de décharge ont été conservés en bleu foncé et les autoinflammations pures en gris, sur la **Figure IV-2**. Les nouvelles mesures y sont superposées en carrés bleus clairs.

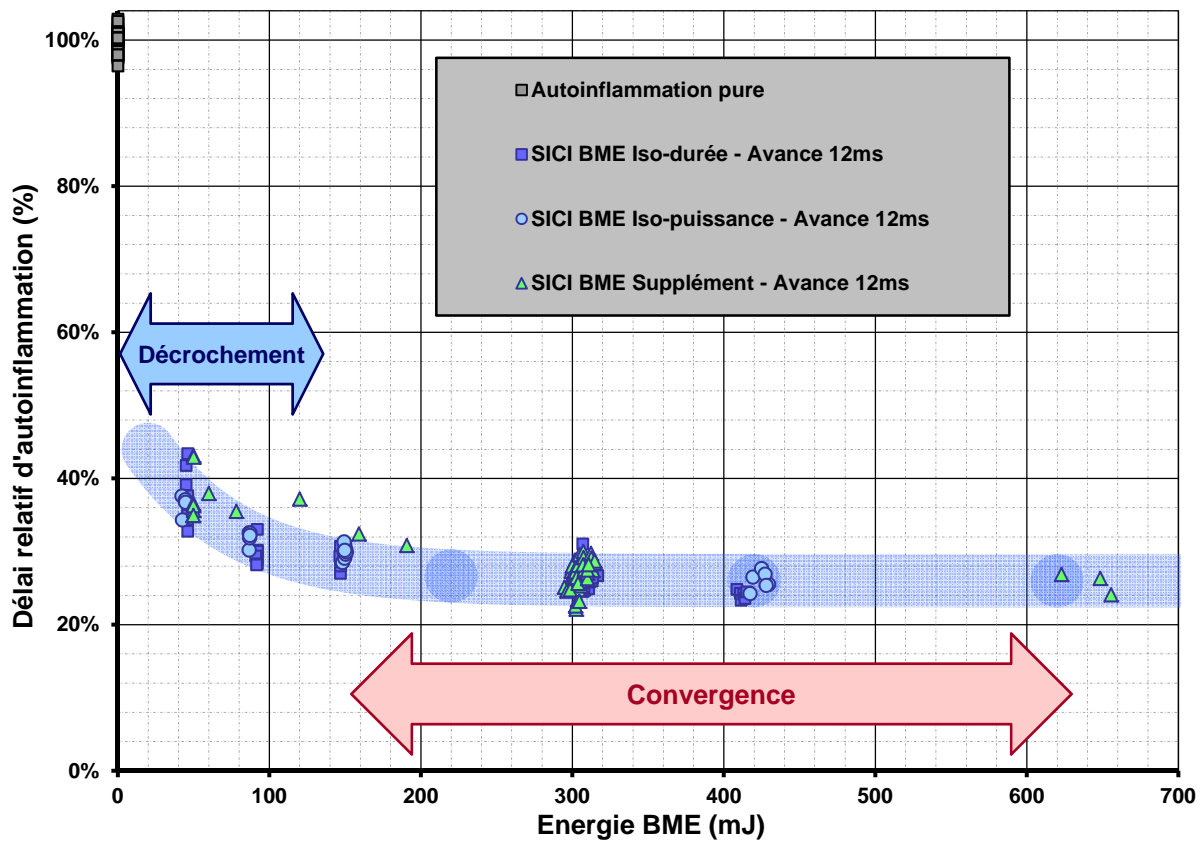


Figure IV-2 : Bilan complet de l'influence de l'énergie sur le délai relatif pour l'avance de référence.

Le bilan graphique permet de constater que les nuages de points relatifs aux décharges iso-puissance coïncident avec leurs homologues énergétiques iso-durée. En d'autres termes, le phénomène SICI semble être piloté en premier lieu par l'énergie déposée par les décharges et non par sa puissance. En effet, les mêmes valeurs relatives de délai d'autoinflammation sont retrouvées, tout comme la frontière de 90mJ au-dessus de laquelle la sensibilité est faible (2pts/100mJ), alors qu'elle s'estompe au-dessous. La perte d'effet semble être un peu moins marquée pour 46mJ - une perte de 4pts contre 6pts en premier lieu par rapport à l'effet d'un plasma de 90mJ -, mais ce peut être une illusion due à la dispersion.

L'analyse de l'effet de la puissance des décharges s'avère plus subtile, car si la puissance n'a pas ou peu d'influence à iso-énergie sur les délais d'autoinflammation en

moyenne, la **Figure IV-2** montre que la dispersion au sein d'un nuage de points tend à diminuer avec la puissance à la pointe de la BME. Ainsi, alors que la dispersion se trouvait multipliée par 3 en descendant à 46W, elle reste pour 46mJ/305W au niveau de celle des autres nuages de points, c'est-à-dire 4pts de pourcentage du délai relatif (dispersion relative associée de ~15%). Le contraste s'inverse pour des niveaux plus haut comme 420mJ. Faire augmenter la puissance jusqu'à 410W avait réduit la dispersion sous les 2pts, alors qu'ici à iso-puissance 305W, elle se maintient encore et toujours à 4pts de pourcentage. Cependant, ces conclusions sont à prendre avec prudence, car il faut un très grand nombre d'acquisitions pour avoir une idée fiable de la dispersion.

En résumé, jouer sur la puissance ou la durée de la décharge de la BME s'avère être équivalent, du moins au premier ordre. L'énergie est le principal paramètre déterminant l'effet SICI, les résultats sur les délais d'autoinflammation étant les mêmes, en moyenne, à iso-puissance ou à iso-durée de décharge. La tendance de l'effet SICI à s'atténuer puis à disparaître progressivement en dessous de 100mJ est illustrée sur la **Figure IV-2** par une enveloppe bleu pâle. La puissance du plasma garde ici un rôle qualitatif, car elle semble limiter la dispersion. Une puissance élevée garantirait une meilleure reproductibilité du délai d'autoinflammation pour une condition de décharge donnée.

❖ Essais postérieurs à la modification de la MCR

Comme évoqué au Chapitre III-B-2-c, l'ensemble des expérimentations est scindée en deux grands ensembles, séparés par une importante opération de maintenance et de remplacement d'éléments sur la MCR. Cette dernière a eu pour conséquence une très faible modification de l'inertie des parties mobiles de la machine, suffisante cependant pour impacter les résultats expérimentaux. Pour les conditions initiales de référence, l'altération se traduit par le glissement du délai relatif d'autoinflammation moyen de 27% vers 31%, pour le cas SICI assisté par la décharge BME de référence. De manière à pouvoir exploiter les résultats obtenus lors du second ensemble d'expérimentations, la formule correctrice donnée par L'**Équation III-11** au chapitre précédent leur est appliquée.

Les délais relatifs corrigés obtenus lors de la seconde campagne d'essais se superposent aux précédents résultats dans le bilan de la **Figure IV-2**, et s'affichent par des triangles verts. Par l'intermédiaire de la formule affine de correction, les essais SICI de référence correspondent bien à la tache de points initiale autour de 305mJ. On y retrouve la même forme de nuage ainsi qu'une dispersion proche. Le décrochement des délais relatifs et l'augmentation de leur dispersion se retrouvent également pour les faibles énergies (~50mJ).

Etant acquis l'équivalence entre ajustement de la tension d'entrée et réglage de la durée de décharge pour une énergie donnée, les essais SICI dont il est question ont été réalisés à iso-puissance 300W, soit 150V en entrée de BME, à l'exception des très hautes énergies (>600mJ) visibles tout à droite du graphique. Pour ces décharges, à la fois la durée et la puissance on dues être poussées à 1,6ms et 420W (180V en entrée) respectivement. Ces quelques tirs assistés par une décharge comprise entre 620mJ et 650mJ, constituent le principal enseignement des expérimentations supplémentaires réalisés pour l'avance

d'allumage de référence de 12ms. Ils confirment qu'au-delà de 300mJ (référence), l'effet du plasma n'évolue pas ou peu, tout au plus 2pts en pourcentage de délai relatif.

c. Relation entre délai et part d'autoinflammation

L'exploration de sensibilité porte également sur la répartition des deux phases constitutives de la combustion SICI. On veut connaître ici la proportion de la charge initiale qui se consume sous le régime d'autoinflammation, s'opposant ainsi à la part qui brûle du fait de la zone réactive se propagent à partir de la décharge électrique. Le bilan de cette part d'autoinflammation est présenté à la **Figure IV-3** selon un modèle identique à celui des précédentes figures synthétisant les délais relatifs d'autoinflammation.

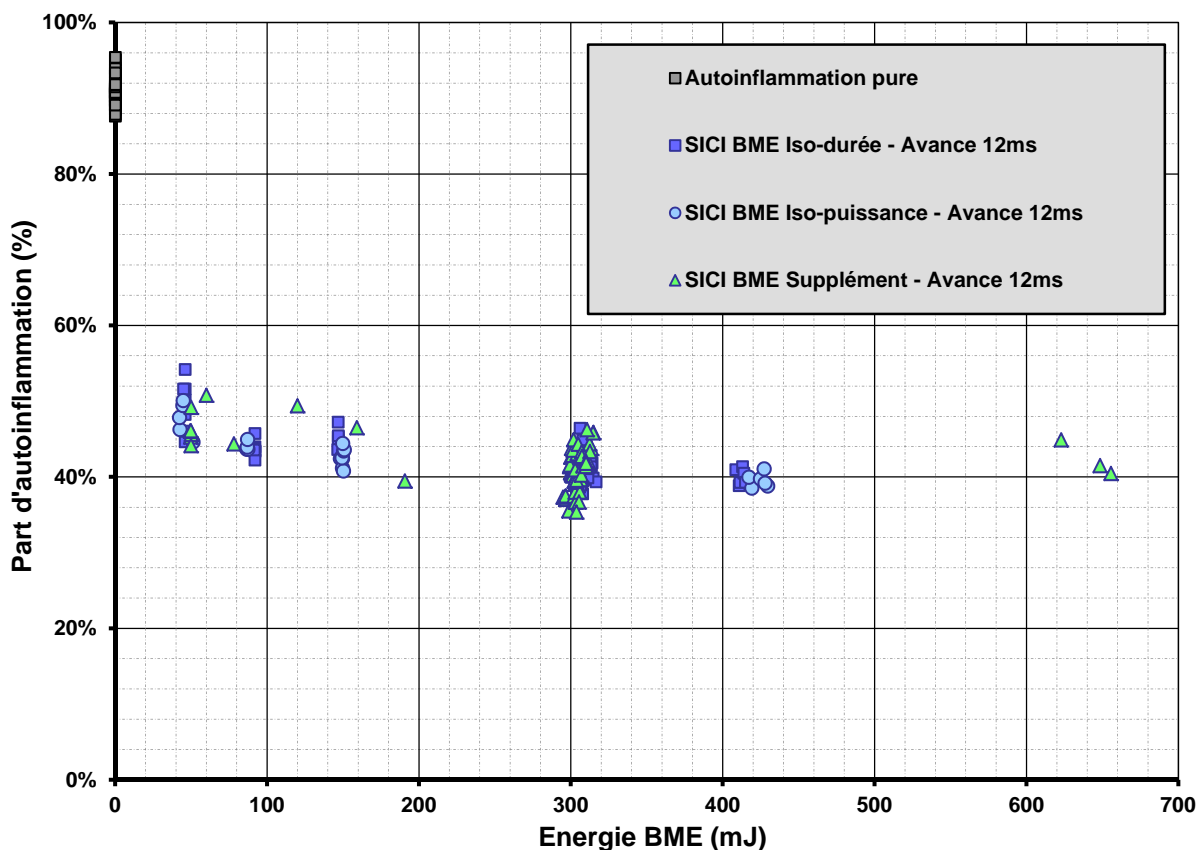


Figure IV-3: Bilan de l'influence de l'énergie sur la part d'autoinflammation pour l'avance de référence.

La tendance observée pour la part d'autoinflammation prend une forme similaire à celle des délais relatifs. Le seuil de 100mJ sépare encore la zone de faible sensibilité dans les énergies supérieures, de la zone d'atténuation dans laquelle l'autoinflammation prend une part plus importante de la combustion totale. Cependant les valeurs asymptotes diffèrent, 40% d'autoinflammation en fonctionnement stabilisé, et une part supérieure à 50 % au moment du décrochage des valeurs, soit une combustion dominé par l'autoinflammation (cf. SACI) et non par la propagation de flamme. La part d'autoinflammation dans le cas d'autoinflammation pure n'est pas de 100%, car les 6% à 10% imputables à la flamme froide ont été exclus.

La similitude de tendance entre la part d'autoinflammation et le délai relatif, en fonction de l'énergie déposée, indique que les deux grandeurs sont liées. Dans cette perspective, la **Figure IV-4** montre que cette liaison est affine, au premier ordre dans nos expérimentations. Par conséquent, le délai et la proportion d'autoinflammation sont indissociables. Pour une condition d'expérience donnée, ajuster l'un revient à fixer le second. Les cas SICI dont la décharge d'initiation avait rencontré un problème - dégénérescence en décharge surfacique ou arc entravé - ont malgré tout été représentés. Ils confirment la liaison quasi homothétique entre part consommée par la flamme et délai relatif d'autoinflammation.

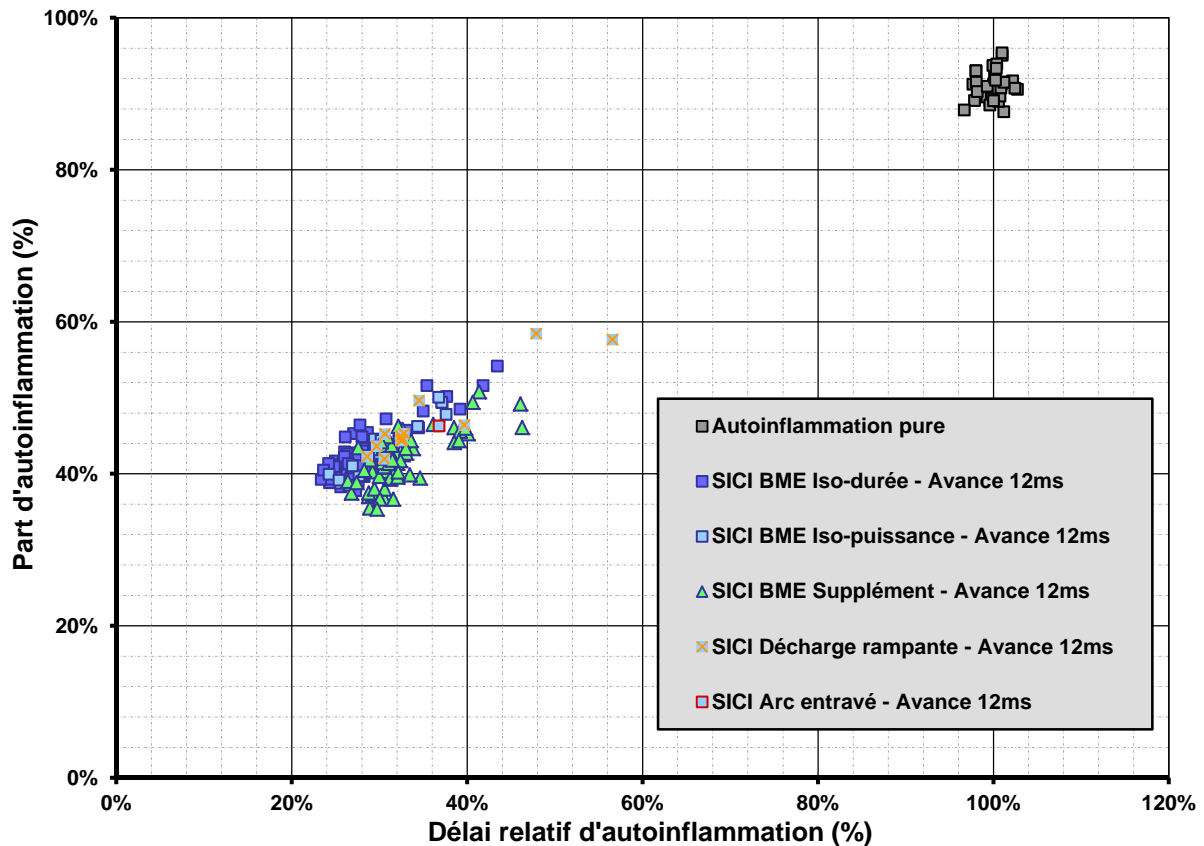


Figure IV-4: Bilan sur le lien entre la part d'autoinflammation et le délai relatif d'autoinflammation.

2. Sensibilité à l'avance d'allumage

a. Domaine de fonctionnement de la BME

Dans la perspective d'explorer l'influence de l'avance à l'allumage sur la combustion SICI, il nous faut établir les capacités du dispositif de BME à générer des décharges selon cette avance. Cela revient à définir le domaine d'utilisation de la bougie dans les conditions d'utilisation de la MCR et du mélange réactif. Par exemple, pour l'avance référence de 12ms la tension d'entrée a pu varier entre 60V et 180V.

La première frontière de ce domaine est la limite basse liée à la tension de claquage du

milieu. Cette tension tracée en bleu sur la **Figure IV-5** correspond à la valeur minimale en entrée du Driver qui induit une décharge. La limite haute, en vert, indique la tension à partir de laquelle un arc entravé apparaît. Les streamers s'allongent avec la tension, l'un d'eux fini par atteindre la face supérieure métallique - la plus proche -, et se concentre en arc. Enfin, la limite de claquage interne, en rouge, est associée avec le claquage du diélectrique à l'intérieur même de la BME (huile), car les capacités de celui-ci sont dépassées.

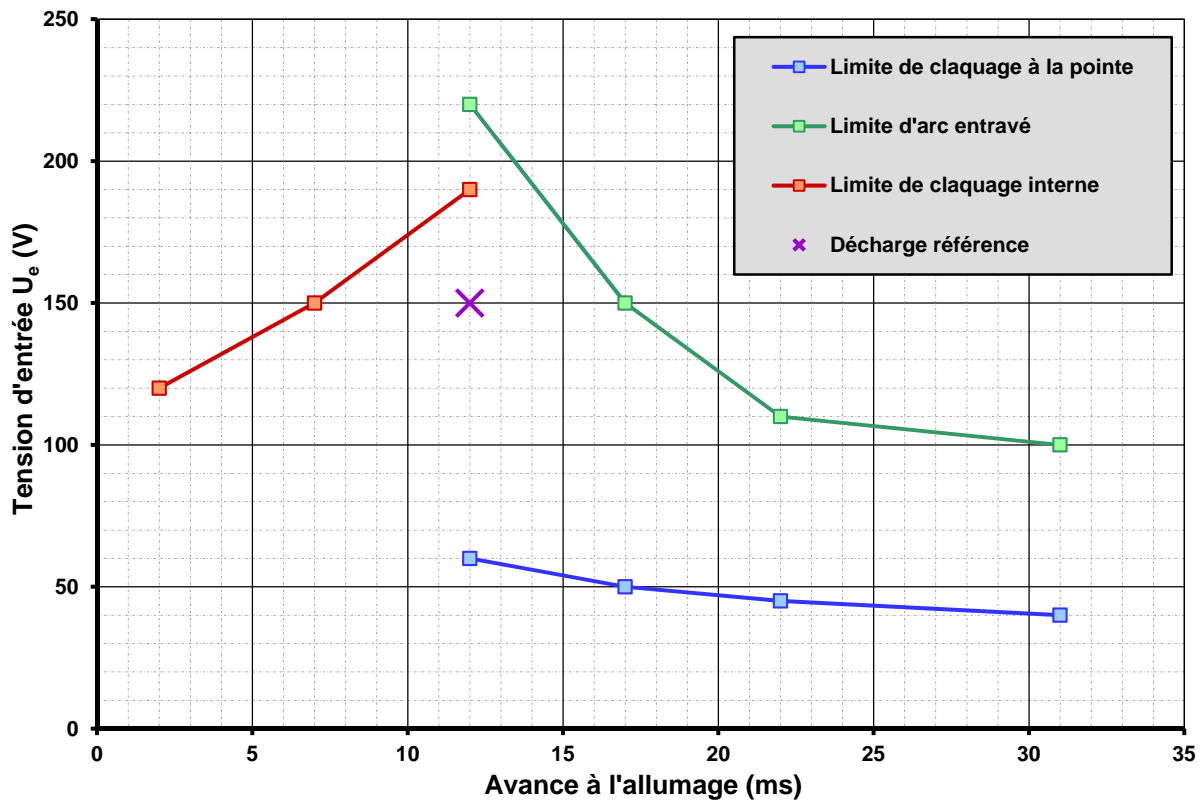


Figure IV-5 : Domaine d'utilisation de la tension d'entrée Driver en fonction de l'avance à l'allumage pour la condition initiale de références.

Dans la pratique, les frontières sont plus floues que ne le laisse supposer le graphique, tout particulièrement dans le cas de la limite de pontage par un arc entravé. Elles ont pu être trouvées grâce à de nombreux essais d'exploration, et elles délimitent une zone en dehors de laquelle la probabilité est forte de ne pas obtenir de décharge normale. L'avance à l'allumage à la **Figure IV-5** va dans le sens des charges décroissantes - la **Figure IV-6** sera donc son reflet symétrique. La correspondance avance/densité est visible au **Tableau IV-3**.

En replaçant les limites en tension du domaine d'exploitation de la BME dans un graphique prenant la charge interne en abscisse, les frontières prennent une forme affine comme le montre la **Figure IV-6**. La charge est estimée en considérant les conditions internes à la chambre de combustion pour l'avance à l'allumage correspondante.

Le graphique témoigne du fait que le domaine d'exploitation s'élargisse depuis les faibles charges, associées au PMB, vers des charges qui augmentent avec la compression. La forme montante de la limite basse s'explique par le fait que la tension de claquage dépende

directement de la charge. L'élargissement vient de la pente plus importante de la limite de pontage (en vert). L'alignement des carrés verts, tend à confirmer que la longueur des streamers est une fonction de la charge et de la tension d'entrée (cf. Chapitre I-C-3 [53]), puisque la géométrie de l'arc entravé reste fixe (longueur d'environ 2cm de la pointe de la BME au point d'arc). Enfin, la zone d'exploitation est fermée par la limite de claquage interne en rouge.

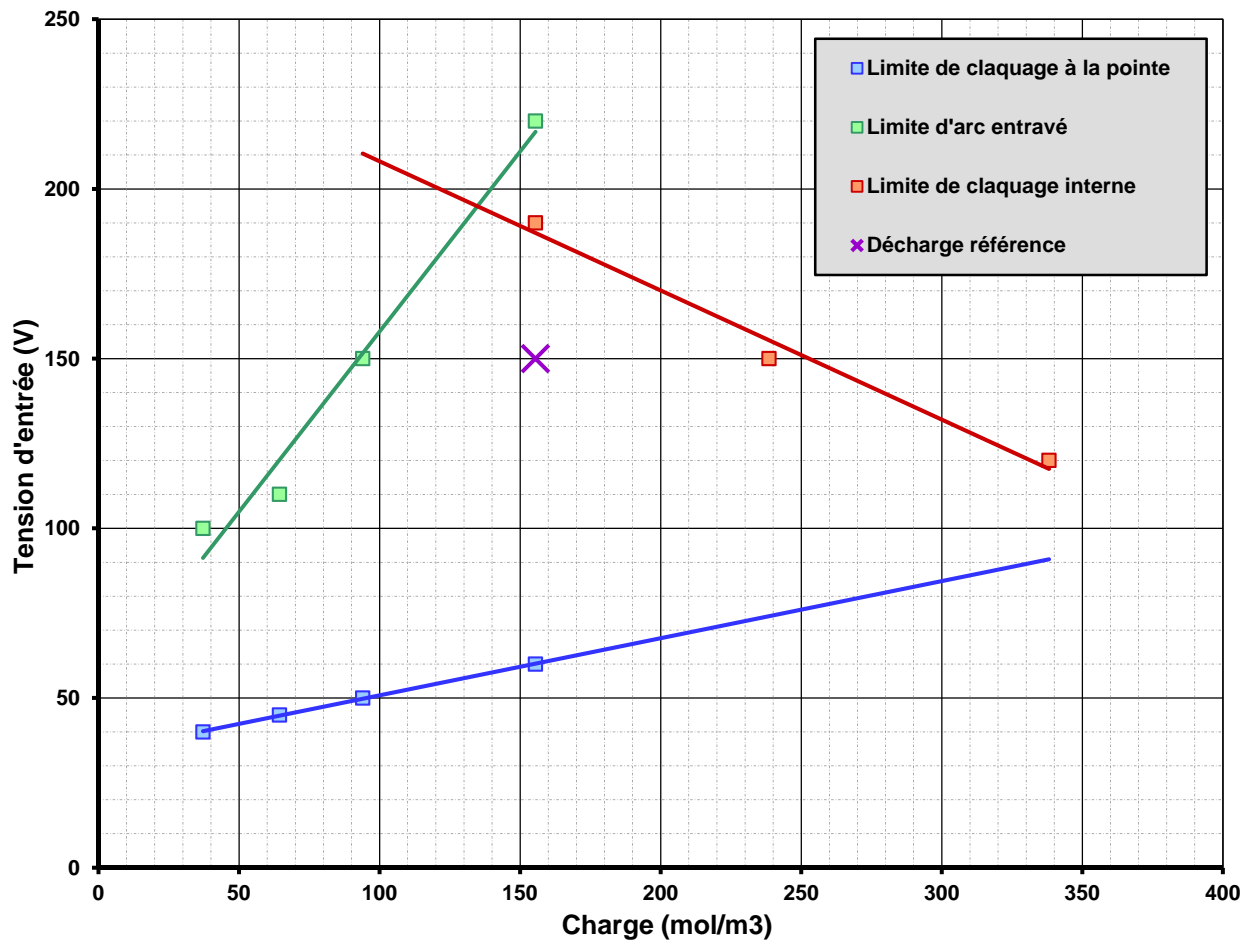


Figure IV-6 : Domaine d'utilisation de la tension d'entrée Driver en fonction de la charge instantanée pour la condition initiale de références.

b. Avances d'allumage supérieures à la référence

Dans un souci de clarté, seuls les résultats expérimentaux obtenus pour les combustions SICI déclenchées avec une avance supérieure à la référence sont exploités dans un premier temps. L'augmentation de l'avance d'allumage entraîne une modification des conditions estimées pour les gaz frais dans lesquels se propage la décharge électrique. Le **Tableau IV-1** résume cette évolution en associant un code couleur à chaque valeur d'avance. A leur droite, les trois premières colonnes indiquent respectivement la pression, la température de cœur adiabatique, et la densité des gaz frais à l'instant de la décharge. Les deux dernières colonnes donnent les plages de puissance et d'énergie sur lesquelles est utilisée la BME. Dans les deux

cas d'avance maximale, 22ms et 31ms, la puissance est fixée à son maximum admissible limitant l'apparition d'arcs entravés. En effet en pied de compression, le domaine d'utilisation de la BME se rétrécit (cf. **Figure IV-5**), et l'énergie déposée par la décharge est donc modulée en réglant la durée. L'effet de la puissance est supposé secondaire à l'image de ce qui a été montré précédemment pour l'avance de référence. L'effet SICI des décharges étant a priori énergétiquement équivalent, on se permet d'ajuster indifféremment la puissance et la durée des étincelles en fonction des contraintes du domaine d'utilisation pour balayer les plages d'énergies.

Tableau IV-1 : Récapitulatif des caractéristiques des décharges et des conditions thermodynamiques à l'instant de leur déclenchement pour les avances supérieures à la référence.

Avance allumage	Pression décharge	TCA décharge	Densité décharge	Plage puissance	Plage énergie
31 ms	1 bar	322 K	37 mol/m ³	100W (fixe)	70mJ/310mJ
22 ms	2,1 bar	385 K	66 mol/m ³	120W (fixe)	100mJ/250mJ
17 ms	3,5 bar	436 K	97 mol/m ³	90W/270W	60mJ/360mJ
12 ms	6,9 bar	514 K	162 mol/m ³	46W/410W	46mJ/650mJ

Chacun des points de la **Figure IV-7** représente la mesure du délai relatif d'autoinflammation pour un essai SICI en MCR en fonction de l'énergie délivrée à la pointe de la BME. La représentation respecte le code couleur différenciant les avances à l'allumage. Les résultats déjà évoqués pour l'avance de référence sont conservés à titre de comparaison. Il est possible de constater de cette manière que la sensibilité du phénomène SICI suit une tendance identique alors que la décharge est déclenchée plus tôt. En effet, le délai relatif converge vers un niveau constant inférieur à 30% lorsque l'énergie augmente. La différence tient dans les seuils énergétiques de décrochage de l'effet SICI. Alors qu'il ne s'atténue significativement qu'en-dessous de 90mJ pour l'avance référence, l'effet ne connaît un recul identique qu'à partir de 140mJ pour l'avance de 17ms (turquoise) et 220mJ pour 22ms (vert). De plus, ces nouvelles mesures dévoilent le comportement de l'autoinflammation pour des énergies inférieures au seuil qui voit les points se disperser fortement, comme constaté à 46mJ pour l'avance de 12ms. De tels groupes de points, témoignant d'une perte d'efficacité du plasma mais surtout d'une faible reproductivité, se retrouvent à 90mJ et 130mJ pour les avances respectives de 17ms et 22ms - cerclés d'orange sur la **Figure IV-7**. Lorsque l'énergie continue de diminuer, l'effet SICI commence à disparaître moins de 30mJ plus bas. Cette disparition est statistique, puisque des cas d'autoinflammations pures et SICI coexistent pour la même énergie déposée, ici 60mJ (turquoise) et 110mJ (vert). Par ailleurs, la visualisation rapide confirme que les mesures de délai relatif inférieures à 100% (autoinflammations pures) mais supérieures à 80% ne sont que l'œuvre de points chauds perturbateurs. Idéalement la réponse à l'assistance plasma apparaîtrait encore plus binaire sur le graphique.

La **Figure IV-7** rapporte également en jaune les délais relatifs trouvés lors de d'autoinflammations SICI déclenchées 31ms avant le PMH. Cet ensemble de résultats a été obtenu lors de la campagne d'essais consécutive à la modification de la MCR. Les valeurs numériques en question ont donc fait l'objet d'une réindexation (cf. Chapitre III-B-2-c). Le fait d'avoir conservé graphiquement les triangles bleus obtenus lors de la même campagne pour l'avance référence renforce la validité de la comparaison avec les autres points.

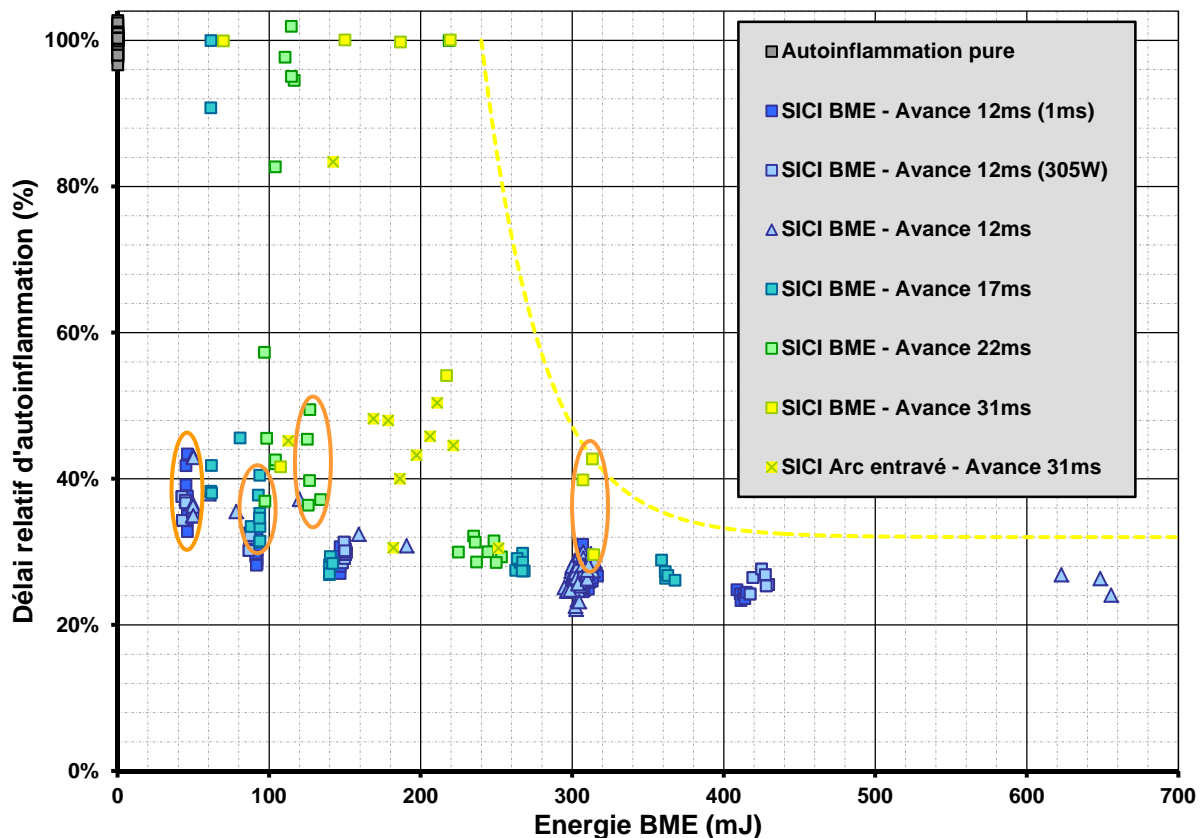


Figure IV-7 : Bilan énergétique des délais relatifs d'autoinflammation SICI pour les avances supérieures ou égales à la référence dans les conditions initiales de référence.

Pour l'avance de 31ms, la borne supérieure de la plage énergétique explorée et le niveau élevé des seuils d'atténuation de l'effet SICI font que les points expérimentaux se concentrent exclusivement sur la zone de disparition de l'influence du plasma d'assistance. Les trois carrés jaunes cerclés d'orange situés à ~310mJ font par exemple échos par leur fourchette de dispersion aux groupes de points à 46mJ, 90mJ, et 130mJ également cerclé d'orange pour les avances plus faibles. Ces derniers précédaient la disparition partielle de l'effet SICI. De la même manière, la première autoinflammation pure apparaît malgré les 220mJ déposés peu après le début de compression. Aux énergies inférieures, l'efficacité de la décharge BME devient aléatoire et binaire. Nous proposons une enveloppe en pointillés jaunes sur la **Figure IV-7** pouvant délimiter la zone de décrochage de l'effet. Elle apparaît beaucoup plus large et décalée vers les hautes énergies - de plusieurs centaines de millijoules.

Les tendances données par les carrés jaunes demeurent discutables du fait de leur faible

nombre. En effet, en pied de compression, il reste difficile d'obtenir une décharge BME propre, notamment à cause de l'apparition fréquente d'arcs entravés. Du fait de la faible densité à une telle avance, il y a une bonne probabilité qu'une des branches de la décharge finisse par atteindre la paroi et détourne à son profit l'intégralité de la puissance. Les essais SICI initiés par des décharges débutant parfaitement ramifiées mais dégénéralant ensuite en arc entravé - au bout d'une période aléatoire - sont conservés sur la **Figure IV-7**. Ces points se différencient en étant barrés d'une croix de saint André. Ils ne contredisent pas le reste des observations, et contribuent donc à dégager une tendance valide en compensant le nombre limité de points pertinents.

Sur la dispersion au sein des nuages de points rassemblés à la **Figure IV-7**, l'analyse reste assez simple et tranchée. Le comportement de la dispersion suit celui de l'effet moyen perceptible au travers des délais relatifs. Tant qu'il s'agit de l'effet qualifié de "stabilisé" - autour de 30% - chaque amas de mesures, généralement associé à une caractéristique de décharge précise, demeure bien regroupé avec une dispersion d'amplitude maximale inférieure à 4pts. L'écart relatif d'environ 15% qui en découle chute même à moins de 10% dans le cas de l'autoinflammation pure (carrés gris) avec une dispersion maximale inférieure à 8pts. Ces écarts constatés sont interprétés comme étant la dispersion inhérente à notre protocole de calcul du délai relatif et aux fluctuations expérimentales de la combustion en MCR. Concrètement, seule la composante supérieure à 10% de l'écart relatif est imputable au phénomène étudié d'assistance par décharge électrique.

En dehors de la zone dite stabilisée, la dispersion est rapidement multipliée lorsque l'effet SICI moyen commence à s'atténuer. Les cercles orange déjà évoqués pour la **Figure IV-7** souligne ainsi des groupes de valeurs réparties verticalement avec une amplitude comprise entre 12pts et 16pts. De tels écarts relatifs oscillant autour de 40% annoncent le décrochement total imminent du délai d'autoinflammation, si l'énergie fournie continue de diminuer. Connaissant maintenant mieux la tendance générale, nous anticipons les premiers autoinflammations pures juste en-dessous de 40mJ, pour l'avance référence de 12ms (en bleu). Nous estimons par projection que l'effet d'une décharge électrique disparaîtrait aux alentours de 20mJ dans ce cas. Le problème de la dispersion des mesures sera repris quantitativement au travers des écarts types un peu plus loin lors du bilan intermédiaire.

c. Avances d'allumage inférieures à la référence

La démarche du paragraphe précédent est réitérée pour les expériences SICI dont le délai d'avance à l'allumage est raccourci par rapport à la référence. Les décharges électriques plus tardives impliquent une plus forte densité des gaz frais à leur déclenchement. Avec une structure identique à son prédécesseur et deux nouveaux codes couleurs, le **Tableau IV-2** résume les caractéristiques de la charge gazeuse et de la décharge qui s'y propage. La densité favorise l'augmentation de puissance électrique, mais complique l'obtention d'étincelles propres, notamment pour l'avance de 2ms (magenta). Aussi proche du PMH, le claquage intervient fréquemment à l'intérieur même de la bougie, et restreint la pertinence de tels essais, qui ne seront que rarement mesurés par conséquent.

Tableau IV-2 : Récapitulatif des caractéristiques des décharges et des conditions thermodynamiques à l'instant de leur déclenchement pour les avances inférieures à la référence.

Avance allumage	Pression décharge	TCA décharge	Densité décharge	Plage puissance	Plage énergie
12ms	6,9 bar	514 K	162 mol/m ³	46W/410W	46mJ/650mJ
7 ms	12,3 bar	591 K	250 mol/m ³	140W/315W	50mJ/450mJ
2 ms	19,7 bar	662 K	368 mol/m ³	180W/320W	60mJ/320mJ

Les deux nouveaux groupes de données s'ajoutent aux points bleus mesurés pour l'avance de référence, de nouveau conservés à la **Figure IV-8**. Les délais relatifs des autoinflammations SICI initiées avec l'avance de 7ms - en violet - se superposent bien aux références bleues. Globalement, les mesures de ce premier groupe recourent suffisamment celle du second pour conclure à une similitude phénoménologique, alors que leur déclenchement respectif est séparé de 5ms. L'effet moyen tracé par les nuages de carrés violets suit la même pente douce de -1pt/100mJ pour converger autour de 27%. De plus, la dispersion verticale de chaque nuage reste aussi inférieure à une amplitude de 4pts.

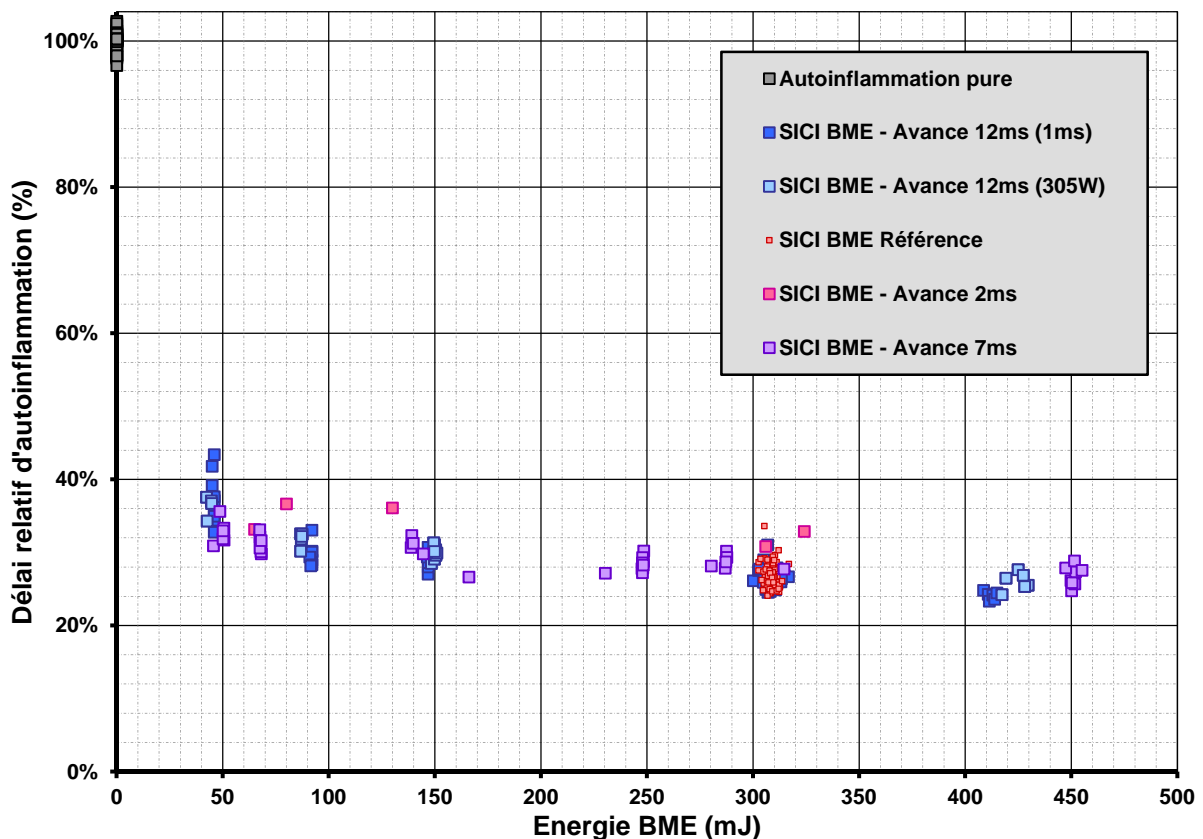


Figure IV-8 : Bilan énergétique des délais relatifs d'autoinflammation SICI pour les avances inférieures ou égales à la référence dans les conditions initiales de référence.

La seule différence réside dans le comportement en deçà de 50mJ. Alors que le délai relatif commence à décrocher dans le cas de l'avance référence, il ne marque qu'un léger fléchissement pour l'avance de 7ms. Dans ce dernier cas, l'atténuation de l'effet s'amorce entre 70mJ et 50mJ par la perte d'1 point de pourcentage - en seulement 20mJ -, trahissant une éventuelle perte du bénéfice de l'assistance plasma à plus faible énergie. A 40mJ~50mJ, la dispersion du nuage de points violets reste contenue, contrairement à son homologue bleu, et n'annonce donc pas la disparition immédiate de l'effet SICI - en se basant sur les conclusions tirées pour les autres avances.

Les mesures réalisées pour l'avance de 2ms ne sont ni assez nombreuses ni assez fiables pour légitimer un comportement. Cependant les quelques points magentas de la **Figure IV-8** ne contredisent pas les observations mises en avant jusque-là. Plus particulièrement, le délai relatif n'évolue pas au-delà de la fourchette de dispersion expérimentale de 4pts - 33% à 37% - sur la plage d'énergie comprise entre 60mJ et 320mJ. Il va ainsi dans le sens d'un effet SICI convergeant à partir d'un certain seuil énergétique, seuil qui diminue en même temps que l'avance.

Enfin, la tache de points rouges représente les essais d'autoinflammation SICI de référence obtenus alors que l'effet du plasma était exploré en alternance pour les autres avances (31ms, 22ms, 17ms, 7ms, 2ms). Le fait qu'ils se superposent à leurs homologues tracés auparavant en bleu et qu'ils soient regroupés de la même manière valide à la fois la méthodologie et la comparaison mise en avant dans les deux bilans graphiques. Ce nuage de points n'a pas été tracé à la **Figure IV-7**, afin de ne pas la surcharger.

3. Bilan intermédiaire sur la condition de référence

L'ensemble des résultats de la première section décrivant l'autoinflammation SICI d'un mélange dans les conditions initiales dites de référence est synthétisé ici par une approche globale du phénomène. La **Figure IV-9** compile les données pertinentes recueillies en conservant le code couleur pour chaque avance d'allumage, afin d'établir une tendance de l'autoinflammation assistée. Deux zones énergétiques de sensibilité se distinguent dans chaque cas. Ainsi pour une avance donnée, il existe toujours un seuil énergétique au-dessus duquel l'effet évolue très peu selon une pente de $\sim 1,5\text{pts}/100\text{mJ}$. Plus encore, les délais relatifs rejoignent, sur cette plage, la caractéristique soulignée par la droite en pointillés orange commune à tous les délais d'avance. Au contraire, en-dessous de ce seuil, l'effet SICI s'atténue très rapidement - au maximum en quelques dizaines de millijoules - pour finalement disparaître progressivement et laisser place à l'autoinflammation pure. Les seuils de décrochement se décalent vers les hautes énergies à mesure que l'avance à l'allumage augmente. Le fait que les points de la **Figure IV-9** respectent le comportement décrit à l'instant, alors que la puissance et la durée des décharges électriques ont varié simultanément, nous fait affirmer que l'effet SICI est régi par l'énergie déposée. Cet effet est considéré comme quasi binaire, à la vue de nos descriptions.

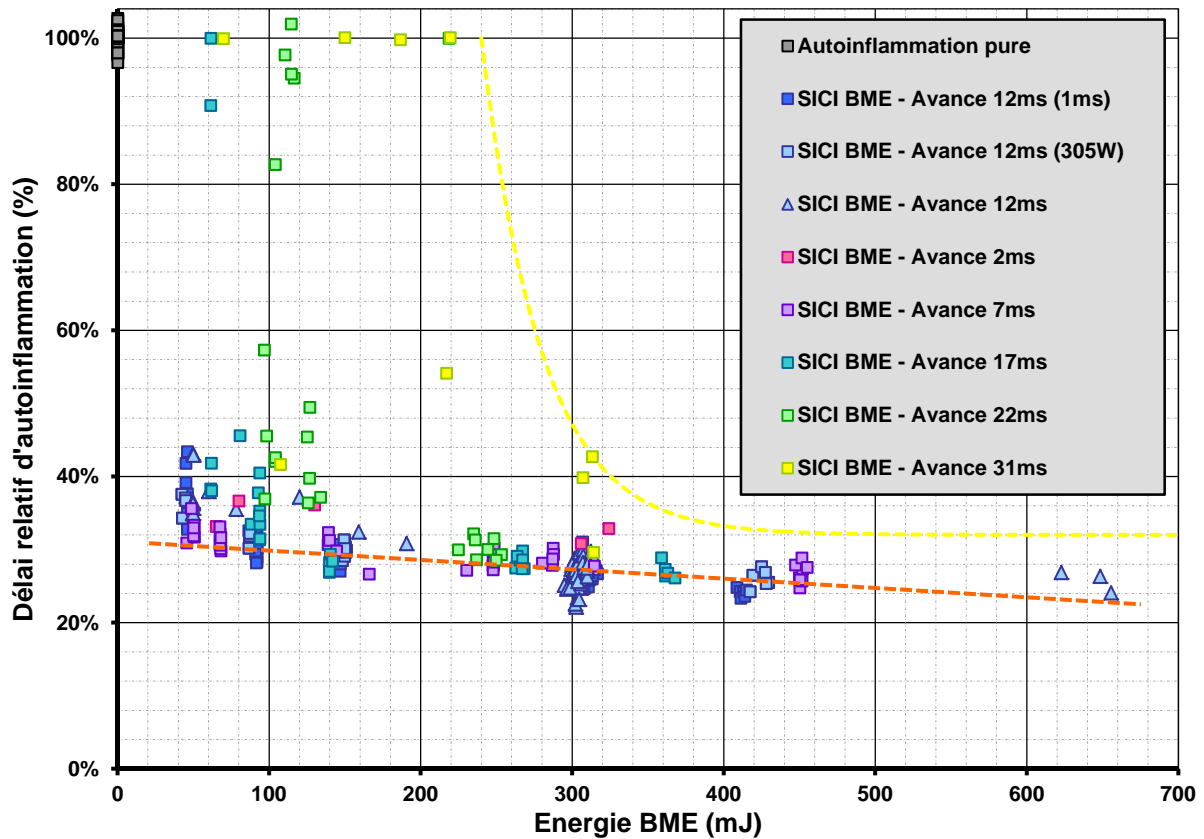


Figure IV-9 : Bilan énergétique des délais relatifs d'autoinflammation SICI dans les conditions initiales de référence.

La **Figure IV-10** reprend le bilan énergétique des délais relatifs, en indiquant à la place l'effet SICI moyen et l'écart-type vertical porté chaque nuage de point. Elle met en avant l'atténuation du phénomène en fonction de l'avance à l'allumage. En bas, entre 24% et 33%, les valeurs moyennes de la zone énergétique stable s'alignent globalement correctement et se distinguent par leur écart-type inférieur à ± 2 pts, imputable à la dispersion expérimentale. Elles s'opposent clairement aux points témoignant de l'apparition statistique de l'autoinflammation pure traduite par de très grandes barres d'écart type sur le graphique. Quelques dizaines de millijoules au-dessus de ces derniers, l'effet SICI subit pour toute avance une perte d'une dizaine de points de délai relatif moyen, accompagné surtout d'une dispersion intermédiaire - en croissance - de ± 4 pts à ± 8 pts.

La nouvelle approche procurée par la **Figure IV-10** permet d'extraire les seuils de décrochage déjà pressentis à la **Figure IV-10**. Ils sont consignés à la dernière colonne du **Tableau IV-3**, qui reprend également les conditions thermodynamiques dans lesquelles se déclenchent les décharges pour chaque avance d'allumage. Ces valeurs donnent l'énergie en-dessous de laquelle le plasma commence à ne plus assister l'autoinflammation.

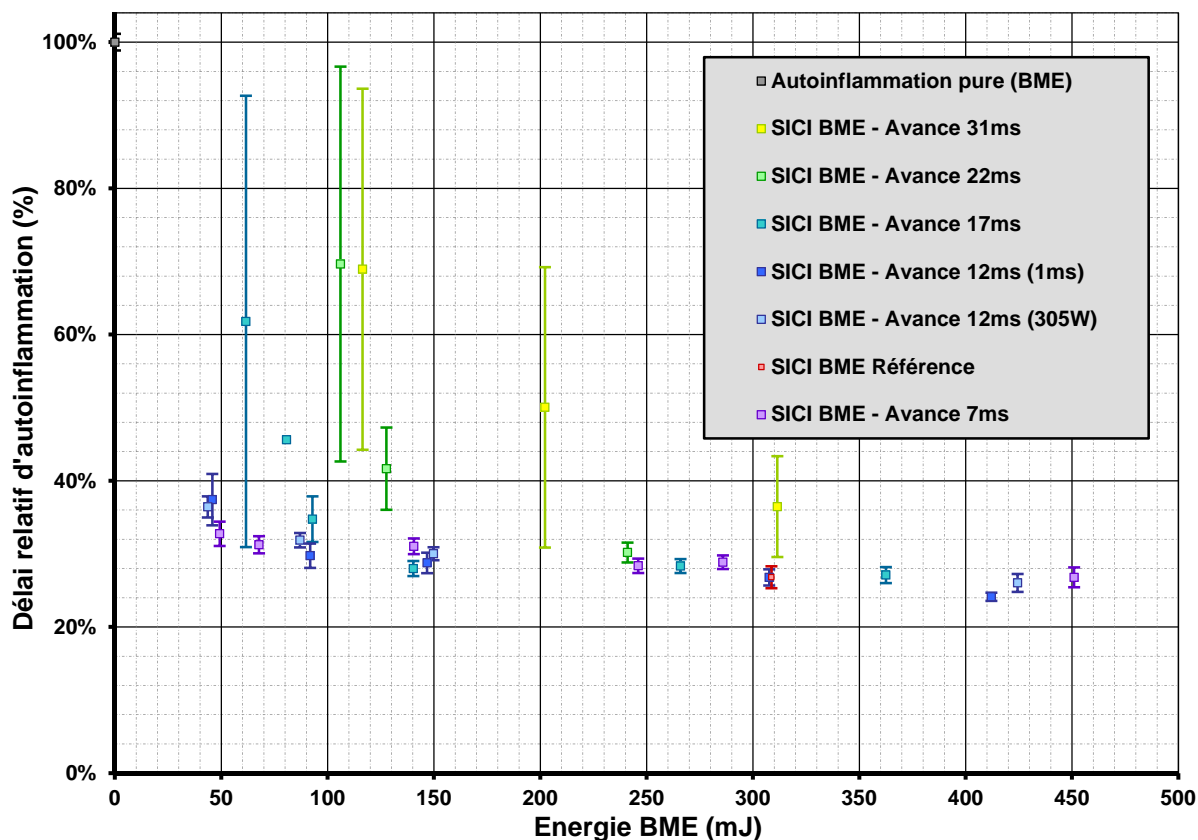


Figure IV-10 : Bilan énergétique des délais relatifs d'autoinflammation SICI moyens et de leur écart type dans les conditions initiales de référence.

Tableau IV-3 : Bilan des conditions thermodynamiques et des seuils énergétique de disparition de l'effet SICI en fonction de l'avance à l'allumage dans les conditions de référence.

Avance allumage	Pression décharge	TCA décharge	Densité décharge	Seuil de décrochage
31 ms	1 bar	322 K	37 mol/m ³	220mJ
22 ms	2,1 bar	385 K	66 mol/m ³	110mJ
17 ms	3,5 bar	436 K	97 mol/m ³	60mJ
12 ms	6,9 bar	514 K	162 mol/m ³	~20mJ
7 ms	12,3 bar	591 K	250 mol/m ³	-
2 ms	19,7 bar	662 K	368 mol/m ³	-

La Figure IV-11 restitue, pour la décharge, la correspondance entre son niveau énergétique de disparition du SICI, et la densité de charge qui l'a vue se déclencher. Les points permettent d'extrapoler une fonction exponentielle négative. La frontière ainsi formée sépare la zone supérieure où les décharges induisent une combustion SICI, dont l'efficacité

s'estompe à l'approche de la ligne de démarcation, de la zone inférieure où l'effet est au mieux très aléatoire sinon inexistant. Cette courbe est à mettre en relation avec la limite d'inflammabilité (cf. Chapitre V). La courbe de tendance interpole un seuil de 4mJ pour la densité de 250mol/m³. Cette valeur va dans le sens des remarques qui ont pu être faites au sujet du seuil de décrochage dans le cas de l'avance de 7ms.

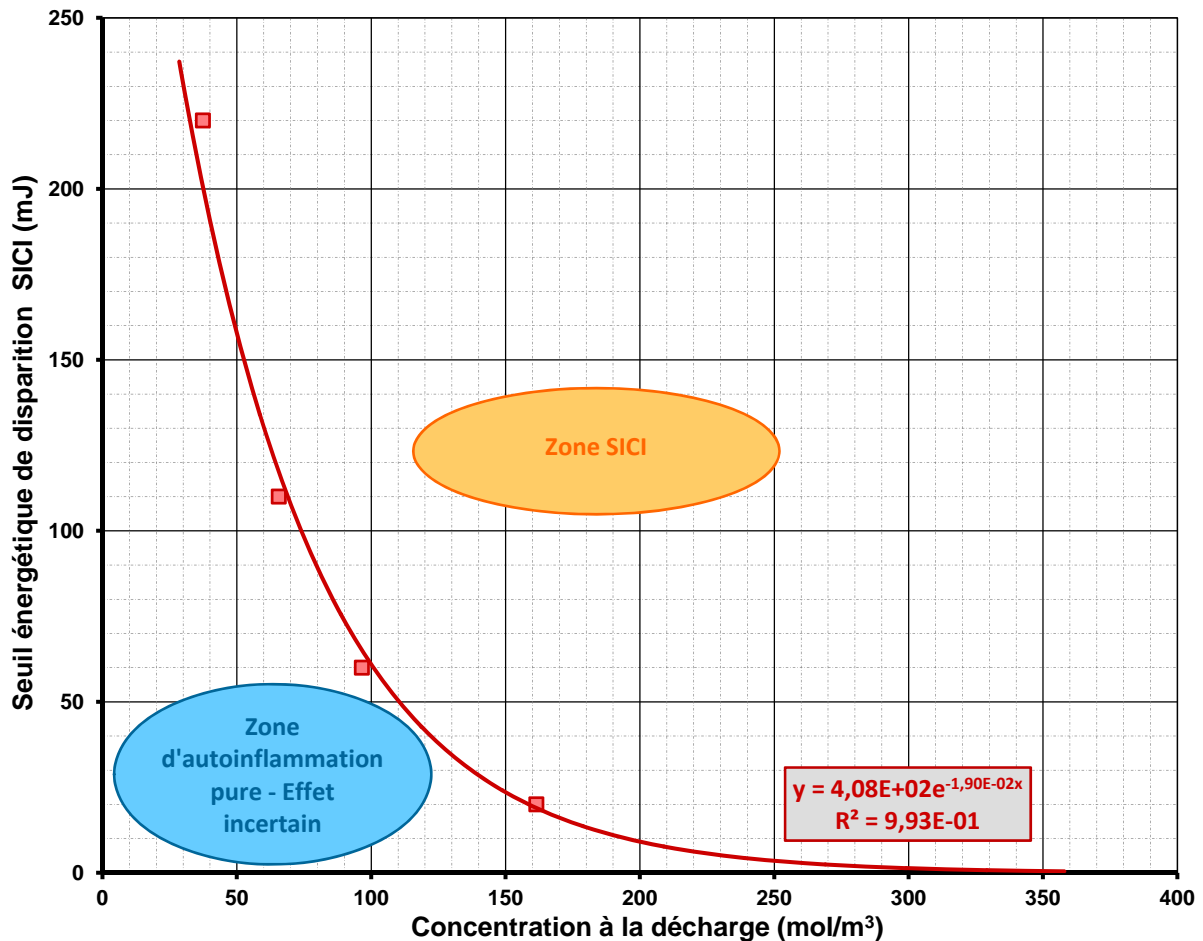


Figure IV-11 : Disparition de l'effet SICI de la BME selon la densité à l'instant de son déclenchement.

A l'image de ce qui a été observé pour la **Figure IV-3**, les tendances décrites au sujet des délais relatifs se trouveraient fidèlement reproduites par les proportions d'autoinflammation dans la combustion totale, si elles venaient à être tracées en fonction de l'énergie. Pour cette raison, la part d'autoinflammation est reportée dans la **Figure IV-12** en fonction du délai relatif de déclenchement de la combustion « chaude ». Deux nuages principaux de points s'y opposent aux extrémités du domaine d'utilisation. Le premier dans le coin supérieur droit correspond aux autoinflammations pures sans assistance, qui présentent un délai long et une proportion importante. Le second comprend l'essentiel des essais SICI, avec un délai et une part en net recul. Ce dernier se développe en partie en direction de l'autoinflammation pure, le long de la ligne pointillée orange. Ces pointillés soulignent la caractéristique affine que dessinent les quelques points intermédiaires. De ce point de vue, l'effet de l'assistance par plasma sur la combustion apparaît bien binaire. Pour étoffer le bilan,

les autoinflammations par points chauds ont été rajoutées. D'une certaine manière, ils s'apparentent à la combustion SICI, la seule différence étant que la phase propagative trouve son origine dans une particule incandescente au lieu d'un plasma.

La part de charge consommée par la flamme propagative est complémentaire de la part d'autoinflammation considérée ici, à laquelle nous ajoutons les quelques pourcents contenus dans la flamme froide. L'ensemble des points de la **Figure IV-12** dessinant une droite affine commune, indépendamment des conditions de décharges, on déduit que c'est bien la première phase propagative qui commande l'autoinflammation. Par-là, la conjecture de comportement SICI se trouve conforté au sujet de l'autoinflammation assistée par plasma. D'autre part, le graphique sous-entend dans une perspective d'application moteur que la part entrant en autoinflammation reste indissociable du délai pour une condition de charge interne donnée.

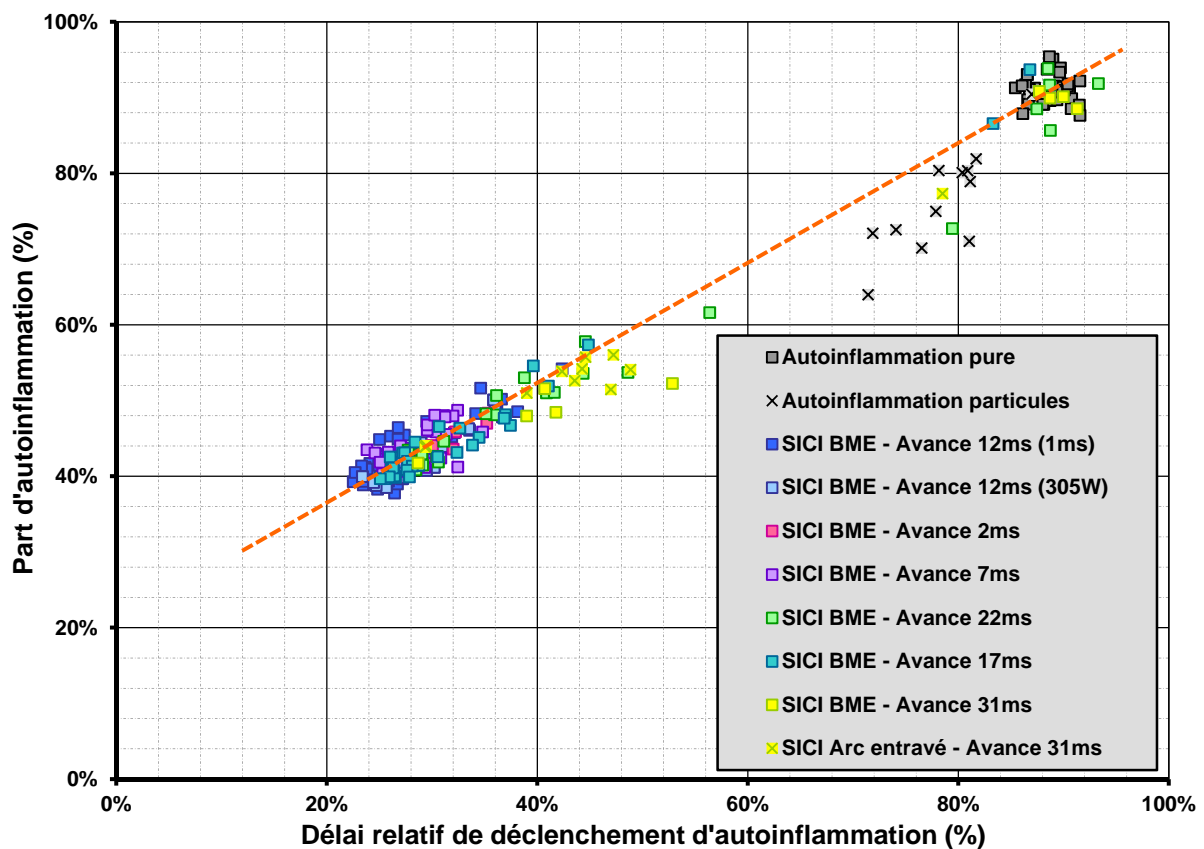


Figure IV-12 : Relation entre la part de charge consommée par l'autoinflammation et le délai relatif de son déclenchement - Bilan dans les conditions de référence.

B. EVOLUTION DE L'EFFET SICI DE LA BME AVEC LA MODIFICATION DES CONDITIONS INITIALES DU MELANGE

1. Augmentation de la densité de la charge gazeuse

Les expériences regroupées dans ce B-1 affichent des pressions initiales au PMB supérieures aux 0,7bar de référence dans la chambre de la MCR. La température initiale restant à l'ambient, et le taux de compression demeurant inchangé, la charge initiale est multipliée par un facteur identique tout au long de la compression. Alors que la condition de référence souligne le phénomène SICI en favorisant de longs délais d'autoinflammation, il est intéressant de voir comment la combustion évolue lorsque la densité de la charge augmente pour se rapprocher des valeurs rencontrées dans un moteur à combustion interne.

a. Sensibilité atténuée pour une pression initiale de 1bar

❖ Contexte expérimental

Le mélange et le taux de compression demeurent inchangés par rapport à la condition de référence. La différence tient uniquement dans la pression d'introduction du mélange dans la chambre au PMB de 1bar - au lieu de 0,7bar - conduisant à une densité initiale de 40mol/m^3 . Ce changement induit une nouvelle référence d'autoinflammation pure, avec un délai raccourci comme le montre la **Figure IV-13**.

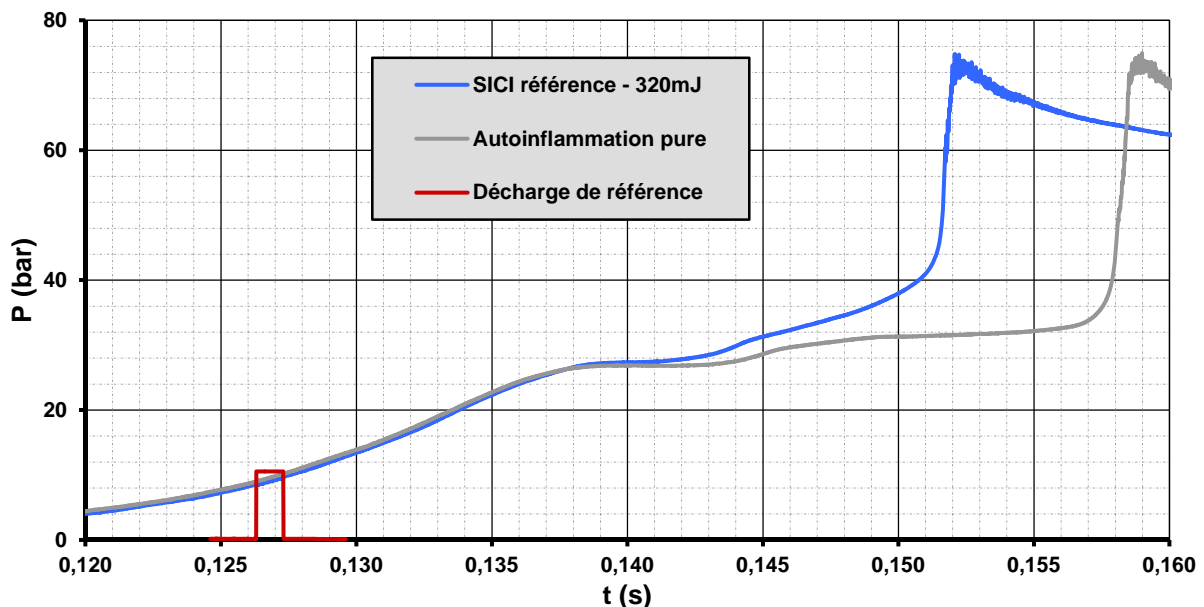


Figure IV-13 : Relevés de pression pour l'autoinflammation pure et la combustion SICI référence – 1bar au PMB.

Le délai d'autoinflammation pure est ici d'environ 18ms alors que celui de flamme froide a diminué à 6ms, contre respectivement 50ms et 8ms pour une densité de $28,5\text{mol/m}^3$

dans le cas référence. La **Figure IV-13** illustre également la montée en pression causée par une combustion SICI assistée par la décharge de référence - avance 12ms, durée 1ms, 150V entrée Driver. Le créneau rouge en indique le déclenchement. La puissance développée à la pointe devient légèrement supérieure - 320W - à celle de son homologue référence dans le cas de la charge de 0,7bar en raison de la densité plus grande vue par le plasma.

Tableau IV-4 : Récapitulatif des caractéristiques des décharges et des conditions thermodynamiques à l'instant de leur déclenchement pour une pression initiale de 1bar au PMB.

Avance allumage	Pression décharge	TCA décharge	Densité décharge	Plage puissance	Plage énergie
31 ms	1,4 bar	322 K	53 mol/m ³	100W	70mJ/310mJ
27 ms	2,1 bar	353 K	72 mol/m ³	120W/170W	160mJ/2200mJ
22 ms	3,0 bar	385 K	94 mol/m ³	250W	250mJ
17 ms	5,0 bar	436 K	138 mol/m ³	290W	290mJ
12 ms	9,9 bar	514 K	232 mol/m ³	320W	320mJ
7 ms	17,6 bar	591 K	358 mol/m ³	340W	340mJ

L'ensemble des tirs de référence, dont une série spécifiquement dédiée, indique que le rapport moyen entre le délai SICI et le délai d'autoinflammation pure est de 68%, contre 27% dans le cas de la pression initiale de 0,7bar. Le **Tableau IV-4** résume les valeurs thermodynamiques et énergétiques de la décharge BME pour les différentes avances testées. Le code couleur y est conservé pour chaque avance à l'allumage.

❖ Bilan énergétique des délais d'autoinflammation

De la même manière que dans les conditions de référence, les délais relatifs d'autoinflammations sont exposés pour chaque essai en fonction de l'énergie estimée de leur décharge respective. La représentation sur la **Figure IV-14** respecte ainsi toujours le code couleur mis en place pour chacune des avances à l'allumage. Les carrés barrés d'une croix marquent les essais dont la décharge multi-filamentaire a laissé la place à un arc entravé au bout d'un temps aléatoire. Malgré ce défaut, ces tirs sont conservés quand l'avance prend les valeurs maximales de 27ms et 31ms, car la probabilité qu'un streamer atteigne une paroi demeure élevée dans ces deux cas.

Il n'existe malheureusement pas suffisamment de mesures pour permettre une analyse de tendance aussi détaillée que dans le cas de référence, cependant certaines similitudes peuvent être mises en avant. A ce titre, le nuage de points relatif au cas SICI de référence

(carrés bleus) se disperse sur une amplitude de 8pts autour de sa valeur moyenne de 68% et avec un écart type de ± 2 pts. Cette augmentation par rapport à la dispersion mesurée dans la condition de référence est à relativiser par la nette réduction du délai d'autoinflammation pure. Ce dernier étant le dénominateur du délai relatif, l'incertitude expérimentale occupe une part plus importante, comme en témoigne le nuage d'autoinflammations pures (carrés gris), dont la dispersion à peine plus faible quantifie la fluctuation inhérente à la mesure du phénomène. En revanche, le nuage de carrés jaunes consécutifs aux essais SICI assistés de décharges de 340mJ déclenchées 31ms avant le PMH s'étalent quasiment de la référence 68% jusqu'à l'autoinflammation pure 100%, soit un écart type supérieur à ± 8 pts. On reconnaît ici l'effet aléatoire, ou statistique, des décharges évoqué à la section A. Les conséquences de fluctuations aérodynamiques cycliques sur un phénomène extrêmement sensible pourraient l'expliquer. Ce comportement tend à indiquer que le seuil de début de disparition de l'effet du plasma est presque atteint, et une énergie d'au moins 400mJ serait donc nécessaire pour le stabiliser. Avec moins de mesures pour l'appuyer, une forme identique se devine entre 280mJ et 310mJ pour l'avance de 27ms. Ces points (carrés kaki) se répartissent sur une amplitude de 18pts de pourcentage de délai relatif. L'effet semble décrocher progressivement jusqu'à l'apparition d'une autoinflammation pure pour 160mJ.

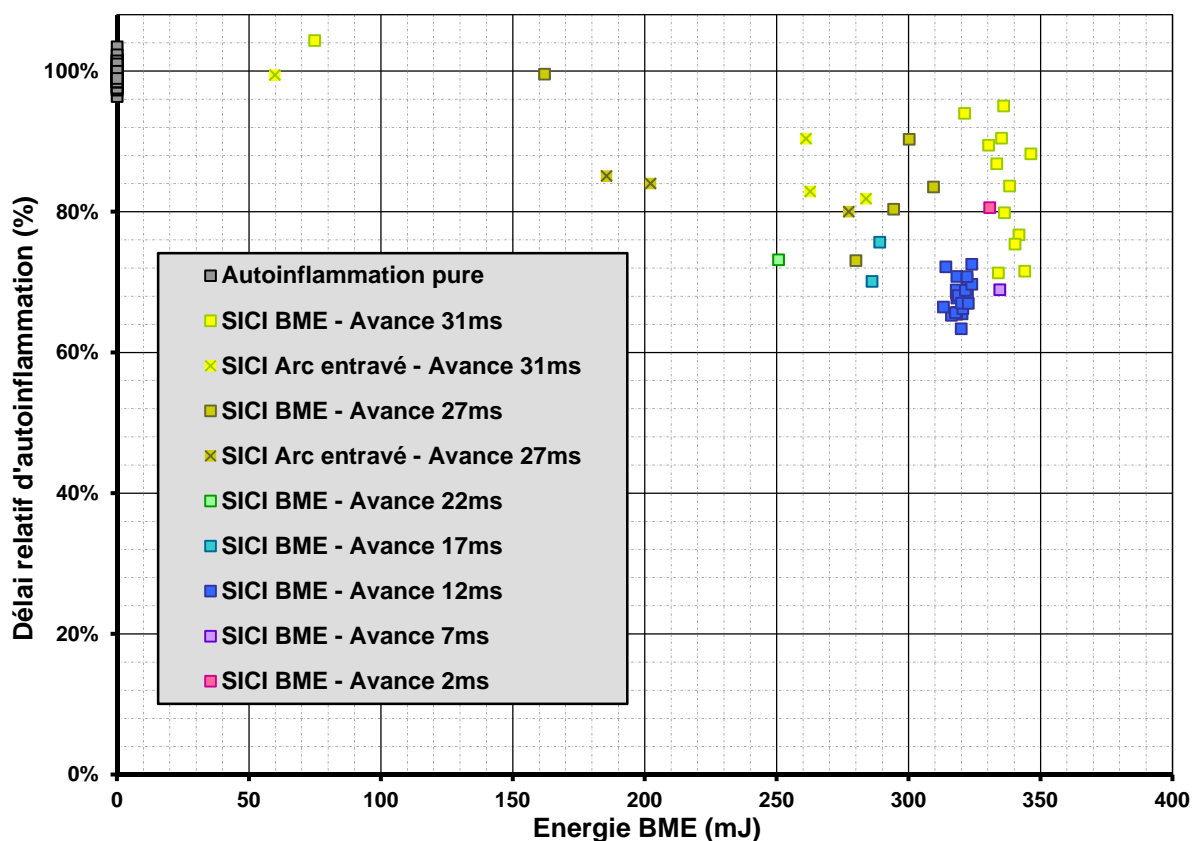


Figure IV-14 : Détail du bilan énergétique des délais relatifs SICI - mélange de référence à 1bar au PMB.

Peu d'informations ont été recueillies pour les avances de 22ms, 17ms, et 7ms. Les deux premières présentent des points inférieurs en énergie - 250mJ et 280mJ -, mais légèrement

supérieurs en délai à la référence de 68%. En se référant aux conclusions de la première section, ces trois points (carrés verts et turquoise) se situeraient à la sortie de la zone énergétique de stabilité, où l'effet commence à s'atténuer alors que l'énergie déposée diminue. En effet, ils prennent une pente d'environ 8pts/100mJ en prenant le nuage SICI référence 320mJ-68% comme origine. A l'inverse, l'unique point exploitable mauve obtenu pour l'avance de 7ms concorde avec le nuage de référence bleu. En effet, la perte d'efficacité d'une décharge aussi proche du PMH ne peut avoir lieu qu'à plus faible énergie que pour l'avance référence de 12ms.

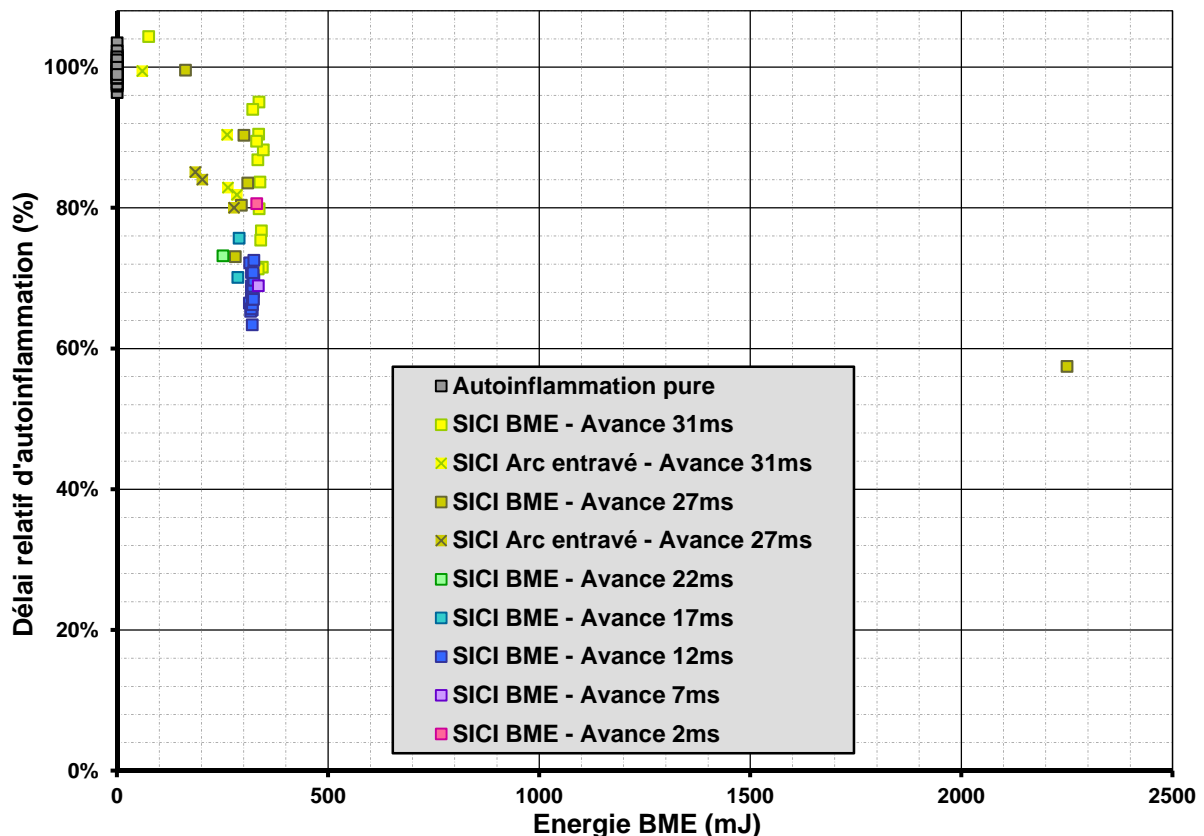


Figure IV-15 : Bilan énergétique des délais relatifs d'autoinflammation SICI - mélange de référence à 1bar au PMB.

Le point 2250mJ-57% à la **Figure IV-15** renseigne sur la convergence énergétique de l'effet SICI. Il correspond à une décharge de plus de 10ms initiée avec une avance de 27ms, soit en tout début de compression. L'énergie du plasma multi-étincelle ainsi généré dépasse d'après l'estimation les 2J, et tendrait à montrer que l'effet SICI se stabilise à une valeur inférieure à 60%. Plus précisément, la pente apparente entre le nuage de référence et ce point isolé est de 0,5pts/100mJ. En cela, il n'est pas incompatible avec le reste des résultats.

Pour conclure, la **Figure IV-14** et la **Figure IV-15** illustrent un comportement SICI de forme similaire à celui détaillé pour une pression de 0,7bar au PMB. La caractéristique se dilate en se déplaçant vers les hautes énergies, et l'asymptote de convergence semblerait s'élever à ~60% (contre 27%). Atteindre cette dernière nécessite cependant des énergies très importantes de l'ordre de 1J~2J incompatibles avec une électronique automobile.

b. Influence du plasma pour 1,4bar au PMB

La pression à laquelle le mélange est introduit dans la chambre est augmentée à nouveau pour atteindre 1,4bar au PMB. Le délai d'autoinflammation s'en trouve réduit à ~9ms, mesurable sur la courbe grise de la **Figure IV-16**. L'adjonction de la décharge BME semble n'avoir aucune influence sur l'autoinflammation, dans la mesure où l'exemple de tentative de tir SICI assisté par la décharge référence se superpose au signal d'autoinflammation pure. D'après la visualisation directe, la décharge crée bien la zone réactive chimiluminescente, mais celle-ci n'a pas le temps de se propager suffisamment pour générer, par la compression qu'elle induit, une augmentation significative de la température. L'autoinflammation intervient beaucoup trop tôt. Quelques images sont extraites de l'acquisition vidéo et sont présentées en frise à la **Figure IV-17**. La troisième montre l'extension maximale de la phase propagative avant l'autoinflammation qui a déjà eu lieu à la quatrième.

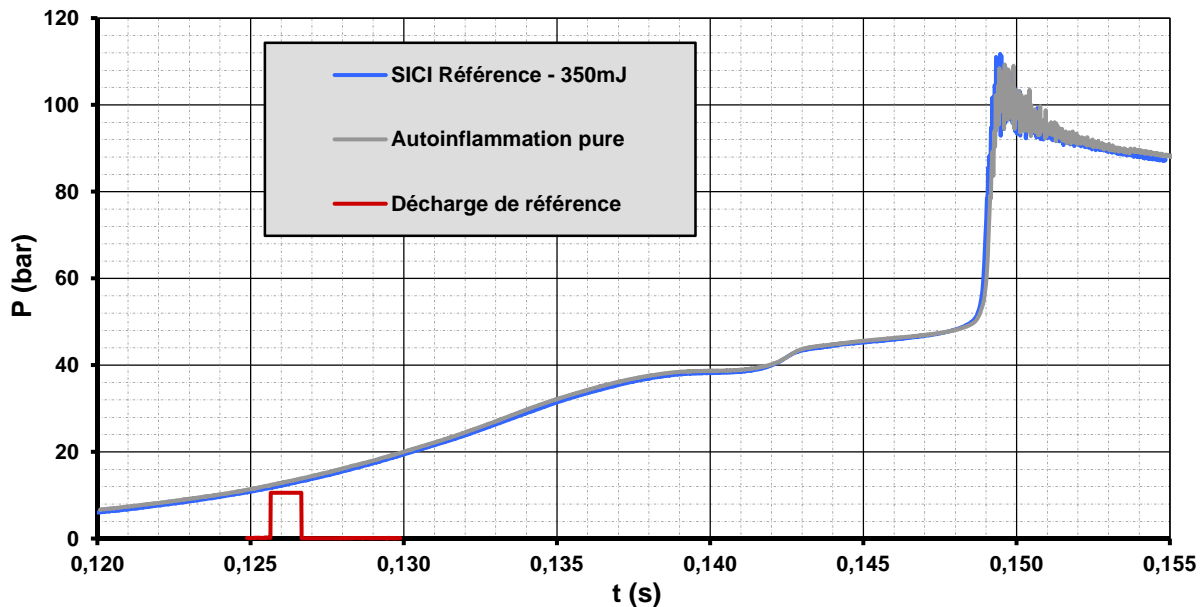


Figure IV-16 : Relevés de pression pour l'autoinflammation pure et la combustion SICI référence – 1,4bar au PMB.

D'après ce qui a été vu jusque-là concernant l'effet promoteur du plasma sur l'autoinflammation, il est possible que les seuils d'efficacité des décharges soient déplacés vers les très hautes énergies, au-delà de ceux déjà observés pour 1bar au PMB. De la sorte, il faudrait déposer une énergie encore plus grande pour commencer à envisager un délai SICI raccourci. Physiquement, c'est le noyau de flamme généré par la décharge illustré à la **Figure IV-17** qui n'est pas assez ample, ou la vitesse de flamme pas assez élevée, pour générer un effet de compression rapide. Même en augmentant l'énergie déposée par cette BME son volume n'augmenterait probablement pas, et l'effet SICI ne ferait que converger proche de 100%. D'autres dispositions devraient être prises afin de générer un noyau plus volumineux. Il est également possible de créer de la turbulence pour accélérer la propagation de la flamme. Quoiqu'il en soit, le cas de d'autoinflammation avec 1,4bar au PMB n'est pas pertinent, car il se termine par de violentes oscillations acoustiques caractéristiques du cliquetis, visibles sur

en fin de signal de pression à la **Figure IV-16** également rendues par la vidéo rapide. En pratique, la charge est diluée pour limiter le gradient de pression, ce qui allonge mécaniquement le délai et laisse le temps à la flamme de se propager.

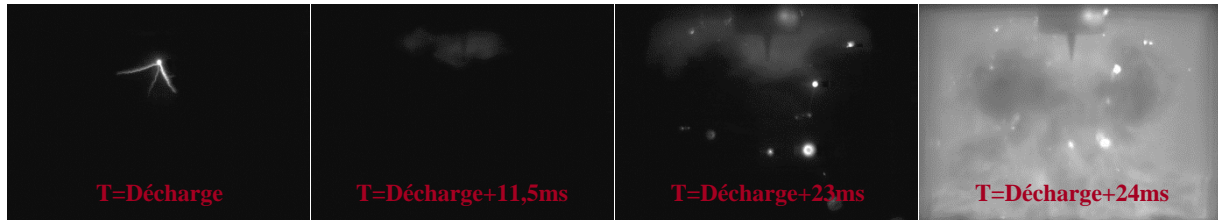


Figure IV-17 : Visualisation rapide de l'essai SICI de référence - mélange de référence, pression initiale 1,4bar.

2. Simulation de l'effet EGR froid par dilution au diazote

a. Conditions expérimentales

L'un des enjeux de l'utilisation de l'autoinflammation pour les moteurs thermiques est de fonctionner sur des points de fortes dilutions. Cela diminue la température de flamme, et par là, réduit la production d'oxydes d'azote, tout en limitant les gradients de pression qui apparaissent à l'autoinflammation. Dans cette optique, la charge (homogène) initiale est diluée par de l'EGR (Exhaust Gaz Recirculation) en plus de la faible richesse.

$$p_{\text{carburant}} = \frac{1 - \%N_2}{1 + \frac{(n_{\text{Air}}/n_{\text{carburant}})_{\text{Stœchio.}}}{\phi}} p_{\text{mélange}}^{\text{PMB}}$$

Équation IV-1

$$p_{\text{mélange dilué}}^{\text{PMB}} = \frac{p_{\text{mélange référence}}^{\text{PMB}}}{1 - \%N_2}$$

Équation IV-2

De manière à quantifier en première approche l'influence de l'EGR, le mélange de référence est dilué par du diazote de manière à représenter 30% du nouveau mélange. La pression initiale au PMB est choisie de façon à ce que le contenu énergétique soit identique à celui des conditions de référence - sans dilution. Pour satisfaire cette condition, la pression partielle du carburant doit être la même dans les deux cas. Elle s'exprime pour un mélange donné par l'**Équation IV-1**. En effectuant la correspondance, le rapport des pressions auxquelles le mélange dilué et le mélange de référence sont introduits au PMB dans la chambre s'exprime à l'**Équation IV-2**. L'application numérique indique que la pression

d'introduction d'un mélange dilué par 30% de N₂ doit être de 1bar pour être énergétiquement équivalent aux 0,7bar du mélange de référence non-dilué. Par un profil de pression, la **Figure IV-18** illustre l'autoinflammation pure obtenue par une compression de taux 12,5 du prémélange composé de près d'un tiers d'inerte. La courbe permet de vérifier la similitude énergétique. Les sauts de pression engendrés par la flamme froide (~2bar) et par la flamme principale (~24bar) sont comparables à ceux rencontrés dans le cas de référence, malgré des niveaux absolus de pression différents. Ces sauts de pression sont l'image directe de l'énergie libérée dans la chambre par la combustion isochore. En revanche, la dilution du mélange par le diazote double le délai d'autoinflammation dont l'ordre de grandeur passe à 90ms.

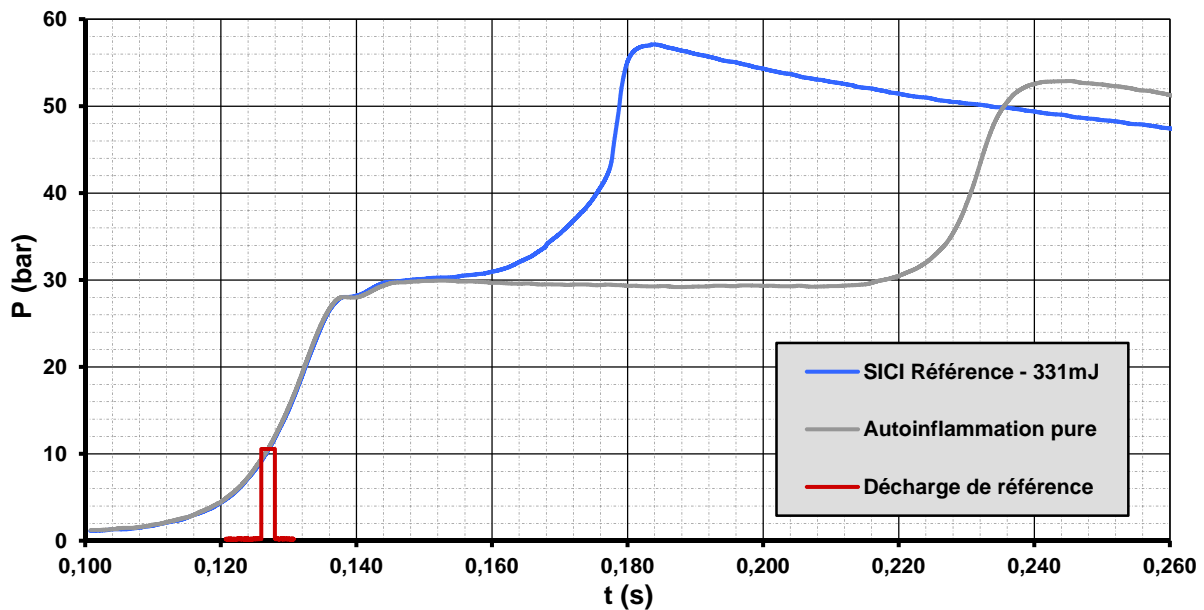


Figure IV-18 : Relevés de pression pour l'autoinflammation pure et la combustion SICI référence - Dilution 30% N₂.

Les essais réalisés avec le mélange dilué au N₂ font partie exclusivement du second ensemble d'expérimentation, après la légère modification de la MCR. À ce titre, il n'existe pas de formule de correction pour passer du second au premier comme dans le cadre des essais en conditions de référence. Les séries d'expérience sont conduites selon le principe d'alternance des essais décrit au Chapitre III. Quantifier l'effet sur la combustion SICI des différentes conditions de plasma nécessite d'alterner tous les 2 ou 3 tirs d'interrogation par un tir de référence. Quelques autoinflammations pures s'insèrent au déroulement dans le but de connaître le rapport avec la SICI référence, comme l'illustre la **Figure IV-18** avec deux tirs consécutifs. L'estimation du délai virtuel est ainsi ajuster avec un rapport mesuré ici à 0,46.

Les conditions thermodynamiques subies par les décharges sont regroupées dans le **Tableau IV-5**. Ce dernier reprend les données du **Tableau IV-4**, puisque dans l'étude expérimental portant sur le mélange non-dilué à 1bar au PMB, la compression et la densité étaient les mêmes. La décharge du cas SICI référence conserve toujours les mêmes réglages d'entrée - avance 12ms, durée 1ms, 150V Driver.

Tableau IV-5 : Récapitulatif des caractéristiques des décharges et des conditions thermodynamiques à l'instant de leur déclenchement pour une pression initiale de 1bar au PMB.

Avance allumage	Pression décharge	TCA décharge	Densité décharge	Plage puissance	Plage énergie
31 ms	1,4 bar	322 K	53 mol/m ³	110W	200mJ/340mJ
22 ms	3,0 bar	385 K	94 mol/m ³	180W	180mJ/360mJ
17 ms	5,0 bar	436 K	138 mol/m ³	270W/280W	280mJ/800mJ
12 ms	9,9 bar	514 K	232 mol/m ³	320W/450W	80mJ/700mJ
7 ms	17,6 bar	591 K	358 mol/m ³	330W	340mJ

b. Sensibilités énergétiques du délai SICI

Au sein du bilan global effectué par la **Figure IV-19**, seuls les délais relatifs des combustions SICI initiées 12ms avant le PMH sont interprétés dans un premier temps. Les mesures réalisées dans le cadre de l'avance de référence sont les seules assez nombreuses pour esquisser une tendance. La forme globale représentée par des triangles bleus fait écho à celle observée pour la même avance, sans dilution par l'azote. Selon cette tendance, on retrouve d'une part une zone énergétique stable faiblement sensible aux variations du plasma, puis d'autre part, une zone de décrochement où l'effet promoteur sur l'autoinflammation s'atténue pour finalement disparaître. La différence réside dans la dilution de l'effet SICI du plasma, et dans la dilatation des niveaux énergétiques. Ainsi, le gain moyen - et régulier - entre 300mJ et 700mJ atteint 2pts/100mJ, la pente dans la zone stable est donc légèrement plus prononcée qu'en l'absence de N₂ (1pt/100mJ). De la même manière, le phénomène de décrochement du délai SICI se trouve déplacé vers les énergies plus élevées. Il semble débiter quelque part entre 200mJ et 300mJ, proche donc de la décharge de référence. Les deux points les plus à gauche, dont une autoinflammation pure à 90mJ, semblent placer le seuil disparition de l'effet SICI autour de ~100mJ, contre ~20mJ sans dilution (conditions de référence).

Il est impossible d'établir des conclusions au sujet de la dispersion des points de mesure étant donné leur faible nombre. Plus de points d'autoinflammation pure seraient nécessaires pour estimer la dispersion expérimentale intrinsèque du cas de dilution par le diazote. De ce point de vue, seule l'autoinflammation assistée par la décharge de référence comporte suffisamment de cas. La dispersion y est de 8pts, doublé d'un écart type de 2pts autour de la valeur moyenne de 46%. Cette dernière confirme la dilution de l'effet de l'assistance par plasma. Dans la zone énergétique de stabilité, Le délai SICI est compris entre 50% et 38%, alors qu'il converge vers 26% dans les conditions de référence.

La **Figure IV-19** intègre également dans le bilan les quelques mesures réalisées pour les autres avances. Les pointillés oranges situés à ~90% matérialisent la frontière qui sépare les points issus de combustions SICI, de ceux issus d'autoinflammations où l'assistance a failli.

Ces derniers correspondent bien à des autoinflammations pures, non-perturbées par des particules, comme cela a été vérifié à la vidéo rapide. Ils montrent une dispersion importante des délais d'autoinflammation de part et d'autre de la valeur 100%. La dilution engendre ainsi une dispersion caractéristique expérimentale d'amplitude minimum 10pts sur le calcul des délais relatifs. Il est vérifié par le biais de la visualisation rapide que les points situés en-dessous de la frontière en pointillés correspondent bien à des phénomènes SICI initiés par la BME, notamment lorsqu'ils signalent des délais avoisinant les 80%.

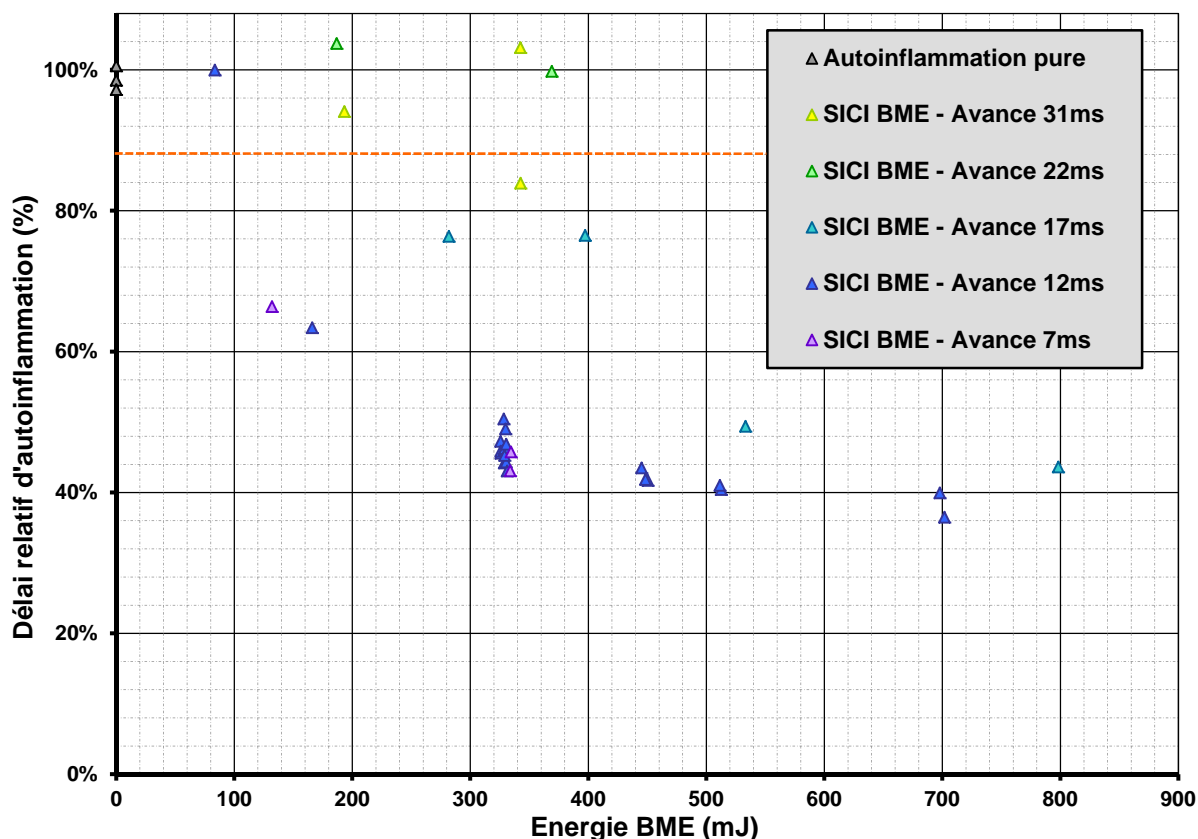


Figure IV-19 : Bilan énergétique des délais relatifs d'autoinflammation SICI - mélange dilué par 30% de N₂.

Les points turquoise marquant les essais caractérisés par une avance de 17ms décrivent partiellement la disparition de l'effet SICI. À 800mJ et pour des énergies supérieures, le délai relatif SICI semble avoir convergé vers le palier de stabilité proche de 40% déjà esquissé par les triangles bleus (>300mJ). Entre 600mJ et 800mJ, le décrochement des délais débute comme le montre le point 530mJ-50%. La disparition de l'assistance par la BME ne peut être localisée précisément. Seuls deux points à 76% indiquent que l'apparition des premières autoinflammations pures est toute proche.

Les expérimentations menées pour les avances de 22ms (vert) puis 31ms (jaunes) se caractérisent par l'utilisation de décharges dont l'énergie est inférieure au seuil de disparition de l'effet de l'assistance par la BME. A chacun des niveaux testés, il existe des autoinflammations pures. Cependant, une autoinflammation pure et une combustion SICI cohabitent à 340mJ. Elles confirment l'aspect statistique de la disparition de l'effet du

plasma. Nous faisons l'hypothèse d'une extrême exposition du phénomène aux aléas des perturbations aérodynamiques cycliques.

Inversement, réduire l'avance à 7ms fait apparaître exclusivement des combustions de type SICI pour les énergies testées. La tendance suit celle décrite par les points relatifs à l'avance de référence 12ms, avec la possibilité de voir disparaître le bénéfice du plasma à un seuil plus faible d'énergie (<100mJ).

Globalement, la dilution par le diazote décale les comportements de sensibilité SICI vers les hautes énergies. De cette manière, la fenêtre énergétique d'interrogation représente un zoom sur la zone de disparition de l'effet SICI déjà décrite. Le **Tableau IV-6** en reprend certaines des valeurs remarquables.

Tableau IV-6 : Bilan des conditions thermodynamiques et des seuils énergétique de disparition de l'effet SICI en fonction de l'avance à l'allumage dans le cas dilution par 30% de N₂.

Avance allumage	Pression décharge	TCA décharge	Densité décharge	Seuil de décrochage
31 ms	1,4 bar	322 K	53 mol/m ³	>400mJ
22 ms	3,0 bar	385 K	94 mol/m ³	>400mJ
17 ms	5,0 bar	436 K	138 mol/m ³	200~300mJ
12 ms	9,9 bar	514 K	232 mol/m ³	100mJ
7 ms	17,6 bar	591 K	358 mol/m ³	<100mJ

Les clichés de la **Figure IV-20** montre l'évolution de la forme que prend la décharge au moment de son déclenchement (première images des acquisitions vidéo), selon l'avance à l'allumage. Comme l'avait décrit Auzas [56], la décharge se crispe, perd des branchements et donc de la longueur totale filamentaire, à mesure que la densité augmente.

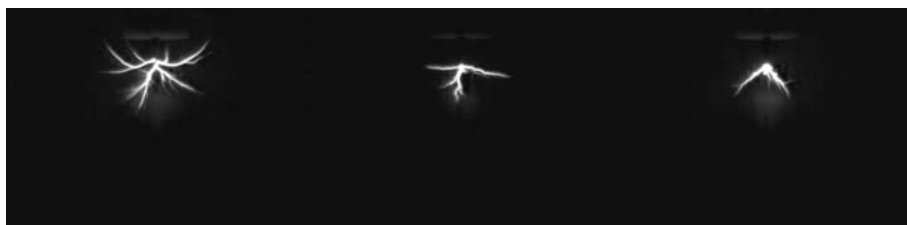


Figure IV-20 : Visualisation directe de la décharge à son initiation à 53mol/m³, 232mol/m³, et 358mol/m³, lors de la phase de compression du mélange dilué par N₂.

3. Augmentation du taux de compression de la MCR

Ce dernier cas expérimental a pour objectif d'étudier la combustion SICI du mélange dilué précédent avec un délai d'autoinflammation raccourci par l'augmentation du taux de compression. Les conditions initiales demeurent celle d'un mélange d'isooctane/air de richesse 0,5 dilué par 30% de N₂, introduit au PMB dans la chambre de la MCR à 1bar. Le taux de compression passe de 12,5 à 18. Il entraîne une TCA en fin de compression de 750K, et réduit le délai d'autoinflammation pure à 11ms - contre 90ms - comme cela est visible en gris sur la Figure IV-21.

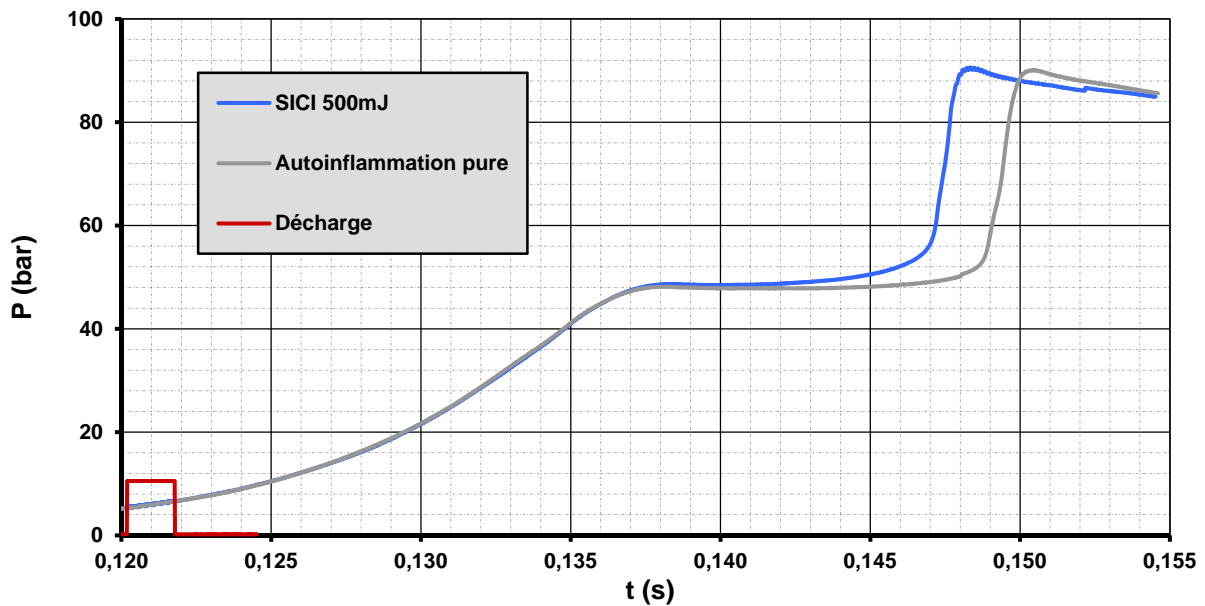


Figure IV-21 : Histogramme de pression pour l'autoinflammation pure et la combustion SICI - Dilution 30% N₂ et taux de compression 18.

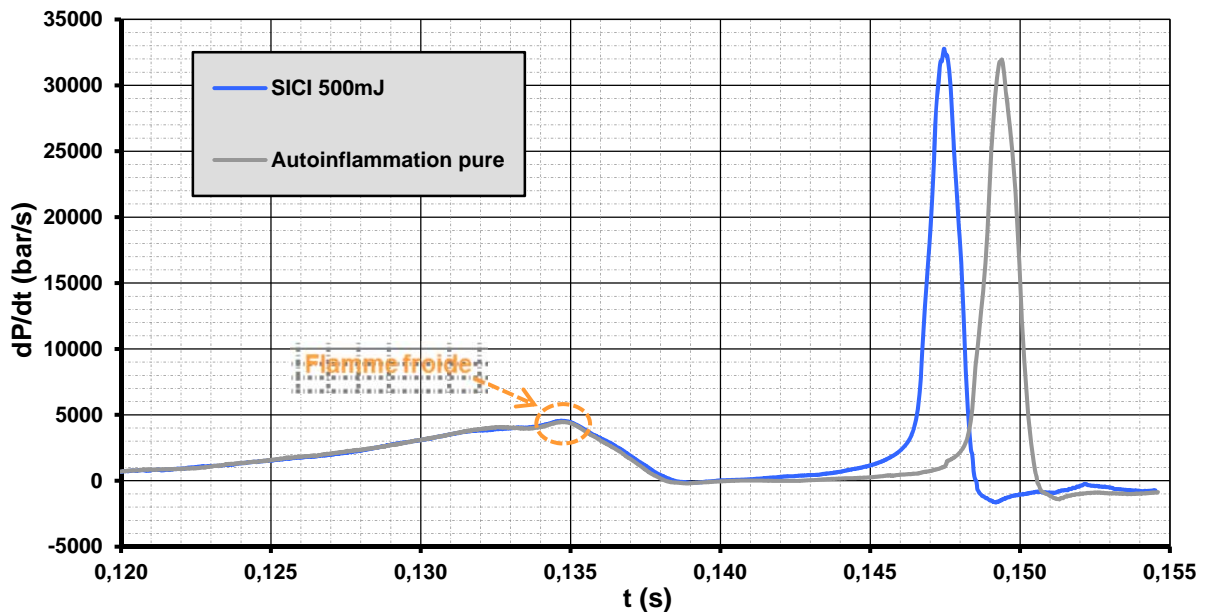


Figure IV-22 : Histogramme de la dérivée de pression pour l'autoinflammation pure et la combustion SICI - Dilution 30% N₂ et taux de compression 18.

Le graphique montre également l'effet promoteur d'une décharge de la BME sur l'autoinflammation. L'exemple de combustion SICI, en bleu, indique un délai relatif de 84%. Les courbes de pression ne montrent pas en revanche de flamme froide. Cette dernière est noyée dans le profil de compression, mais reste perceptible sur la dérivée à la **Figure IV-22**. D'un point de vue cinétique chimique, la température traverse la plage d'activation de la pré réaction avant d'être arrivée au sommet de la compression. Les réactions de flamme froide se mettent donc en route mais s'arrêtent presque aussitôt, ne dégageant que le faible surplus d'énergie qui transpire au travers du signal de dérivée de pression.

Tableau IV-7 : Bilan des conditions thermodynamiques et des seuils énergétique de disparition de l'effet SICI en fonction de l'avance à l'allumage dans le cas de dilution par 30% de N₂ et de TC=18.

Avance allumage	Pression décharge	TCA décharge	Densité décharge	Seuil de décrochage
22 ms	3,2 bar	391 K	98 mol/m ³	>200mJ
17 ms	5,5 bar	446 K	148 mol/m ³	~200mJ
12 ms	11,4 bar	532 K	258 mol/m ³	<200mJ
7 ms	23,3 bar	633 K	443 mol/m ³	-

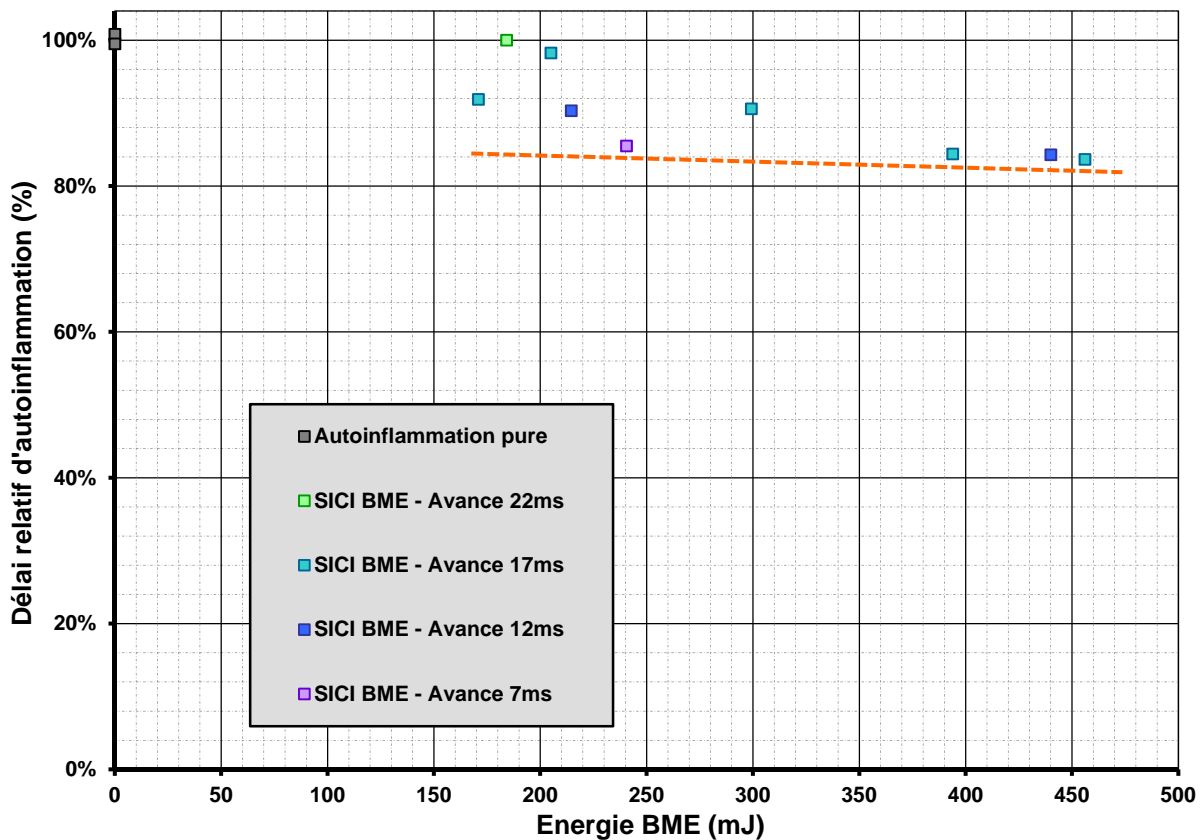


Figure IV-23 : Bilan énergétique des délais relatifs d'autoinflammation SICI - dilution 30% de N₂ et TC=18.

Les quelques mesures de sensibilité en combustion SICI permettent de retrouver un début de tendance au travers du bilan énergétique à la **Figure IV-23**. En premier lieu, le délai relatif semble à nouveau converger à haute énergie vers un palier de stabilité se situant autour de 84% commun aux avances d'allumage 7ms, 12ms, et 17ms. Les pointillés orange le soulignent, et montrent une pente de $\sim 1\text{pt}/100\text{mJ}$ cohérent avec leurs homologues précédents. D'autre part, seuls les essais assistés d'une décharge d'avance 17ms (cyan) présentent suffisamment de points pour illustrer la disparition du phénomène lorsque l'énergie diminue. En-dessous de 350mJ, l'assistance s'atténue progressivement, et une autoinflammation pure est obtenue à 205mJ. Un autre essai à 210mJ tend à montrer que l'effet promoteur commence à se perdre également dans le cadre de l'avance 12ms. Ce décrochement aurait lieu pour un seuil énergétique moins élevé que pour l'avance de 17ms précédente. Enfin, pour l'avance la plus faible 7ms (violet), l'effet SICI demeure dans la zone de stabilité, avec l'unique point 240mJ-85%. Ce dernier indique que l'efficacité de la décharge la plus proche du PMH n'a pas encore commencé à s'amortir.

C. COMPARAISON AVEC L'EFFET SICI D'UNE DECHARGE THERMIQUE DE TYPE ARC

1. Influence de l'énergie brute fournie à la bougie

a. Nouveau contexte expérimental

La troisième section de ce chapitre concerne la combustion SICI consécutive à l'utilisation de la bougie à électrodes déportées. Cette dernière génère un plasma fortement thermique de type arc. Les mesures effectuées pour ce type de plasma appartiennent exclusivement au second ensemble d'expérimentations. A ce titre, les résultats se trouvent affectés par la réparation de la MCR et la légère modification qui s'ensuit. Par conséquent, l'effet de l'assistance par plasma est ici comparé entre essais subissant la même altération, ou bien avec des essais appartenant au premier ensemble expérimental. Dans ce deuxième cas, les valeurs sont désindexées en effectuant la transformée inverse à l'**Équation III-11** de manière à ajuster le délai relatif d'autoinflammation étalon de 27% vers 31%.

Les expérimentations relatives aux décharges arc sont conduites uniquement sous les conditions de référence. Il s'agit donc toujours du mélange d'Isooctane/Air à la richesse de 0,5 introduit dans la MCR au PMB à une pression de 0,7bar. Le taux de la compression qu'il subit ensuite est altéré de quelques centièmes depuis la valeur de ~12,5 précédente. L'installation de la bougie en lieu et place de la BME modifie le volume de la chambre de combustion. La céramique de la BME occupe ~0,5cm³ supplémentaires, et augmente de moins de 0,4% le taux de compression. Un déficit de 0,2bar est mesurable sur une pression de PMH de 19bar en présence de la bougie à électrodes déportées. L'infime variation du taux de compression a cependant une conséquence non-négligeable sur le délai d'autoinflammation, prouvant au passage l'extrême sensibilité du phénomène. Les essais d'autoinflammation pure réalisés avec la bougie déportée présente un délai plus long de ~4ms, soit une augmentation de 8%.

b. Intervalle d'arc 1,2mm

La distance interélectrode de 1,2mm constitue une valeur d'écartement relativement élevée pour un arc. Elle permet de déposer plus d'énergie, mais limite la densité à laquelle un canal conducteur peut être établi. En l'occurrence, la tension de claquage de 15kV fournie par le boîtier en entrée de la bougie n'autorise des décharges qu'à 12ms avant le PMH au minimum, parmi les avances d'allumage de cette étude. La **Figure IV-24** synthétise l'effet SICI constaté avec une bougie d'écart 1,2mm. L'énergie électrique mesurée en entrée de bougie - en sortie de boîtier - est considérée en abscisse. Pour cette raison, on parle d'énergie brute. La quasi-totalité des essais SICI en question se caractérisent par une avance à l'allumage de 12ms (losanges bleus clairs). Les mesures de référence avec la BME sont rappelées afin d'effectuer la comparaison. Ces dernières peuvent avoir fait l'objet d'une désindexation, comme expliqué plus haut, afin de correspondre au second ensemble expérimental.

Le comportement de convergence et disparition d'effet vu précédemment se retrouve dans le cas de l'utilisation de l'arc. En effet, comme avec la BME, le délai relatif stagne vers ~34% aux hauts niveaux d'énergie. La valeur de l'asymptote est supérieure de quelques points à celle rencontrée en première section (31%), soit un écart supérieur à l'incertitude expérimentale. Le seuil énergétique de disparition de l'effet de l'assistance semble lui aussi être plus élevé. Les trois points cerclés de orange sur la **Figure IV-24** présentent pour une énergie d'environ 300mJ une valeur moyenne et une dispersion comparable à celle rencontrées pour les carrés référence à 46mJ. En raison de cette disposition, on suppose que le décrochage de l'effet SICI de l'arc a lieu au-dessus de 200mJ, contre ~20mJ pour la BME dans les mêmes conditions. D'autre part, les arcs déclenchés en pied de compression ne parviennent pas à influencer l'autoinflammation. Malgré une énergie de plus de 500mJ déposée avec une avance de 31ms, nous n'obtenons qu'une autoinflammation pure et un allumage perturbé par un point chaud.

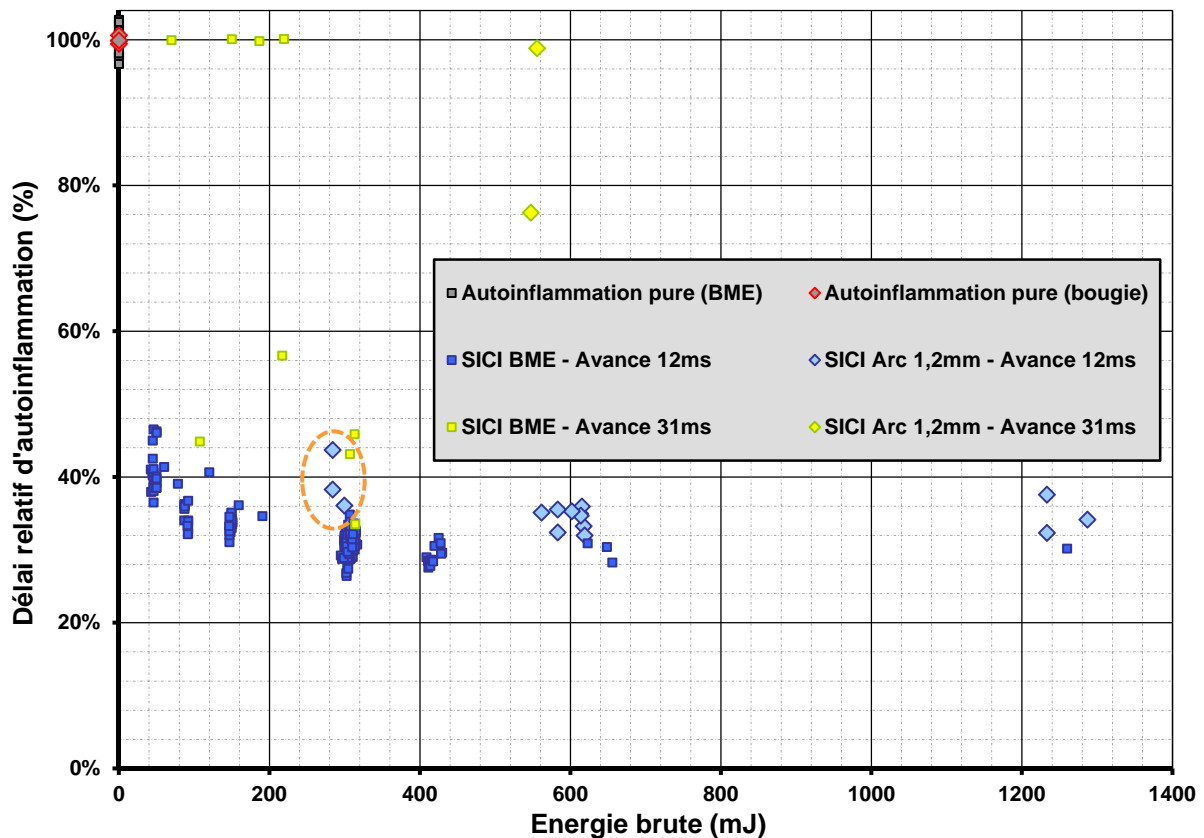


Figure IV-24 : Bilan énergétique brut des délais relatifs d'autoinflammation SICI - Conditions de référence, Arc de 1,2mm et BME.

c. Intervalle d'arc 0,4mm

L'étude de sensibilité énergétique est réitérée en réduisant la distance interélectrode. Les conditions et les modalités d'expérience restent inchangées, seul l'écartement de la bougie est réglé à 0,4mm. Les délais relatifs d'autoinflammation obtenus sont résumés par la **Figure IV-25** en fonction de l'énergie en entrée de la bougie. L'effet de l'arc de 0,4mm y est aussi

comparé à l'effet de référence de la BME (carrés bleus).

La majorité des essais présentés concernent à nouveau l'avance de référence de 12ms (ronds bleus clairs). Pour celle-ci, l'assistance plasma réussit de manière aléatoire entre 200mJ et 400mJ. La moitié des décharges n'y ont aucun effet, comme c'était le cas avec la BME sur une plage d'énergie plus basse, juste inférieure au seuil de décrochement. Entre 600mJ et 800mJ, le délai relatif se rapproche de la valeur de convergence. Les deux seuls points représentant l'avance de 22ms (ronds verts) illustre pour 720mJ à la fois une autoinflammation pure et un délai SICI de 42%. Ils font échos aux points (carrés verts) issus de décharge BME à 100~120mJ conservé sur la **Figure IV-25**.

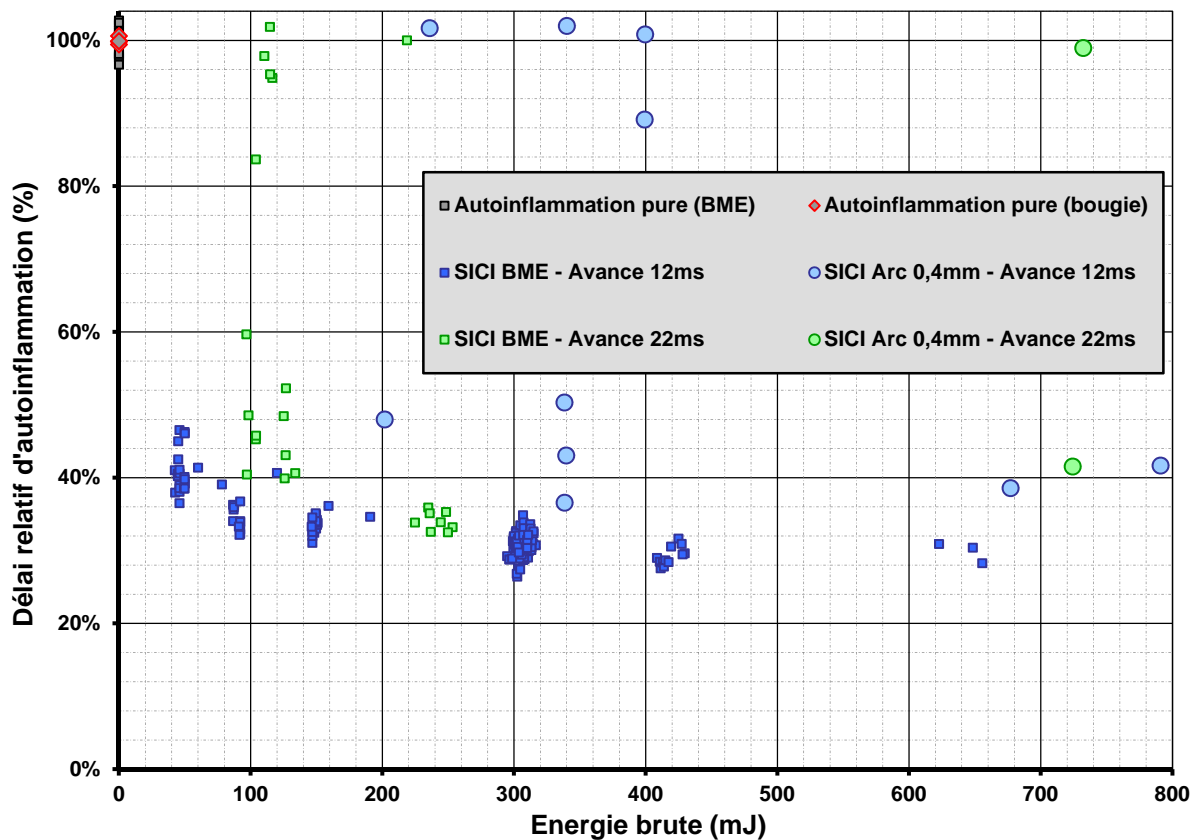


Figure IV-25 : Bilan énergétique brut des délais relatifs d'autoinflammation SICI - Conditions de référence, Arc de 0,4mm et BME.

2. Intégration du rendement de décharge

a. Bilan énergétique corrigé

Les niveaux d'énergie exposés dans le précédent paragraphe ne reflètent pas la réalité de l'énergie effectivement reçue par le gaz. S'il est proche de 100% avec la BME, le rendement de la décharge chute fortement avec un arc (cf. Chapitre I - Limites du rendement énergétique C.1.b.). Les déperditions thermiques des électrodes et la formation des gaines à

leurs abords consomment la majorité de l'énergie. Pour prendre en compte ces phénomènes, les résultats des **Figure IV-24** et **Figure IV-25** sont repris en appliquant aux énergies brutes des facteurs correctifs. L'efficacité de la BME est assimilée à 100%, alors que celles des arcs sont ajustées de manière à ce que les comportements SICI engendrés par les deux types d'allumeurs se recoupent sur la **Figure IV-26**. Les facteurs appliqués aux arcs de 1,2mm et 0,4mm sont estimés respectivement à 20% et 10%. Ces valeurs ne sont pas en contradiction avec les exemples donnés au Chapitre I-C-1-b, valeurs auxquelles il faut probablement soustraire les pertes thermiques du noyau de flamme initial pour expliquer nos très faibles facteurs. En outre, nous vérifions que la multiplication par 3 de la distance interélectrode augmente sensiblement le rendement de décharge.

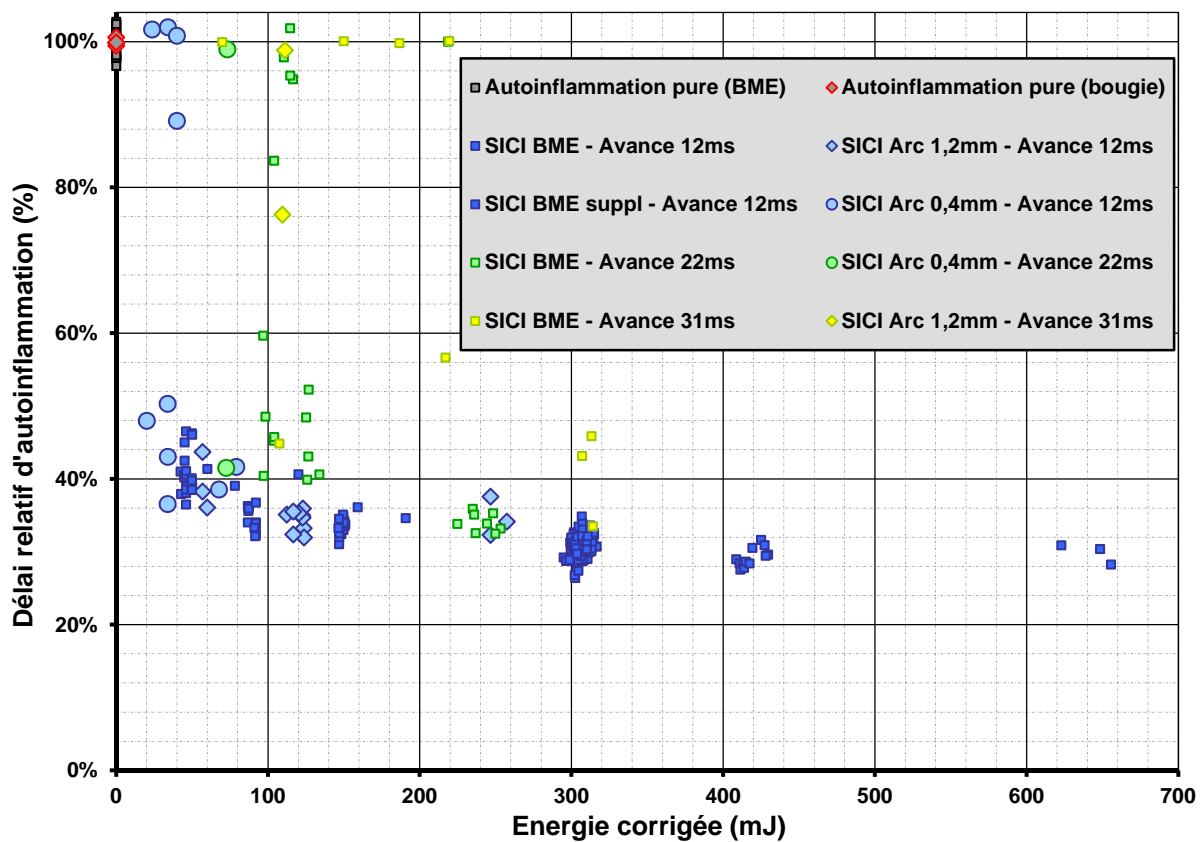


Figure IV-26 : Bilan énergétique corrigé des délais relatifs d'autoinflammation SICI - Conditions de référence, BME et arcs de 0,4mm ou 1,2mm.

L'application de facteurs correctifs permet d'aligner les résultats obtenus grâce à l'assistance par arc sur ceux de la BME. Cela est particulièrement visible dans le cas de l'avance à l'allumage 12ms - dans les tons bleus. L'effet mesuré entre 20mJ et 140mJ - en énergie nette déposée - ressort sous la forme d'un faisceau d'atténuation homogène et concordant à la fois pour les arcs de 1,2mm et de 0,4mm, ainsi que pour la BME. Les trois modes de décharge se complètent parfaitement pour montrer comment le délai relatif sort de l'asymptote à 31% pour passer à environ 40%. D'autre part, entre 20mJ et 40mJ, les essais assistés par l'arc de 0,4mm (ronds bleus clairs) apportent des précisions sur la disparition de

l'effet SICI. La moitié des points représente un effet SICI grevé (~44%) et dispersé (amplitude 15pts), alors que l'autre moitié représente des autoinflammations non assistées.

Concernant les autres avances à l'allumage, on constate que l'énergie des décharges utilisées reste en dessous du seuil de disparition de l'effet SICI. Lorsqu'il est déclenché 31ms avant le PMH, un arc de « seulement » 170mJ ne parvient pas forcément à initier de processus promoteurs d'autoinflammation. C'est ce que tendent à montrer les deux losanges jaunes sur la **Figure IV-26**. De manière encore plus nette, les deux décharges de 70mJ et d'avance 22ms ont un effet aléatoire. La première engendre un délai relatif de 42% alors que la seconde n'a aucune influence. On retrouve ici l'aspect statistique de la disparition de la combustion SICI, revu par exemple quelques lignes plus haut pour 30mJ avec l'avance de référence 12ms.

La correspondance globale entre les combustions SICI menées avec une BME et avec un arc thermique nous amène à confirmer que la décharge ramifiée se thermalise au-dessus d'une certaine énergie, comme le montre Auzas [53]. Pour aller plus loin dans l'interprétation, la **Figure IV-26** nous met donc sur la piste d'un niveau d'énergie au-dessus duquel la BME ne fait que continuer à chauffer le noyau de flamme initial sans vraiment l'étendre. Cela expliquerait pourquoi l'effet SICI de la BME plafonne à un certain palier - dans notre configuration ~30% - malgré que l'énergie réellement fournie au gaz atteigne plusieurs joules. Le palier semble être une conséquence directe du dispositif d'allumage, puisque la valeur de convergence est supérieure de ~4pts dans le cas de la bougie à électrodes déportées.

b. Parallèle avec les arcs entravés de la BME

L'arc se rapproche par sa forme et sa densité énergétique des arcs entravés obtenus accidentellement avec la BME. Afin de les comparer, les résultats de délais SICI dans les conditions de référence avec assistance par BME et par bougie déportée sont repris dans la **Figure IV-27**. Quelques points consécutifs à des arcs entravés générés par la BME sont rajoutés. Ils sont représentés par des carrés barrés d'une croix de saint André, et respectent le code couleur associé à chaque avance d'allumage.

De manière générale, l'efficacité de l'arc entravé apparaît au mieux aussi bonne que celle des décharges ramifiées de la BME. Le cas échéant, elle montre un déficit de quelques pourcents comparable à celui vu pour les arcs simples. S'il peut s'agir d'une explication, il ne faut pas oublier que le taux de compression était très légèrement plus faible pour ces derniers.

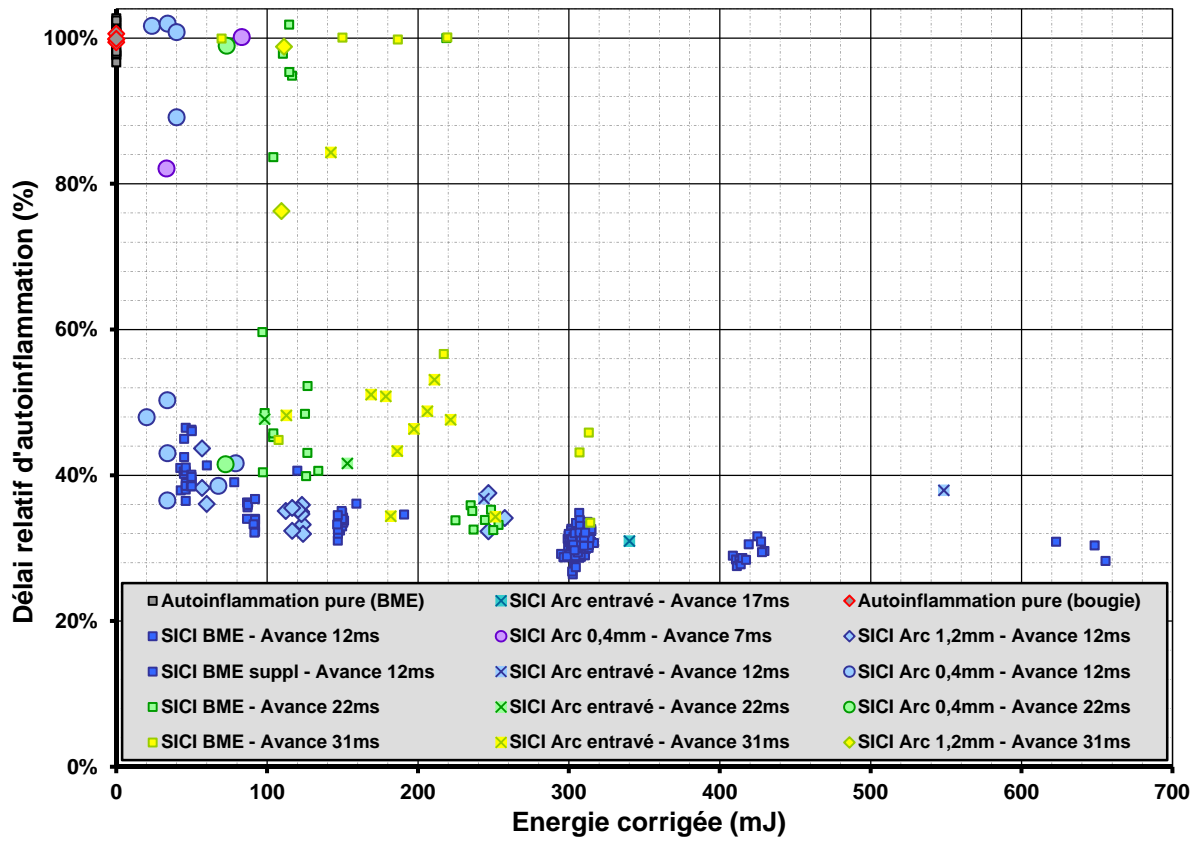


Figure IV-27 : Bilan énergétique net des délais relatifs SICI - Condition de référence, BME, arc entravés, et arcs.

D. BILAN DU CHAPITRE ET RAPPROCHEMENT AVEC LA COMBUSTION SICI DU PROPANE

Le **Tableau IV-8** récapitule les conditions d'expérience rencontrées dans ce chapitre. Leur délai d'autoinflammation pure moyen respectif est également précisé en millisecondes. Ces valeurs permettent éventuellement d'établir une corrélation sur le délai d'autoinflammation du mélange d'Isooctane/Air dans ces conditions d'utilisation, suite à la compression dans cette MCR en particulier. Les lignes grisées représentent des essais qui n'ont pas fait l'objet d'étude, mais qui ont tout de même été obtenu alors que nous recherchions des conditions de référence.

Tableau IV-8 : Récapitulatif des conditions d'expérience.

Mélange	Richesse	Dilution N ₂ (%EGR)	Pression PMB	Taux de compression	Délai d'auto-inflammation
Isooctane/air	0,5	0%	0,7bar	12,5	55ms
Isooctane/air	0,5	0%	1bar	12,5	19ms
Isooctane/air	0,5	0%	1,4bar	12,5	9ms
Isooctane/air	0,5	30%	1bar	12,5	95ms
Isooctane/air	0,5	30%	1bar	18	11ms
Isooctane/air	0,3	0%	1bar	12,5	57ms
Isooctane/air	0,3	0%	1,4bar	12,5	30ms
Propane/air	0,5	0%	1,4bar	12,5	~190ms

En prenant comme modèle la corrélation de Wooldridge [56] à l'Équation III-3, nous établissons de nouveaux coefficients pour l'Équation IV-3 permettant de répondre aux mesures de délai dont nous disposons. La température est prise en compte ajoutant de 150K - largeur approximative de la zone NTC pour l'isooctane d'après la bibliographie - pour restituer la translation graphique évoquée en début de Chapitre III-B-1-a déjà au sujet des corrélations de délai. Cependant, le taux de compression n'a pas suffisamment évolué pour quantifier précisément l'influence de la température au PMH.

$$\text{Délai (ms)} = 9,15 \cdot 10^4 \times p^{-2,44} \varphi^{-2,08} \chi_{O_2}(\%)^{-4,09} e^{\frac{72900}{R(T+150K)}}$$

Équation IV-3

La dernière ligne - jaune - du **Tableau IV-8** donne les conditions initiales utilisées pour l'étude de l'autoinflammation SICI avec le propane. En appliquant le même protocole que pour l'isooctane, nous retrouvons un comportement identique mis en avant par la **Figure IV-28**. Les codes couleur sont conservés en fonction des avances. L'autoinflammation utilisée pour l'adimensionnement manque de reproductibilité du fait de sa très grande longueur qui le rend extrêmement vulnérable aux perturbations des particules. Le rapport de 11,6% entre l'autoinflammation pure et la combustion SICI référence est donc sujet à caution, mais la forme générale est bien la même que celle rappeler par la **Figure IV-29**. L'effet converge vers un palier plus bas que précédemment, et la disparition de l'effet est à peine perceptible à basse énergie, même pour de fortes avances. Ces différences soulignent la capacité de propagation de flamme du propane, en comparaison de celle à s'allumer spontanément.

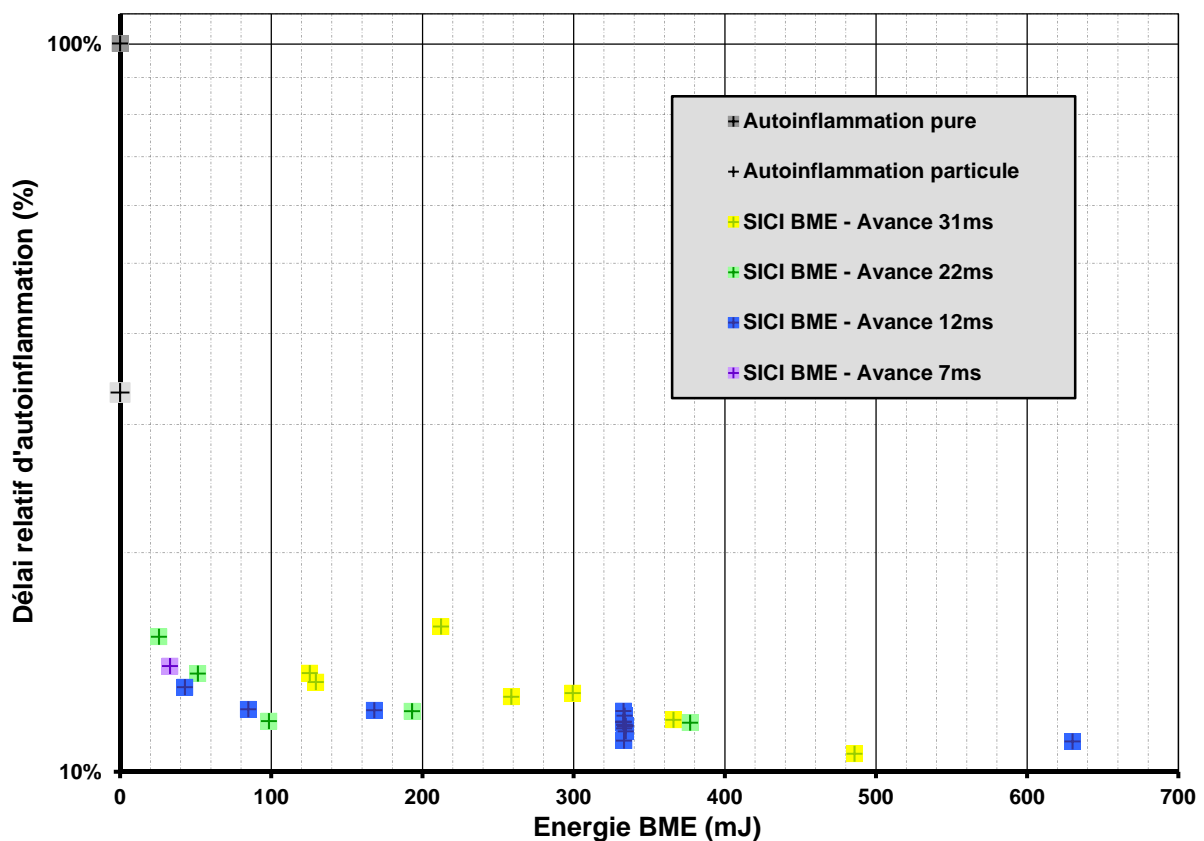


Figure IV-28 : Bilan énergétique des délais d'autoinflammation relatifs SICI - mélange propane /air de richesse 0,5 à 1,4bar au PMB.

L'ensemble des délais relatifs rencontrés dans ce chapitre sont multipliés par leur valeur associée respective de délai d'autoinflammation pure consignée à la dernière colonne du **Tableau IV-8**. Cette manipulation permet de s'affranchir des fluctuations dues au réchauffement de la MCR. Le bilan en délais absolus de la **Figure IV-29** indique, au travers des flèches, que le plasma compense l'effet de la dilution sur le délai d'autoinflammation. Les délais SICI du mélange dilué par 30% de diazote (en brun) peuvent être ramenés artificiellement jusqu'aux délais d'autoinflammation pure du mélange non-dilué mais de contenu énergétique équivalent (en indigo). De la même manière, les décharges permettent,

dans les conditions de référence (en indigo), de retrouver des niveaux de délai d'autoinflammation observés dans le cas d'une densité supérieure (magenta). Cette compensation SICI de l'effet de la réduction de pression sur le délai d'autoinflammation, est également matérialisée par 2 flèches sur la **Figure IV-29**.

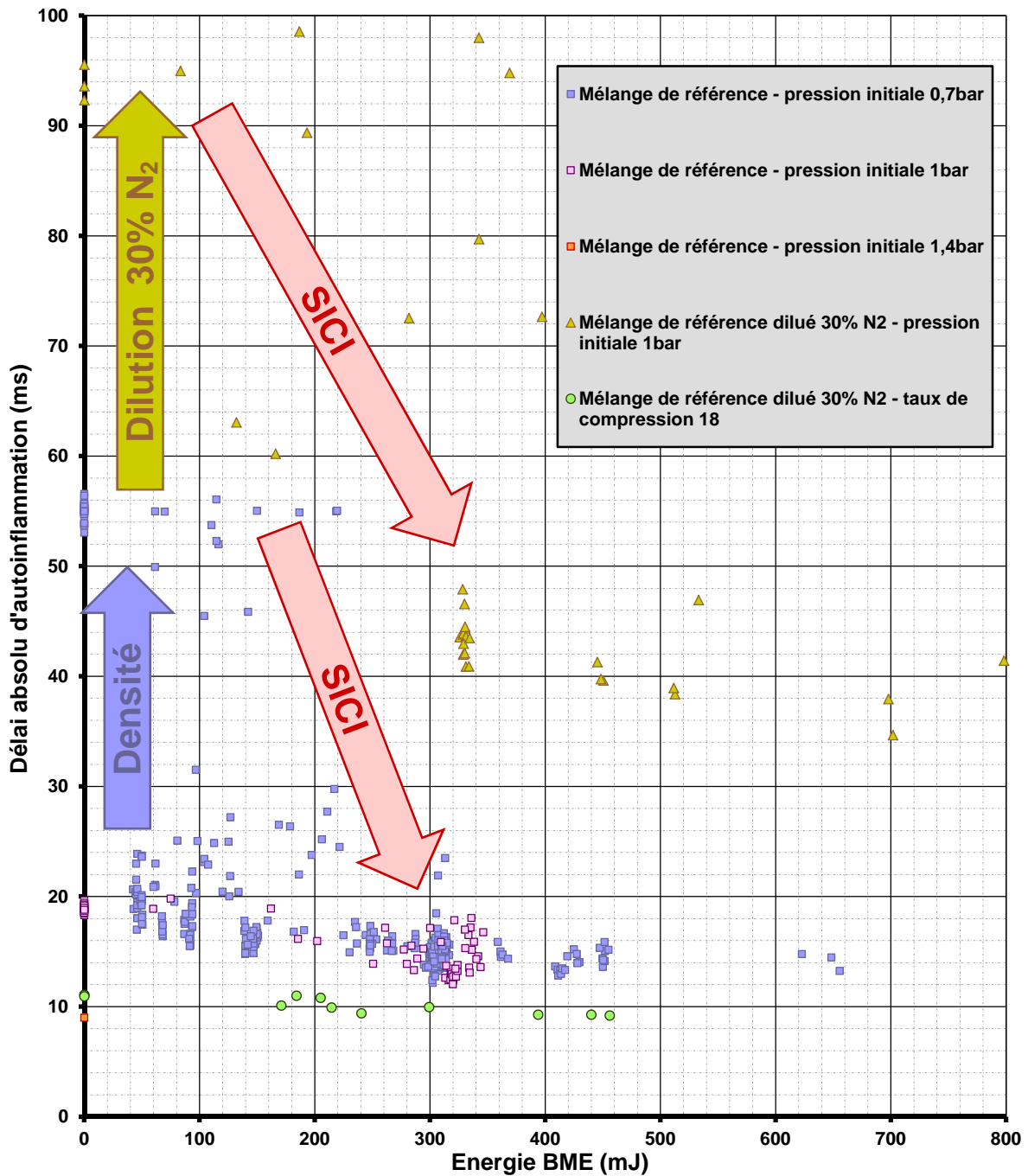


Figure IV-29 : Bilan énergétique des délais absolus d'autoinflammation - mélange isoocane/air de richesse 0,5.

Quel que soient les conditions, trois zones énergétiques se distinguent. Dans la première zone, aux faibles énergies, les décharges n'ont aucune influence. Puis, une plage énergétique de transition s'intercale, également appelée zone de décrochement ou de disparition L'effet y

est sensible aux variations d'énergie déposée, et se montre parfois aléatoire. Enfin, sur la plage des hautes énergies, l'effet n'évolue quasiment plus et ne se disperse pas. Sur cette plage de saturation, le délai converge vers un palier d'asymptote dont la valeur dépend des conditions d'expérience (mélange, densité, allumeurs, etc.). De manière générale, le long de ces 3 zones, l'effet du plasma sur l'autoinflammation est quasi binaire, dans la mesure où il est soit très net, soit n'existe pas du tout. Les niveaux énergétiques de transition dépendent des conditions d'expérience et de l'avance à l'allumage. Ils s'échelonnent de quelques millijoules à plusieurs centaines de millijoules. Grâce à la **Figure IV-29**, nous pouvons estimer les valeurs de convergence de l'effet SICI asymptotique. Elles s'étalent de 9ms à ~35ms, et sont plus regroupées que les délais d'autoinflammation pur dont elles sont issues - de 10ms à 100ms.

La saturation de l'assistance par plasma oriente l'interprétation vers un effet essentiellement thermique des décharges multi-filamentaires, à partir d'une certaine quantité d'énergie. Le fait que les résultats de la BME se rapprochent de l'arc thermique va dans ce sens. Lorsque les délais relatifs d'autoinflammation n'évoluent plus dans les bilans énergétiques, l'énergie délivrée par la pointe de la BME ne fait plus que chauffer le noyau de flamme sans le faire grandir. Pour éviter cette stagnation, il faudrait déclencher une nouvelle décharge plus loin, dans des gaz vierges. Ce principe de multi-décharge doit être couplé à l'aérodynamique interne, afin que cette dernière convecte le noyau de flamme avant d'en initier un nouveau. L'absence de convection explique pourquoi les décharges fragmentées que nous avons tentées, visible en Annexe-D, n'apportent aucun gain par rapport aux décharges uniques égales en énergie cumulée. Physiquement, la seconde décharge déclenchée juste après la fin de la première reprenait en l'état le chauffage des streamers existant. Dans ces conditions, les principaux apports de la BME - pour les décharges d'un seul tenant - sont un gain de rendement électrique, et l'existence d'une plage énergétique intermédiaire de contrôle - à condition d'être avant la thermalisation des filaments.

La **Figure IV-30** fait le bilan, pour l'ensemble des points, de la part de l'autoinflammation dans la combustion totale en fonction du délai relatif d'autoinflammation. Il est possible de constater que tous les points se rassemblent en plusieurs nuages qui dessinent eux-mêmes une tendance globale unique. Pour chaque condition, ces points s'alignent selon une caractéristique affine matérialisée en pointillés - en faisant abstraction de la dispersion. Le nuage représentant les autoinflammations pures se déplace selon les conditions dans le coin supérieur droit comme le souligne la flèche pointillée orange. Ils se suivent par ordre de délai absolu décroissant - 95ms, 55ms, 19ms, 11ms, 9ms. Sous cet effet, les lignes pointillées associées dévient de quelques degrés dans le sens horaire. Nous l'expliquons par l'influence des pertes thermiques sur notre mode de calcul de la part d'autoinflammation. Sur les **Figure IV-13**, **Figure IV-16**, **Figure IV-18**, **Figure IV-21**, la marche de pression de la flamme froide est plus ou moins absorbée par les pertes aux parois. Plus l'induction cinétique dure, et plus la pression d'autoinflammation diminue, induisant une surestimation la part d'autoinflammation. Ainsi, pour les cas du taux de compression 18 et de la pression de PMB de 1,4bar sont les moins affectés par ce phénomène.

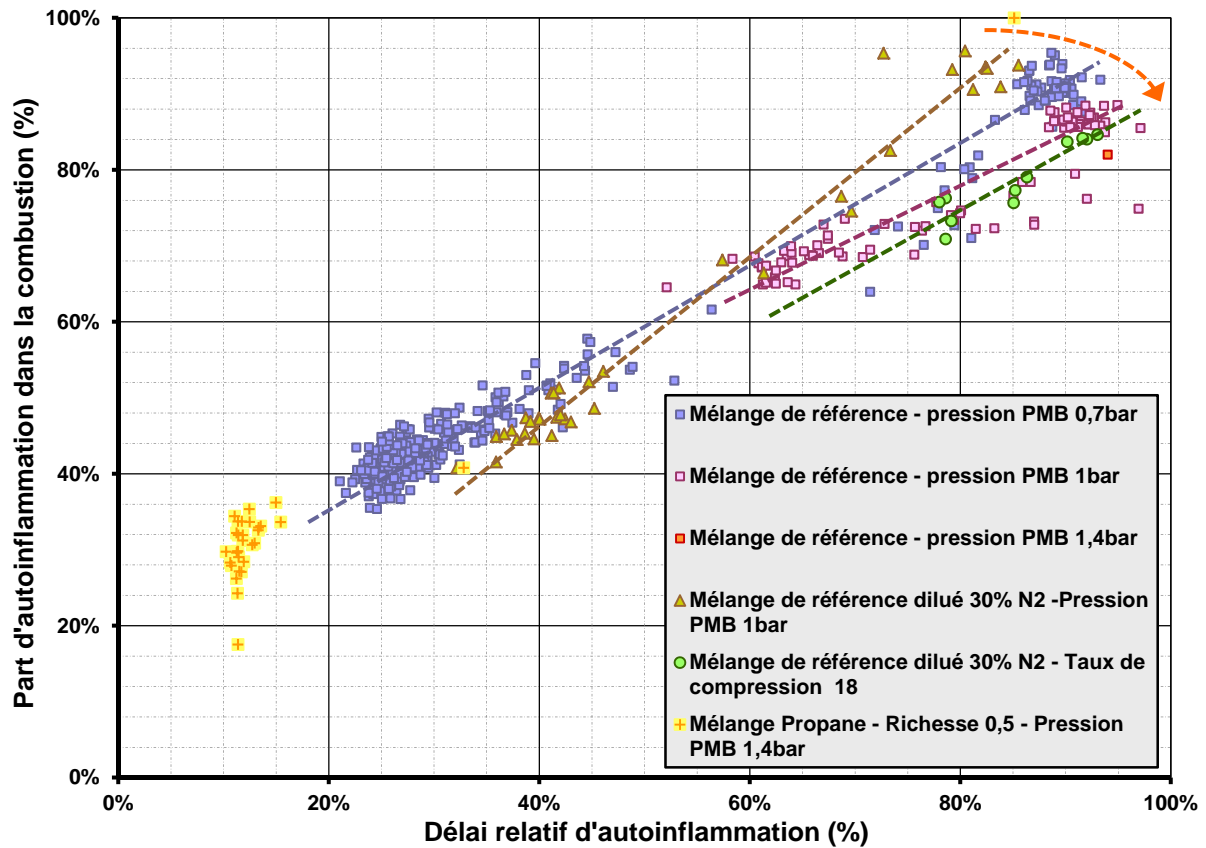


Figure IV-30 : Bilan de la part d'autoinflammation en combustion SICI en fonction du délai relatif.

La correspondance que la **Figure IV-30** met en avant tend à montrer - qu'en accord avec le déroulement SICI - la propagation de la flamme commande l'autoinflammation des gaz restants. Nous nous attacherons à revenir sur ce point dans le cinquième et dernier chapitre. D'autre part, la tendance globale unique offre un potentiel de contrôle de l'autoinflammation sous contraintes. Des points intermédiaires peuvent se rajouter le long de la caractéristique décrite, mais l'ajustement du délai se fait de concert avec la part d'autoinflammation et les caractéristiques de la charge. Pour gagner des degrés de liberté, il faut se servir des dilutions, et des conditions initiales. Ces dernières définissent les niveaux d'oxyde d'azote, et de bruit au travers du gradient maximal représenté en bilan à la **Figure IV-31**.

Nous verrons au Chapitre V-B-1, que les points de la **Figure IV-31** se scindent en deux groupes séparés par le niveau de délai absolu de ~30ms. Pour les délais d'autoinflammation inférieurs à ce seuil, l'autoinflammation se propage de manière privilégiée sous forme de front spontané, alors que pour des délais supérieurs il se limite à la déflagration. Cette séparation des modes est en accord avec les conclusions de Strozzi [25]. La **Figure IV-32** montre l'effet combiné du gradient de pression maximal engendré par l'autoinflammation, et du poids de ce dernier dans la combustion totale. Concrètement, plus les points se rapprochent du coin supérieur gauche, et plus la contrainte mécanique est importante pour la chambre.

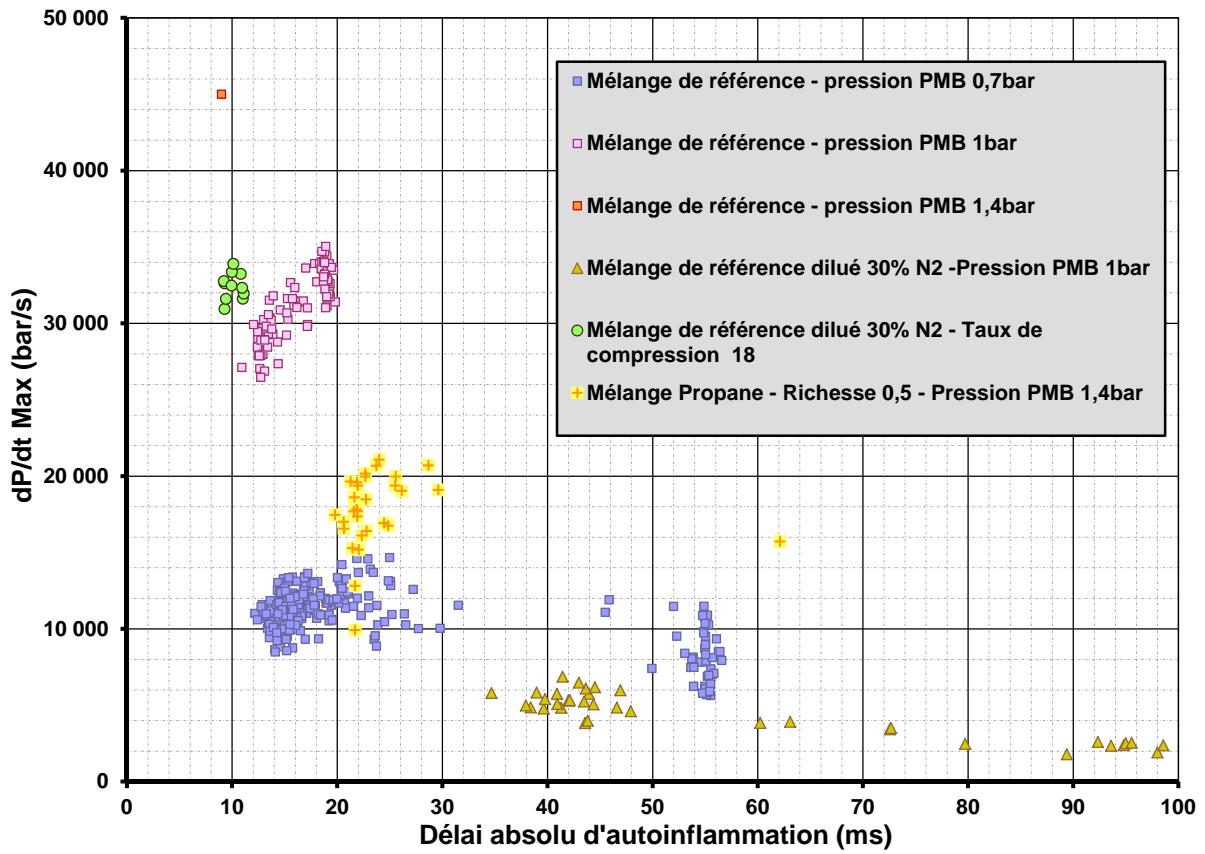


Figure IV-31 : Bilan du gradient de pression maximum en fonction du délai absolu d'autoinflammation SICI.

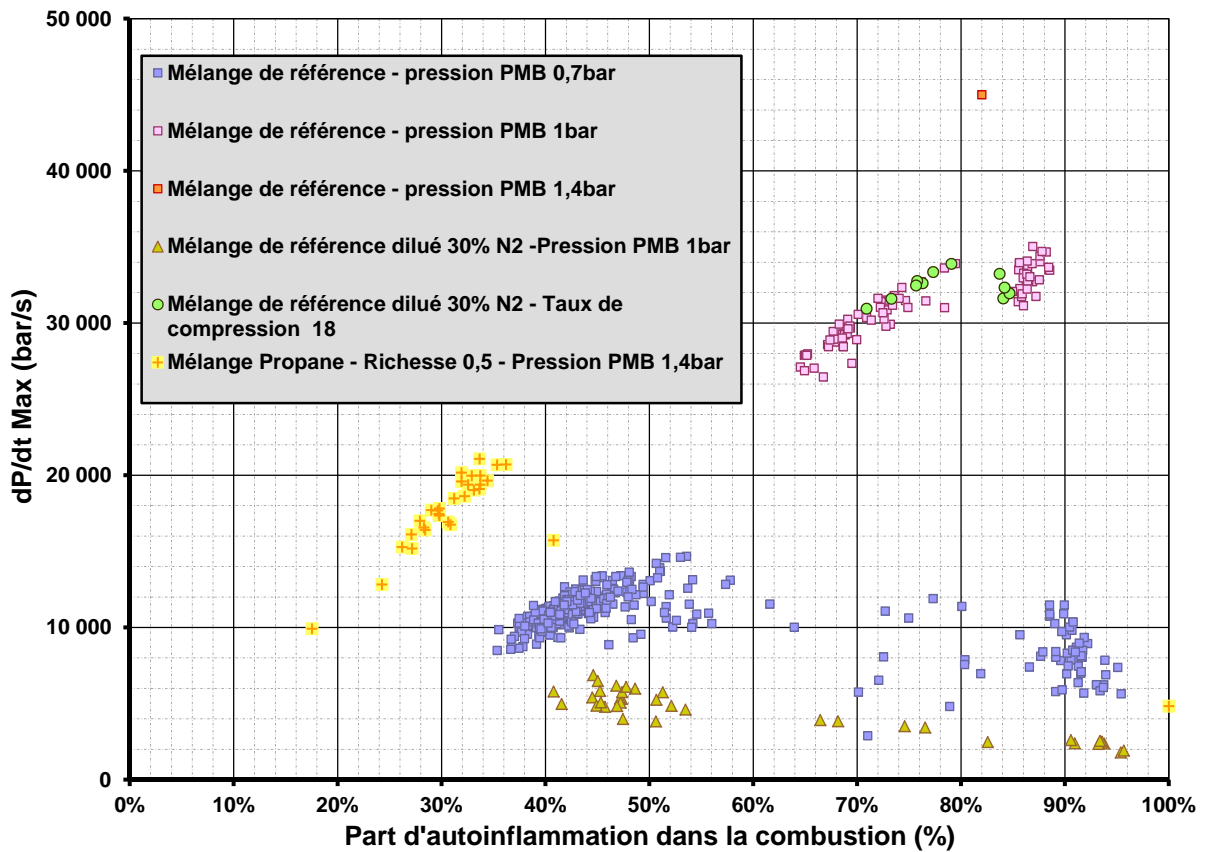


Figure IV-32 : Bilan du gradient de pression maximum en fonction de la part d'autoinflammation en SICI.

CHAPITRE V
INTERPRETATION LOCALE DE LA
COMBUSTION

A. PROPAGATION DE LA FLAMME

Cette première section se penche sur la manière avec laquelle la flamme va se développer au cours de la première des deux étapes de combustion SICI. Comme elle représente le levier central du déclenchement dans ce mode d'autoinflammation, un effort particulier est consenti pour quantifier sa propagation. Après avoir décrit sa configuration, son interaction avec la flamme froide est démontrée grâce à un modèle thermodynamique développé pour bien appréhender la coexistence de deux modes réactifs. La deuxième section s'attarde au contraire sur l'autoinflammation, que ce soit au travers de ses différents modes de propagation en autoinflammation pure, ou des conditions qui y conduisent en SICI. Enfin, la troisième section aborde brièvement le problème de l'initiation du processus SICI, notamment en faisant le parallèle avec les limites d'inflammabilité.

1. Phénoménologie de la flamme froide

La présentation de la flamme froide est l'occasion de s'attarder sur les acquisitions de PLIF à 355nm. Celles-ci révèlent les zones de présence du formaldéhyde, un des composant de la chimie de flamme froide, et illustrent la configuration adoptée par la flamme initiée par le plasma. Le déroulement de la combustion SICI n'en sera que plus clair pour les interprétations à venir.

a. Formation avant l'autoinflammation

La flamme froide à proprement parlé est mise en avant dans un premier temps. Expérimentalement, les essais caractérisés par une autoinflammation pure rendent le mieux compte de ce phénomène. En effet, entre la fin de la compression et l'emballement de la réaction, la flamme froide demeure la seule à exister, comme le révèle la marche de pression (d'environ 4bar) à la **Figure V-1**. Cette dernière localise également les instants de déclenchement de la PLIF formaldéhyde par des créneaux. Ces acquisitions sont présentées selon l'ordre phénoménologique de la réaction, qui ne correspond pas forcément à l'ordre chronologique établi sur l'histogramme. En effet, chaque cliché étant le résultat d'un tir, et les autoinflammations se décalant d'un essai à l'autre, le réglage du délai d'impulsion PLIF n'a rien d'absolu. De manière contradictoire, une acquisition de fluorescence induite déclenchée temporellement plus tôt peut donner une image plus avancée du phénomène.

Avant l'apparition de la flamme froide, aucun formaldéhyde n'est détecté - '694'. La chambre se peuple ensuite progressivement de cette molécule - '692' '724' '696'-, alors que la dérivée de la pression connaît un maximum local - la marche. Le formaldéhyde se forme de manière inhomogène, laissant apparaître au cœur une zone plus sombre qui va peu à peu se résorber. Elle recoupe la zone (relativement) froide résultant des tourbillons de coin engendrés par le piston de la MCR, confirmant l'allure aérothermique des **Figure I-15** et **Figure I-17**. L'énergie dégagée par les réactions de flamme froide dans les zones les plus chaudes

augmente la pression de la chambre, et permet aux zones refroidies par la convection turbulente d'atteindre une température suffisante pour initier à leur tour ce processus.

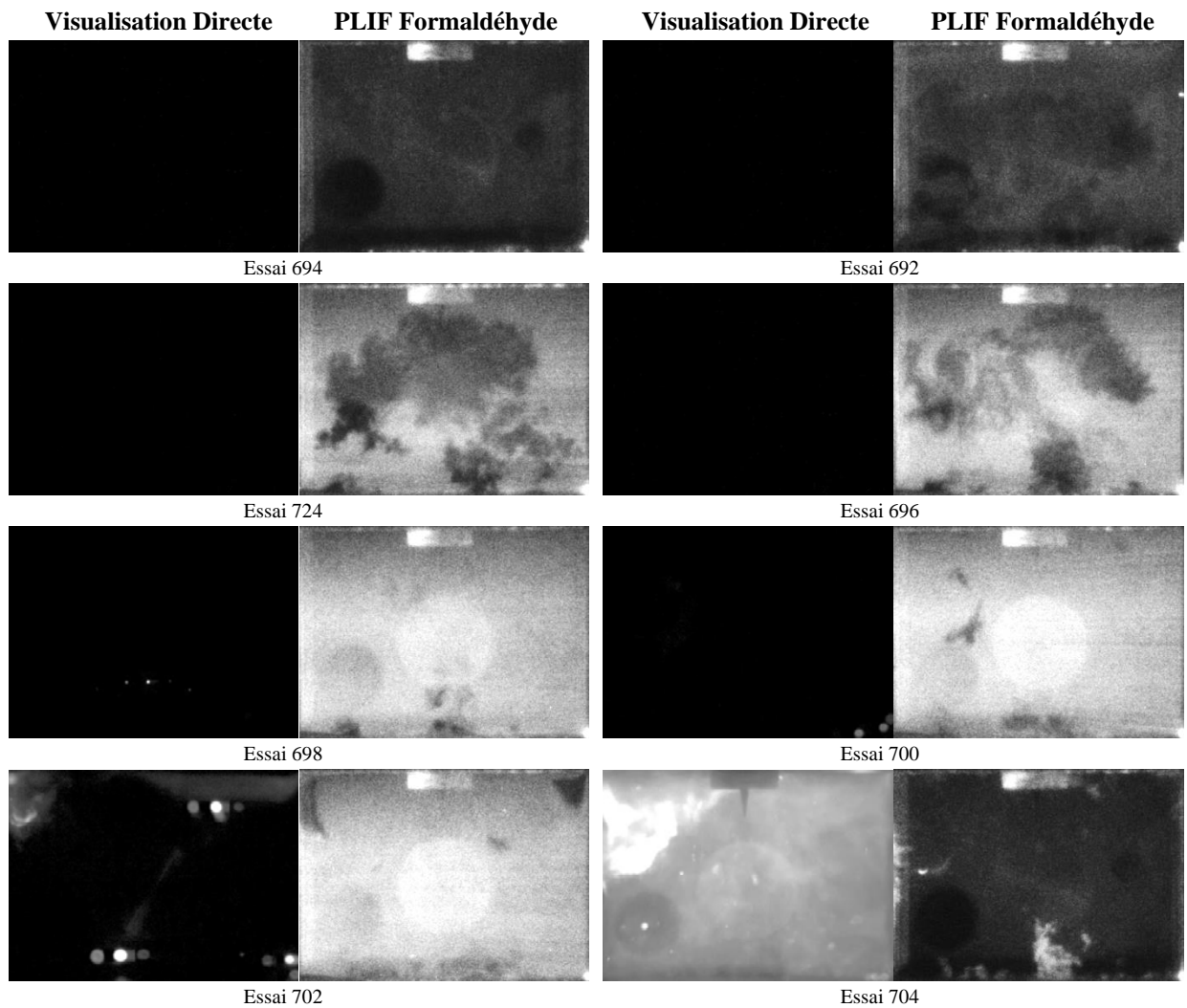
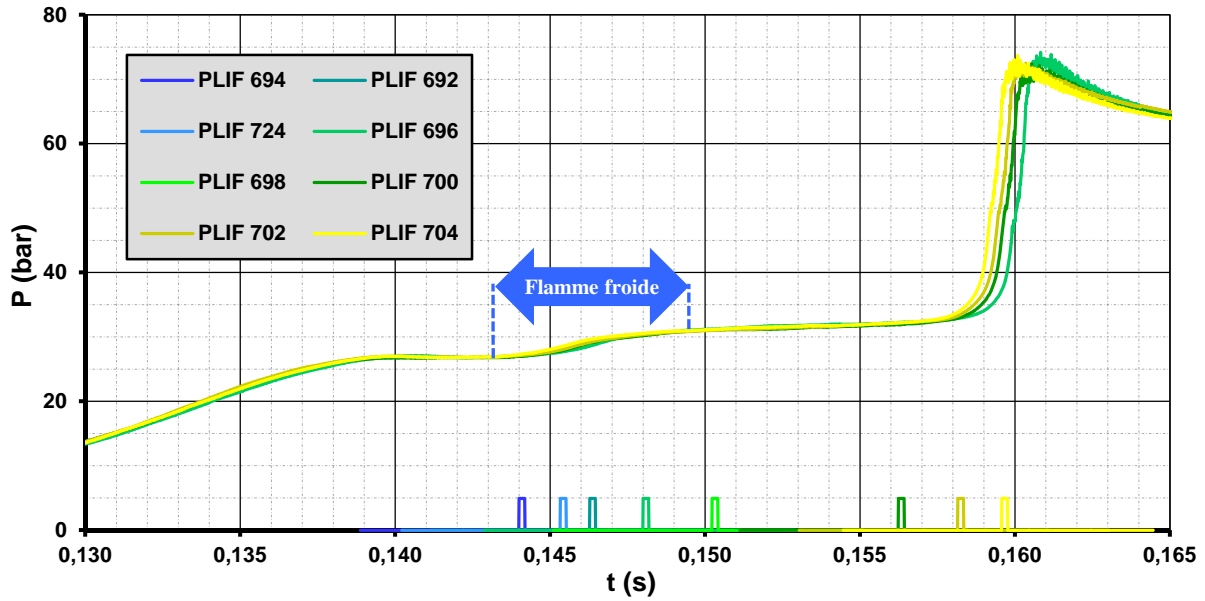


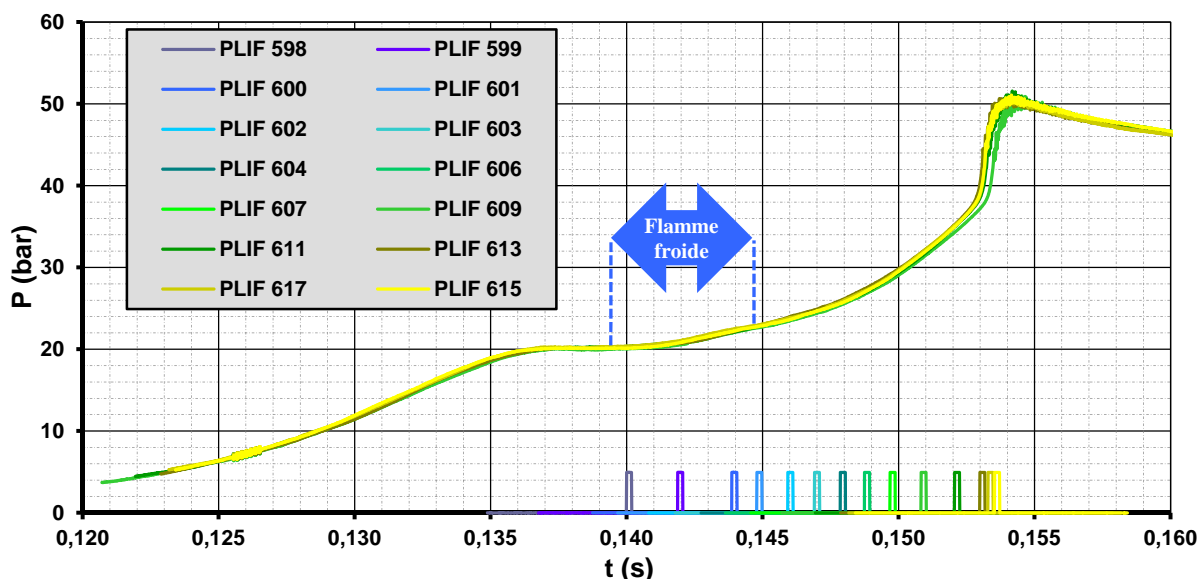
Figure V-1 : Formation de la flamme froide lors d'une autoinflammation pure - Chimiluminescence et PLIF quasi simultanée - Mélange isoctane/air de richesse 0,5 et pression d'introduction au PMB de 1bar.

Une fois que l'ensemble du volume a préreagit, la libération énergétique ralentit nettement, et la pression continue d'augmenter lentement malgré les pertes thermique aux parois. La flamme froide emprunte au cours de cette nouvelle phase un chemin cinétique différent et moins actif, dans lequel le formaldéhyde produit au moment de la marche de pression se maintient de manière uniforme dans le temps et dans l'espace - cf. '698' '700'-, jusqu'à l'emballement de la combustion chaude. Ce dernier débute par les coins supérieurs de la chambre -'702'- dans les conditions initiales utilisées pour la **Figure V-1**, associées à un délai de moins de 25ms. Il se propage en moins de 2ms au reste du volume -'704'-. Lors de la flamme principale, les clichés de chimiluminescence semblent être les complémentaires de ceux simultanés de PLIF, les seconds donnant une image négative des premiers. Les gaz brûlés consommés par la flamme principale restent insensibles à la stimulation laser, et engendrent les régions sombres complémentaires des zones fluorescentes.

Avec du recul, les visualisations simultanées et les mesures présentées à la **Figure V-1** fournissent une tendance concrète du parallèle qui existe entre les images de PLIF et l'évolution de la pression. Ainsi, tout débute par la formation de la flamme froide, reconnaissable par la marche dans le signal de pression, durant laquelle le formaldéhyde apparaît au gré des gradients thermiques. Cette première étape est suivie par les premières réactions d'inductions. Leur taux réactionnel reste très faible, et les rend donc peu exothermiques. Elles n'affectent pas le formaldéhyde qui peuple de manière homogène la chambre, jusqu'à leur emballement (cf. explosion thermique) lors duquel ces molécules disparaissent, consommées par la progression de la flamme principale.

b. Cohabitation des flamme froide et flamme de propagation

L'attention se porte dans un second temps sur les investigations de PLIF formaldéhyde en conditions de combustion de type SICI. Le point précédent a apporté, sur le comportement isolé de la flamme froide, des informations qui peuvent être soustraites à ces nouvelles mesures, afin de bien différencier l'effet de la flamme propagative initiée par le plasma.



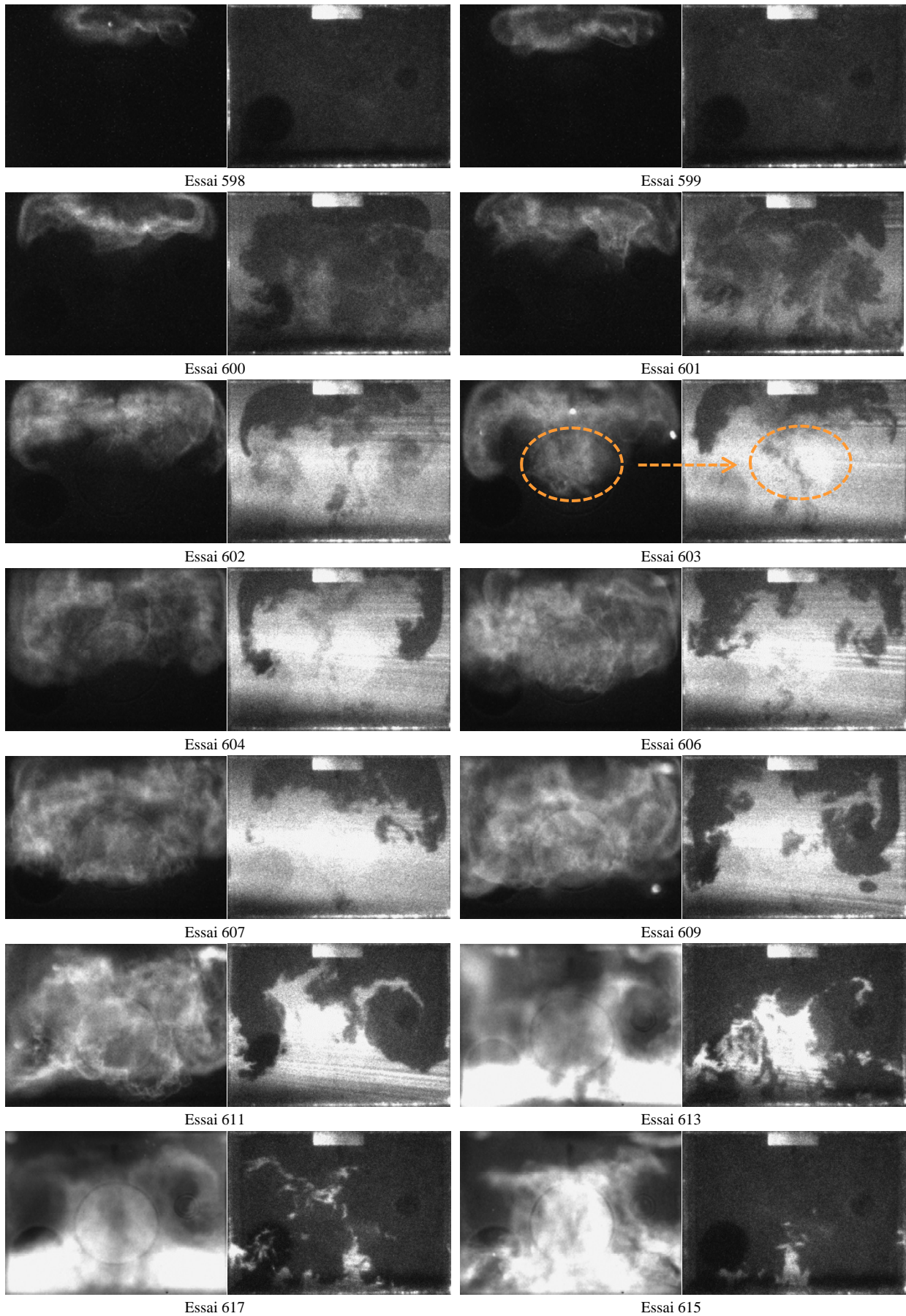


Figure V-2 : Flamme froide et flamme propagative lors d'une combustion SICI référence - Chimiluminescence et PLIF simultanées- Mélange isoctane/air de richesse 0,5 et pression au PMB de 0,7bar (conditions de référence).

Comme la **Figure V-1**, la **Figure V-2** contient d'une part les couples de clichés simultanés chimiluminescence/PLIF, et d'autre part le graphique de pression situant dans le temps le déclenchement de chacun. Les images de chimiluminescence, à gauche, ne sont pas ici extraites de films enregistrés par la caméra SA5, mais capturées par la caméra intensifiée Princeton PI-Max, d'où les contrastes différents. Cette série d'image a été conservée malgré une excitation laser d'orientation et d'homogénéité non-optimale, car elle présente un intérêt phénoménologique. Bien que le triangle inférieur gauche reste aveugle à toute stimulation laser, la nappe coupe un plan suffisamment médian pour illustrer correctement l'aspect tridimensionnel de la flamme propagative, comme décrit dans les lignes qui suivent.

Le parallèle entre les images de vidéo rapide et de PLIF est clair une fois que le formaldéhyde est pleinement formé. De ce point de vue, les clichés '602' à '611' confirment une similitude déjà entraperçue à la **Figure V-1** entre la flamme et sa trace négative contrastant le formaldéhyde. La nappe laser sélectionne un plan médian, et renseigne par projection sur la manière avec laquelle la flamme « chaude » se propage dans le milieu affecté par son homologue « froide ». La flamme principale se développe à partir de la face supérieure en descendant le long des parois et s'enroule avec les tourbillons toriques (cf. **Figure I-15 - PMH+5ms**) particulièrement visibles en '609' et '611'. Les visualisations directes associées corroborent ce comportement dans les zones latérales, où elles correspondent à la forme donnée par la PLIF. En revanche au milieu, l'intégration dans la profondeur occulte le cœur imbrulé au centre de la chambre. Il faut imaginer que le comportement décrit plus haut se reproduit selon une symétrie de quasi-révolution (le cylindre est de base carré!) d'axe vertical, de sorte que les flammes descendent également en avant et arrière du plan focal d'observation. A titre d'exemple, un lobe de la flamme descend au milieu de l'image '603' (cercles orange) en dehors du plan de PLIF, sur laquelle il reste invisible.

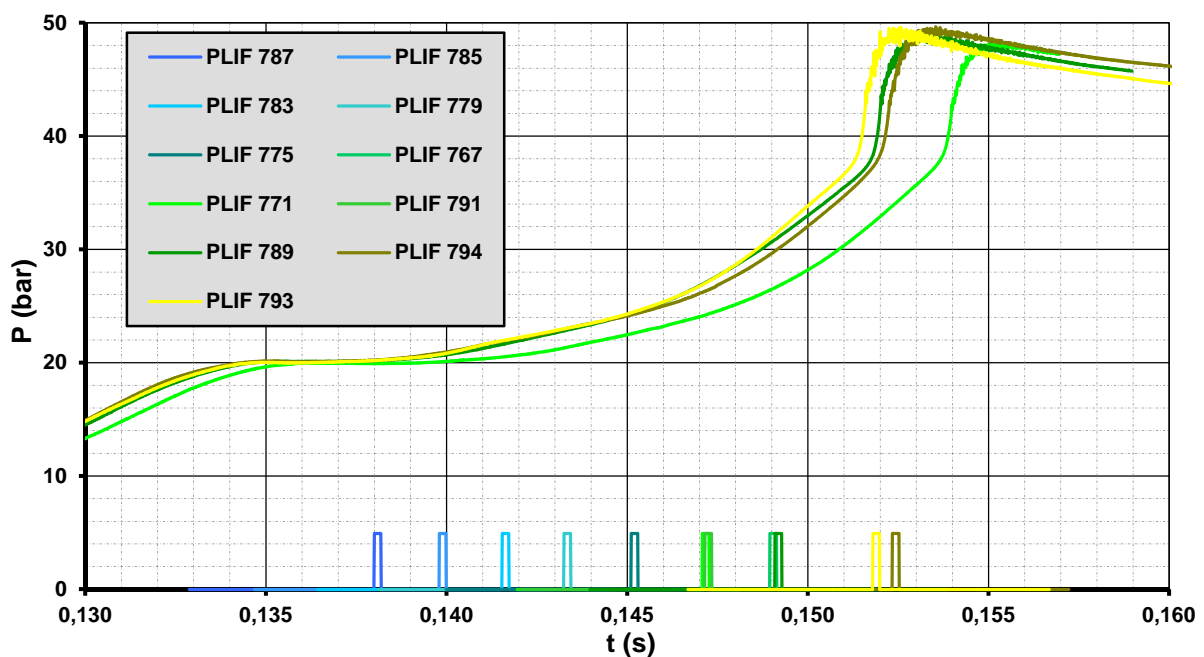
En amont, le formaldéhyde est produit de manière hétérogène, comme illustré par les clichés '600' '601' et '602', avec une répartition spatiale comparable à celle vue dans le cas de l'autoinflammation pure. Elle révèle les gaz refroidis dans le panache de turbulence propulsé au centre de la chambre par la montée du piston. L'étape de formation coïncide de nouveau avec la marche de pression. Elle est plus difficilement visible ici, car noyée dans la montée en pression due au dégagement exothermique de flamme propagative. Elle reste néanmoins perceptible de 142ms à 145ms. Enfin, la trace de la flamme se superpose à ce phénomène de formation. Les gaz brûlés laissent une surface noire plus nette et homogène que les simples inhomogénéités thermiques. La superposition entre la forme chimiluminescente de la flamme et son empreinte sur la PLIF est particulièrement remarquable dans la partie supérieure droite pour '600' et '601', ou supérieure gauche pour '602'.

En aval, l'autoinflammation se répartit sur une période beaucoup plus courte, inférieure à 1ms. Les trois clichés très rapprochés '613' '617' '615' en détaillent le déroulement. De la même manière qu'à la **Figure V-1**, l'allumage spontané débute dans les coins supérieurs - '613' - et se propage quasi instantanément à la masse inférieure d'imbrûlés ainsi qu'aux gaz frais pris dans l'enroulement des tourbillons - '613' '617'. Le délai est proche du précédent, inférieur à 20ms. L'autoinflammation se termine par la consommation du cœur de la chambre - '615' - épargné jusque-là, comme la PLIF permet de s'en rendre compte - '613'.

Pour résumer, la **Figure V-2** confirme le comportement du formaldéhyde dans les gaz frais, conformément à ce qui peut être constaté dans les cas d'autoinflammations pures avec la flamme froide. S'y rajoute ici la propagation de la flamme inhérente à la combustion SICI. La superposition des deux phénomènes met en lumière, au propre comme au figuré, la disposition que prend la flamme « chaude » en se propageant. Cette flamme, après s'être cantonnée aux abords de la bougie, descend en longeant les parois. Elle s'enroule avec les tourbillons de coin résiduel, mais laisse vierge la zone de cœur et la part inférieure.

Des conclusions similaires peuvent être tirées de la **Figure V-3**. Cette dernière représente la même expérience modifiée de quelques détails de diagnostics. Les visualisations directes de chimiluminescence sont extraites des films de la *PHOTRON SA5*, et la nappe laser est réglée de manière à exciter uniformément le contenu de la chambre. En revanche, afin de ne pas risquer d'interférer avec la céramique de la bougie, le plan laser est excentré de 10mm par rapport au plan médian de la chambre, pour se retrouver à 15mm de sa paroi. Par cette translation, les images de PLIF coupent les lobes de flammes qui précédemment passaient en avant ou en arrière du plan d'observation à la **Figure V-3**. Cela explique la présence de gaz brûlés dans la région centrale des clichés de PLIF '791' et '789'. Cette différence notée, la structure de la flamme reste la même, et la similitude entre les deux types de visualisation demeure pertinente, avec toujours un aperçu de la tridimensionnalité de la flamme.

La phase d'autoinflammation bénéficie dans cet exemple de peu de détail. Les deux derniers clichés laissent seulement deviner un déclenchement d'abord en masse dans le quart inférieur de la chambre tout en épargnant son cœur - '794'. Cœur dans lequel le front d'autoinflammation ne se propage qu'immédiatement après - '793'. D'autres exemples de visualisation directe/PLIF sont conservés en Annexe-E, et se caractérisent par des conditions initiales d'expérience alternatives. Les mêmes observations phénoménologiques en sont tirées, la seule différence fondamentale résidant dans l'extension de la flamme propagative à l'instant du déclenchement d'autoinflammation.



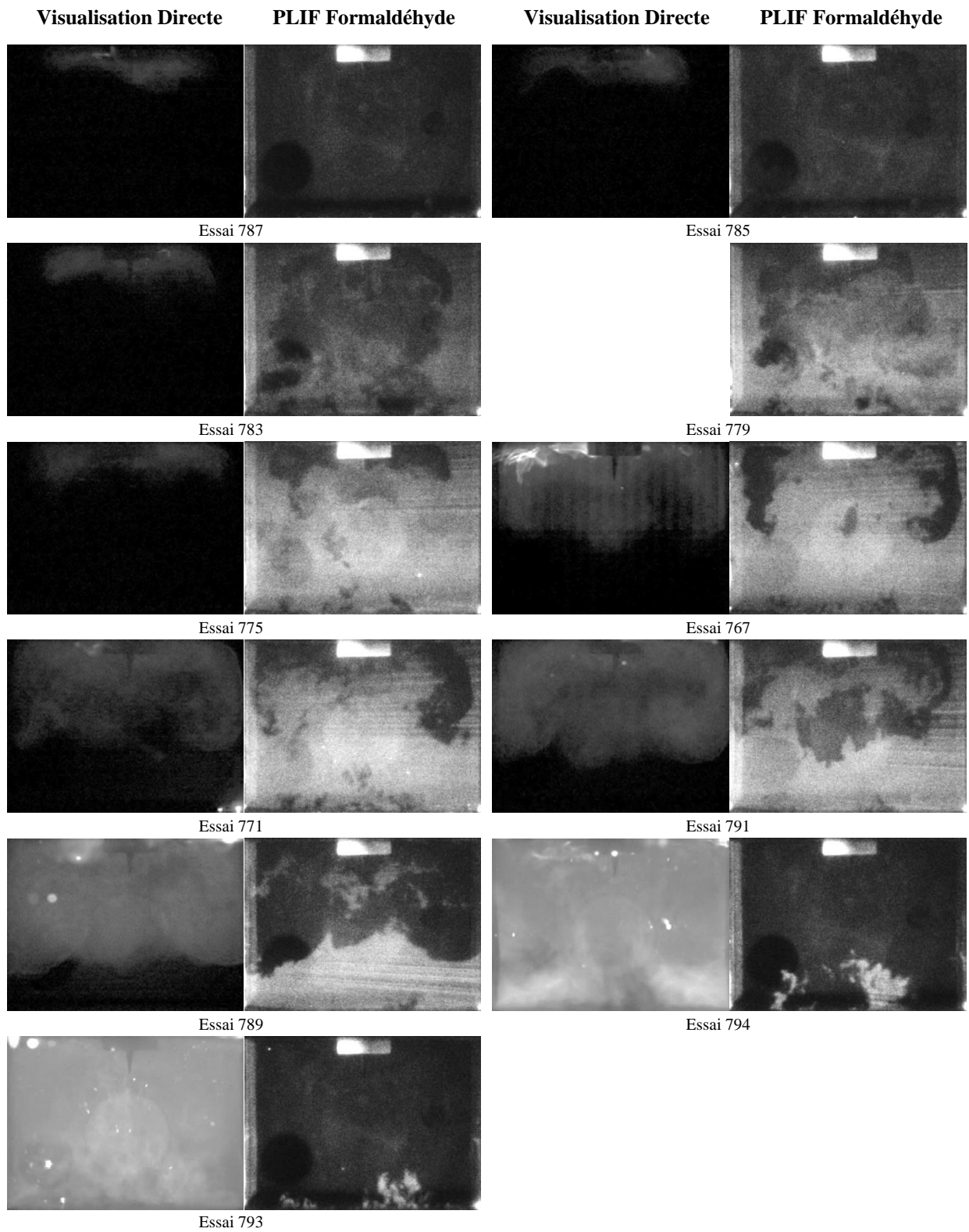


Figure V-3 : Flamme froide et flamme propagative lors d'une combustion SICI référence - Chimiluminescence et PLIF simultanée- Mélange isoctane/air de richesse 0,5 et pression au PMH 0,7bar (Conditions de référence).

2. Modèle thermodynamique à deux zones

a. Présentation du modèle et principes généraux

L'exploitation des données expérimentales passent par une estimation des paramètres caractérisant les gaz dans la chambre, au premier rang desquels se trouvent la température et l'avancement de la combustion. L'ambition du modèle n'est pas de quantifier exactement le déroulement de la combustion, mais de compléter l'analyse vidéo de la chimiluminescence.

A l'image de l'approche du problème choisie par Saray [62] ou Brecq [63], le contenu de la chambre est séparé en deux zones supposées homogènes, respectivement composées des gaz frais et des gaz brûlés. Le modèle thermodynamique prend en entrée le signal de pression p enregistré par le capteur de la MCR, pour approximer notamment les températures T_{gf} et T_{gb} , les nombres de moles n_{gf} et n_{gb} , et les volumes V_{gf} et V_{gb} de ces deux zones. Également représenté à la **Figure V-4**, la quantité élémentaire dn_{gf} représentée dans les expressions la variation de la quantité de gaz frais se transformant en gaz brûlés.

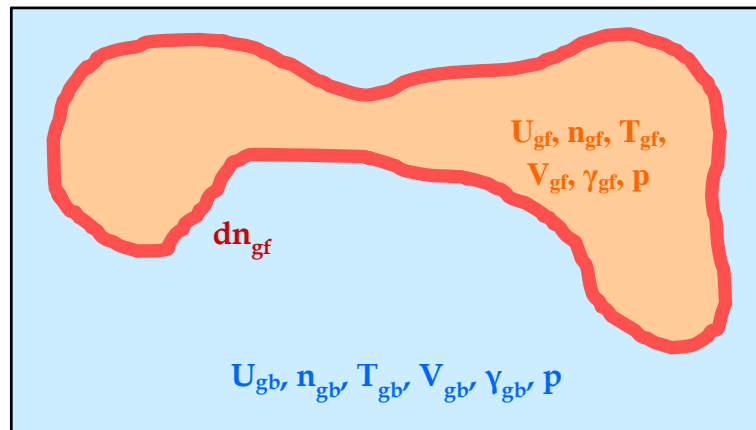


Figure V-4 : Schéma de principe du modèle thermodynamique à deux zones.

La variation élémentaire de l'énergie interne dU se répartit entre les énergies internes des gaz frais U_{gf} et des gaz brûlés U_{gb} . Elles se décomposent elles-mêmes en énergies internes standards de formation et énergies sensibles. L'**Équation V-1** applique cette décomposition en utilisant des valeurs molaires afin de faire ressortir le nombre de mole de chacune des deux zones. Le développement des différentielles met en avant 3 termes entre crochets dans l'**Équation V-2**. Le premier exprime l'énergie standard $\Delta_r U^*$ libérée par la transformation des réactifs en produits. Le second reflète la différence d'énergie sensible absorbée par le réchauffement des gaz brûlés juste formés. Le troisième est relatif à la variation de température des gaz préexistants dans les deux zones. Les énergies sensibles impliquent les capacités calorifiques molaires, qui s'expriment elles-mêmes avec les rapports γ comme indiqué dans l'**Équation V-3**. Ces derniers sont des fonctions connues de la température, et nous les corrélons par l'intermédiaire de *Gazeq*. L'**Équation V-4** traduit la conservation de la matière lors de la combustion, où λ représente le rapport entre le nombre de molécules de gaz brûlés et celui de gaz frais ayant réagi. Nous supposons ce rapport très légèrement supérieur à

1 sur la globalité de notre réaction, d'après un calcul de combustion à l'équilibre. L'**Équation V-5** résulte de l'application du 1^{er} principe de la thermodynamique à l'expression de la variation élémentaire de l'énergie interne de l'**Équation V-2**, laquelle a été simplifiée par les apports des **Équation V-3** et **Équation V-4**. Le premier terme entre crochets y rassemble les énergies molaires liées à la transformation en gaz brûlés de la quantité élémentaire de gaz frais dn_{gf} . Le second correspond comme précédemment au réchauffement des deux zones de gaz préexistantes. A droite, δQ_{ht} et $-pdV$ quantifient respectivement l'énergie élémentaire reçue des parois et le travail élémentaire fourni par le piston de la MCR.

$$dU = dU_{gf} + dU_{gb} = d\left(n_{gf}u_{gf}^* + n_{gf}\hat{u}_{gf}|_{T^*}^{T_{gf}}\right) + d\left(n_{gb}u_{gb}^* + n_{gb}\hat{u}_{gb}|_{T^*}^{T_{gb}}\right)$$

Équation V-1

$$dU = [u_{gf}^* dn_{gf} + u_{gb}^* dn_{gb}] + [\hat{u}_{gf}|_{T^*}^{T_{gf}} \cdot dn_{gf} + \hat{u}_{gb}|_{T^*}^{T_{gb}} \cdot dn_{gb}] \\ + [n_{gf} \cdot d(\hat{u}_{gf}|_{T^*}^{T_{gf}}) + n_{gb} \cdot d(\hat{u}_{gb}|_{T^*}^{T_{gb}})]$$

Équation V-2

$$\begin{cases} \hat{u}_{gf}|_{T^*}^{T_{gf}} = \int_{T^*}^{T_{gf}} c_{v_{gf}}(T) \cdot dT \\ \hat{u}_{gb}|_{T^*}^{T_{gb}} = \int_{T^*}^{T_{gb}} c_{v_{gb}}(T) \cdot dT \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} d(\hat{u}_{gf}|_{T^*}^{T_{gf}}) = \frac{R}{\gamma_{gf} - 1} \cdot dT_{gf} \\ d(\hat{u}_{gb}|_{T^*}^{T_{gb}}) = \frac{R}{\gamma_{gb} - 1} \cdot dT_{gb} \end{cases}$$

Équation V-3

$$dn_{gb} = -\lambda \cdot dn_{gf}$$

Équation V-4

$$[\Delta_r u^* + (\hat{u}_{gf}|_{T^*}^{T_{gf}} - \lambda \hat{u}_{gb}|_{T^*}^{T_{gb}})] \cdot dn_{gf} + [n_{gf} c_{v_{gf}} \cdot dT_{gf} + n_{gb} c_{v_{gb}} \cdot dT_{gb}] = \delta Q_{ht} - pdV$$

Équation V-5

b. Mise en œuvre pratique du calcul

❖ Energie standard de réaction

Le contenu des premiers crochets dans l'**Équation V-2** représentait l'énergie standard de la réaction $\Delta_r U^*$. La valeur molaire de celle-ci s'exprime dans l'**Équation V-6** en fonction de l'enthalpie standard de réaction $\Delta_r H^*$ à son tour définie par le Pouvoir Calorifique Inférieur (PCI) du carburant utilisé. L'isooctane dans a un PCI de 44,4MJ/kg. L'énergie molaire

standard de réaction est donnée par l'Équation V-7 sous la forme d'une constante fixée par les caractéristiques du mélange carburé. Dans l'exemple présent d'un mélange d'isooctane/air de richesse 0,5, elle est de 42,3kJ/mol (par mole de mélange).

$$\Delta_r U^* \cdot dn_{gf} = \Delta_r \mathcal{H}^* \cdot dn_{gf} - RT^* dn_T = (\Delta_r \mathcal{H}^* + (\lambda - 1)RT^*) \cdot dn_{gf}$$

Équation V-6

$$\Delta_r U^* = \frac{PCI_{C_8H_{18}} \cdot \mathcal{M}_{C_8H_{18}}}{1 + z} + (\lambda - 1)RT^* \quad \text{avec} \quad z = \frac{n_{Air}}{n_{C_8H_{18}}}$$

Équation V-7

❖ Étalonnage par différenciation avec l'autoinflammation pure

La mise en œuvre du modèle thermodynamique décrit par l'Équation V-5 précédente exige plusieurs ajustements. Plutôt que de calculer l'énergie perdue aux parois et le travail de compression, il s'avère plus judicieux d'utiliser les mesures de pression d'un essai d'autoinflammation pure en guise d'étalon. En effet, dans le même temps, cette dernière subit la même compression et quasiment les mêmes pertes thermiques - pour les gaz frais du moins. Ainsi, la différence des signaux de pression entre les deux essais illustrée par la Figure V-5 va permettre de quantifier l'avancement de la combustion globale.

Un second problème réside dans l'existence de la flamme froide qui n'est pas prise en compte par le présent modèle. L'autoinflammation pure est de nouveau utilisée, puisque nous prenons le dégagement exothermique de la flamme froide mesuré dans ce cas, pour l'appliquer en SICI à la fraction des gaz non consommés. Il est à signaler que dans cette perspective, le signal de dérivée de pression a subi une homothétie centrée sur le PMH de manière à ce que les "pics" de flamme froide - entourés en pointillés orange - correspondent sur la Figure V-5. Formellement dans l'Équation V-8, un terme d'énergie interne élémentaire libérée par la flamme froide des n_{gf} moles de gaz frais est ajouté à droite en bleu. Il est compensé à gauche par l'énergie molaire cumulée consommée par celle-là même. En effet, la quantité molaire déjà dépensée dans la flamme froide doit être soustraite à l'énergie standard de réaction totale $\Delta_r U^*$ des gaz "frais" encore présents. Cette quantité est approximée en intégrant, du PMH et jusqu'à l'instant courant t , la variation de l'énergie interne molaire pour l'autoinflammation pure, selon l'Équation V-9. La flamme froide reste en effet la seule cause d'augmentation de pression si les pertes thermiques sont négligées, car la compression s'est terminée. L'énergie déjà dépensée en pré réaction est sous-estimée suite à "l'oubli" des échanges pariétaux, mais cumule malgré tout ~ 2 kJ/mol après la marche de pression. La partie droite de l'Équation V-8 ressemble désormais fortement à l'expression de l'énergie interne pour l'autoinflammation pure visible à l'Équation V-10. L'ensemble de ces termes va donc pouvoir être remplacé par une estimation de $dU_{autoinflammation}$ dont le calcul demande simplement de connaître la variation de température dans ce second cas, comme le montre également l'Équation V-10. *In fine*, la

quantité élémentaire de gaz frais qui est consommée à chaque instant devient quantifiable. Les éléments qui le permettent sont détaillés dans les points suivants.

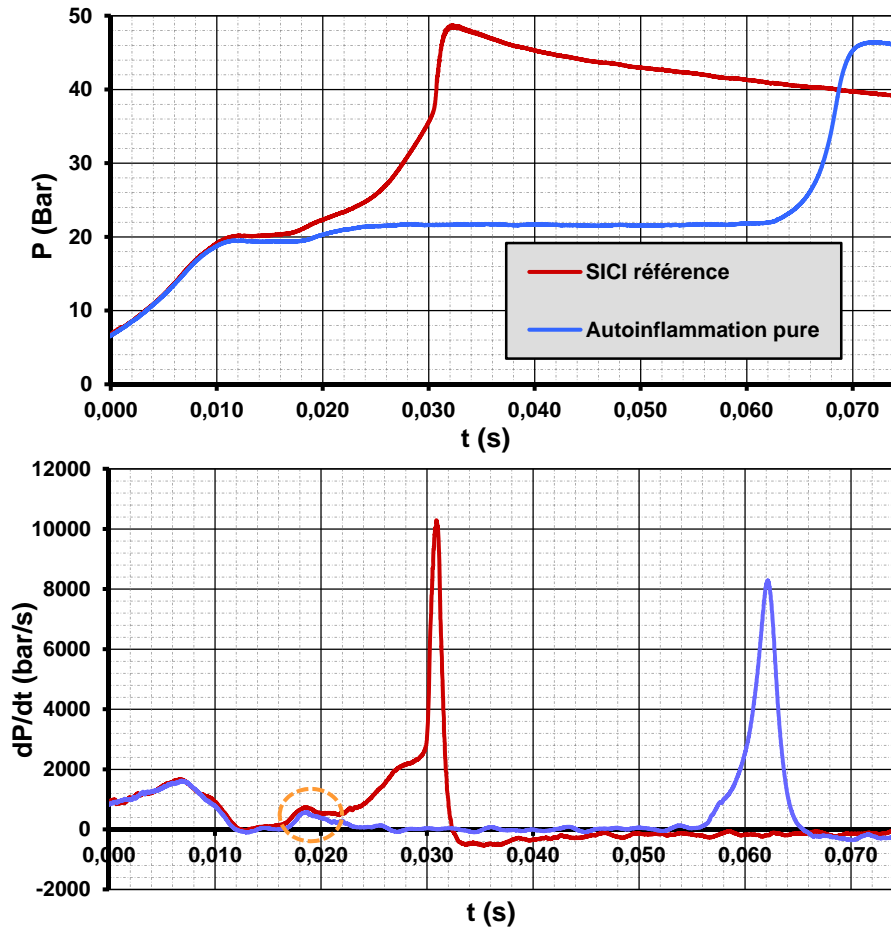


Figure V-5 : Exemples d'essais SICI et d'autoinflammation pure consécutifs - signaux de pression et leur dérivée.

$$\left[\left(\Delta_r u^* - \int d\mathcal{U}_{\text{Flamme Froide}} \right) + \left(\hat{u}_{\text{gf}}|_{T^*} - \lambda \hat{u}_{\text{gb}}|_{T^*} \right) \right] \cdot dn_{\text{gf}} + \left[n_{\text{gf}} c_{v_{\text{gf}}} \cdot dT_{\text{gf}} + n_{\text{gb}} c_{v_{\text{gb}}} \cdot dT_{\text{gb}} \right]$$

$$= n_{\text{gf}} d\mathcal{U}_{\text{Flamme Froide}} + \delta Q_{\text{ht}} - p dV$$

Équation V-8

$$\int d\mathcal{U}_{\text{Flamme Froide}} \approx \int_{\text{PMH}}^t \frac{dU_{\text{autoinflammation}}}{n_0}$$

Équation V-9

$$dU_{\text{autoinflammation}} = n_0 d\mathcal{U}_{\text{Flamme Froide}} + \delta Q_{\text{ht}}^{\text{gf}} - p dV = \frac{n_0 R}{\gamma_{\text{gf}} - 1} dT_{\text{autoinflammation}}$$

Équation V-10

❖ Expression pendant la compression, avant le PMH

Le modèle ainsi décrit implique la connaissance des températures moyennes (homogènes) dans les deux zones. Pendant la montée du piston, leur évolution est calculée à partir de la variation de pression mesurée dans la chambre sur le modèle du cœur adiabatique comme explicité par l'**Équation V-11**. De cette manière, la compression provoquée par le piston et celle induite par la combustion d'une partie de la charge sont prise en compte sans distinction. Le coefficient η_{gf} rend compte de l'inhomogénéité entre les zones refroidies et le cœur adiabatique. Très légèrement inférieur à l'unité ($\sim 0,92$), il est ajusté de manière à ce que le volume, calculé au PMH par la loi des gaz parfaits avec cette température moyenne et la pression, corresponde au volume mort effectif au PMH ($\sim 90\text{cm}^3$). Il est qualifié de facteur d'inhomogénéité, son homologue η_{gb} , joue un rôle équivalent pour les gaz brûlés. Les pertes aux parois, plus importantes pour les gaz brûlés, entraînent de fortes inhomogénéités. Elles se trouvent renforcées par l'écart de température entre les gaz nouvellement brûlés et les anciens ayant subi une compression. En conséquence le facteur d'inhomogénéité des gaz brûlés est inférieur à 0,5. Il sera ajusté de manière à ce que le volume de gaz brûlés calculé au PMH correspondant à celui a priori observé à la vidéo. Afin d'estimer le dégagement de chaleur en autoinflammation pure, l'**Équation V-12** indique une démarche identique pour la température des gaz frais dans ce cas. En effet, aucune combustion n'y est observée avant le PMH. Les températures initiales pour les gaz frais sont prises comme égales à la température ambiante (MCR) en pied de compression. De manière générale, ils atteignent $\sim 650\text{K}$ au PMH pour le taux de compression référence 12,5. La température initiale des gaz brûlés doit être réglée de manière à assurer la convergence du modèle. Le rendement de compression et la température finale des gaz frais ayant été estimés, on remonte à la température des premiers gaz brûlés.

$$\begin{cases} dT_{gf} = \eta_{gf} T_{gf} \frac{\gamma_{gf} - 1}{\gamma_{gf}} \cdot \frac{dp}{p} \\ dT_{gb} = \eta_{gb} T_{gb} \frac{\gamma_{gb} - 1}{\gamma_{gb}} \cdot \frac{dp}{p} \end{cases}$$

Équation V-11

$$dT_{\text{autoinflammation}} = \eta_{gf} T_{\text{autoinflammation}} \frac{\gamma_{gf} - 1}{\gamma_{gf}} \cdot \left(\frac{dp}{p} \right)_{\text{autoinflammation}}$$

Équation V-12

$$dn_{gf} = - \frac{n_{gf} C_{v_{gf}} \cdot dT_{gf} + n_{gb} C_{v_{gb}} \cdot dT_{gb} - dU_{\text{autoinflammation}} - \delta Q_{ht}^{gb}}{\left(\Delta_r u^* - \int_{\text{Froide}} dU_{\text{Flamme}} \right) + \left(\hat{u}_{gf}|_{T^*}^{T_{gf}} - \lambda \hat{u}_{gb}|_{T^*}^{T_{gb}} \right)}$$

Équation V-13

Avant le PMH, la consommation des gaz frais s'exprime donc selon l'**Équation V-13**, en considérant les évolutions de température qui viennent d'être abordées. Elle fait apparaître un terme d'échanges thermiques entre les gaz brûlés et la paroi δQ_{ht}^{gb} . Son estimation n'est pas encore critique, car le volume brûlé demeure faible. Elle sera reprise dans le point suivant.

❖ Expression à volume constant, après le PMH

Après le passage au PMH, le volume de la chambre reste fixe, et la montée en température est directement liée à la montée en pression. Cependant, l'estimation de la température des gaz frais reste délicate, car l'énergie libérée de manière diffuse par la flamme froide s'ajoute à la compression induite par la dilatation des gaz brûlés. Pour y parvenir, une quantité n' de gaz frais - de volume V' et d'énergie interne dU'_{gf} - est considérée. Elle reçoit, comme cela vient d'être rappelé, l'énergie élémentaire de la flamme froide dU'_{FF} et un travail de compression $-pdV'$ dans l'**Équation V-14**. En faisant apparaître les capacités calorifiques et les températures dans la même équation, le volume disparaît et les simplifications se font. L'énergie apportée par la flamme froide est approximée ici par la variation d'énergie interne mesurée pour l'autoinflammation pure sur la même période. Une composante conforme à la compression adiabatique du cœur est reconnaissable dans le second terme de droite à l'**Équation V-15** résultant de la présente modélisation. Le premier terme, représentant le dégagement de chaleur de la flamme froide, est proportionnel à l'évolution thermique pour l'autoinflammation pure équivalente. La variation de température des gaz dans ce dernier cas $dT_{autoinflammation}$ se calcule simplement avec la variation de pression à volume constant idoine.

$$dU'_{gf} = dU'_{\substack{\text{Flamme} \\ \text{Froide}}} - pdV'$$

$$\frac{n'R}{\gamma_{gf} - 1} dT_{gf} \approx \frac{n'R}{\gamma_{gf} - 1} dT_{autoinflammation} + pd \left(\frac{n'RT_{gf}}{p} \right)$$

Équation V-14

$$dT_{gf} = \frac{dT_{autoinflammation}}{\gamma_{gf}} + \frac{\gamma_{gf} - 1}{\gamma_{gf}} \cdot \frac{dp}{p} \quad \text{avec} \quad dT_{autoinflammation}$$

$$= \frac{V_{PMH}}{n_0 R} dp_{autoinflammation}$$

Équation V-15

La formule aperçue à l'**Équation V-11** reste valable pour le calcul de la température des gaz brûlés. Sa valeur au PMH est reliée à sa valeur finale par l'intermédiaire de l'**Équation V-16** qui quantifie la variation de température moyenne T_m à volume constant V_{PMH} . La température des produits de la réaction en fin de combustion est donnée par un calcul à l'équilibre. Il est opéré à volume constant, en imposant la pression finale obtenue

expérimentalement, et chiffre à ~1600K la température terminale - au lieu de ~2100K en conditions strictement adiabatiques. Rétrospectivement, on remonte ensuite à la température des premiers gaz brûlés consécutifs à la décharge. Elle est ici comprise entre 1300K et 1400K.

$$dT_m = \frac{V_{PMH}}{R} \left(\frac{dp}{n_T} + \frac{(\lambda - 1)p}{n_T^2} dn_{gf} \right) \quad \text{avec} \quad n_T = n_{gf} + n_{gb}$$

Équation V-16

$$\delta Q_{ht}^{gb} = -h_{gb} S_{gb} (T_{gb} - T_0) \cdot dt$$

Équation V-17

$$dn_{gf} = - \frac{n_{gf} C_{v_{gf}} \cdot dT_{gf} + n_{gb} C_{v_{gb}} \cdot dT_{gb} - \frac{n_{gf}}{n_{gf} + n_{gb}} dU_{\text{autoinflammation}} - \delta Q_{ht}^{gb}}{\left(\Delta_r u^* - \int_{\text{Froide}} dU_{\text{Flamme}} \right) + \left(\hat{u}_{gf}|_{T^*}^{T_{gf}} - \lambda \hat{u}_{gb}|_{T^*}^{T_{gb}} \right)}$$

Équation V-18

L'expression formelle de la consommation élémentaire des moles de gaz frais change peu comme le montre l'Équation V-18. Le terme d'énergie d'autoinflammation pure $dU_{\text{autoinflammation}}$ soustrait au numérateur, est en revanche affecté après le PMH d'un coefficient de proportionnalité. L'énergie interne de l'autoinflammation pure ne comporte plus que le dégagement exothermique de la flamme froide et les pertes aux parois des gaz frais, maintenant que la compression s'est terminée. Or, dans le cas SICI, ces deux phénomènes ne concernent qu'une fraction des gaz présents, correspondant aux imbrulés, alors qu'ils touchent la totalité de la charge dans le cas d'autoinflammation pure au même instant.

L'estimation des pertes thermiques imputables au gaz brûlés δQ_{ht}^{gb} apparaît comme le principal obstacle à la mise en œuvre du modèle, car il constitue le terme le plus lourd du numérateur. Il devient même un verrou numérique dans cet exemple. Une grande partie de l'énergie libérée par la combustion est cédée aux parois par les gaz chauds quand ils rentrent en contact avec elle. Une mesure précise de ces pertes serait donc nécessaire. Elle est remplacée ici par un modèle simple d'échange convectif dont la forme est donnée à l'Équation V-17. Le coefficient h_{gb} qui vient d'apparaître devient le dernier levier d'ajustement pour assurer la convergence du modèle.

Finalement, 3 inconnues existent - le coefficient d'échange h_{gb} , la température initiale T_{gb}^0 , et le facteur η_{gb} - auxquelles répondent trois contraintes - l'achèvement de la réaction ($n_{gf}^{final}=0$), la température finale, et le volume de flamme au PMH. La température finale et le volume brûlé permettent d'ajuster la température de départ des gaz brûlés et le facteur η_{gb} qui s'y applique. La convergence numérique se termine par le réglage de h_{gb} qui prend une valeur avoisinant les 10000W/K/m² afin de traduire la complétion de la combustion.

Il faut remarquer que la démarche décrite ici peut s'appliquer aux cas d'autoinflammations pures. De nombreux termes disparaissent, car la combustion reste entièrement isochore. En revanche, les pertes thermiques aux parois doivent être estimées pour les gaz frais sur le même modèle que l'**Équation V-17**. Le coefficient h_{gf} avoisine expérimentalement les 200W/K/m². Il est déterminé en considérant la perte énergétique perceptible au travers de l'écart de pression finale entre deux essais identiques par leurs conditions initiales, mais dont les délais d'autoinflammation diffèrent nettement. A contenu énergétique égal, l'autoinflammation pure se termine par une pression maximale inférieure à celle d'un cas SICI associé. En première approximation, la différence est imputée à la longue phase d'induction de l'autoinflammation pure, durant laquelle les gaz frais cèdent de l'énergie thermique par convection avec la paroi. Par une considération thermodynamique simple, on estime la puissance perdue, puis on accède au coefficient convectif h_{gf} . Ce dernier est vérifié à l'aide du comportement asymptotique du signal de pression après le PMH. En effet, avant l'apparition de la flamme froide (exothermique), le coefficient directeur de la courbe de pression est une image directe des pertes thermiques aux parois. Dans les différents cas testés, l'ordre de grandeurs reste toujours de quelques centaines de W/K/m².

3. Vitesse de combustion et interaction avec la flamme froide

L'ambition de cette partie A-3 est de quantifier les vitesses apparentes de flamme par plusieurs approches se basant sur les visualisations de la chambre, et notre modèle thermodynamique 0-D à deux zones. Par ce biais, nous cherchons à identifier les modes de combustion, et ainsi vérifier que la première phase de SICI est bien une propagation de flamme. Par extension, nous aimerions connaître l'impact éventuel de la flamme froide sur cette propagation de flamme. Pour ce faire, le premier paragraphe exploite les visualisations rapides directes. Le second tente de confirmer les résultats du premier en appliquant la même démarche aux acquisitions de PLIF formaldéhyde.

a. Vitesses apparentes par visualisation directe

Les acquisitions rapides de chimiluminescence donnent accès aux vitesses apparentes de flamme. Une routine MATLAB détecte sur la vidéo les contours de flamme image par image, après avoir filtré et binarisé chacune d'elle. En sont déduites une surface apparemment consommée S_n et une longueur de contour L_n . A partir de ces deux informations Un schéma différentiel centré du second ordre calcule la vitesse apparente de flamme sur l'intervalle temporel $\Delta t_n = t_{n+1} - t_{n-1}$ selon le modèle de l'**Équation V-19**. Une première approximation est faite ici, car nous calculons dans le plan des effets 3D intégrés sur la profondeur.

$$V_n = \frac{(S_{n+1} - S_{n-1}) / (L_{n+1} + L_{n-1}) \times 2}{t_{n+1} - t_{n-1}}$$

Équation V-19

Nous souhaitons comparer ces résultats avec la littérature. Cette dernière fournit des corrélations de vitesses fondamentales de flamme s_L . Nous les transformons en vitesses apparentes de flammes $V_{apparente}$ non plissées et non étirées, en considérant simplement la dilatation des gaz brûlés. La conversion se fait par l'intermédiaire de l'Équation V-20. Elle décrit la conservation de quantité de matière à la traversée du front réactif, intégrée sur la surface totale de flamme S_{flamme} . Les masses volumiques des gaz frais ρ_{gf} et des gaz brûlés ρ_{gb} sont estimées de manière homogène dans chacune des 2 zones de notre modèle. L'Équation V-20 se simplifie donc pour faire apparaître les moyennes spatiales instantanées de la vitesse apparente et de la vitesse fondamentale. Elles sont reliées simplement par le rapport des masses volumiques des gaz frais et brûlés.

$$\iint_{S_{flamme}} \rho_{gb} V_{apparente} \cdot dS = \iint_{S_{flamme}} \rho_{gf} s_L \cdot dS \quad \text{soit} \quad \rho_{gb} \overline{V_{apparente}} = \rho_{gf} \overline{s_L}$$

Équation V-20

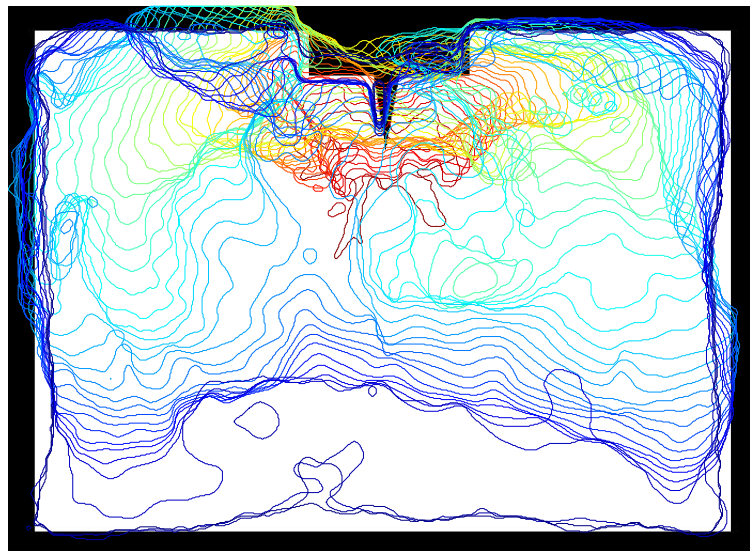


Figure V-6 : Combustion SICI d'un mélange d'isooctane/air de richesse 0,5 dilué par 30% de N_2 - Détection vidéo du front de flamme à un intervalle de 1ms.

La Figure V-6 illustre l'évolution temporelle du contour de flamme pour un exemple de combustion SICI du mélange d'isooctane/air dilué par un inerte représentant l'EGR (richesse 0,5 - ajout de 30% de N_2 - TC=12,5 - P_{PMB} =1bar). La progression chromatique du front est représentée avec un intervalle de 1ms, sur un calque délimitant la chambre et la bougie. D'après ce traitement, l'évolution temporelle des vitesses apparentes de flamme est quantifiée en cm/s à la Figure V-7. L'origine des temps est prise au déclenchement du plasma, à l'initiation de la combustion, ce qui situe le PMH entre 12ms et 13ms. Les vitesses calculées à partir des données extraites de la Figure V-6 sont marquées par les losanges rouges, tandis que les traits rappellent les niveaux prévus par les corrélations - Équation I-5 et Équation I-7 - de Muller [35] et de Martz [36] dans les mêmes conditions. Jusqu'à 14ms, la correspondance

entre mesure et théories se montre assez satisfaisante, malgré les approximations théoriques relevées plus haut. Expérimentalement, la flamme se propage dans les gaz frais entre 10cm/s et 20cm/s, ce qui reste en accord avec les ordres de grandeurs proposés par la littérature. Cette constatation va dans le sens d'une combustion de type propagative. Elle confirme ainsi qu'il s'agit bien d'un processus SICI où la première phase initiée par le plasma est dominée par la diffusion des espèces et de la chaleur.

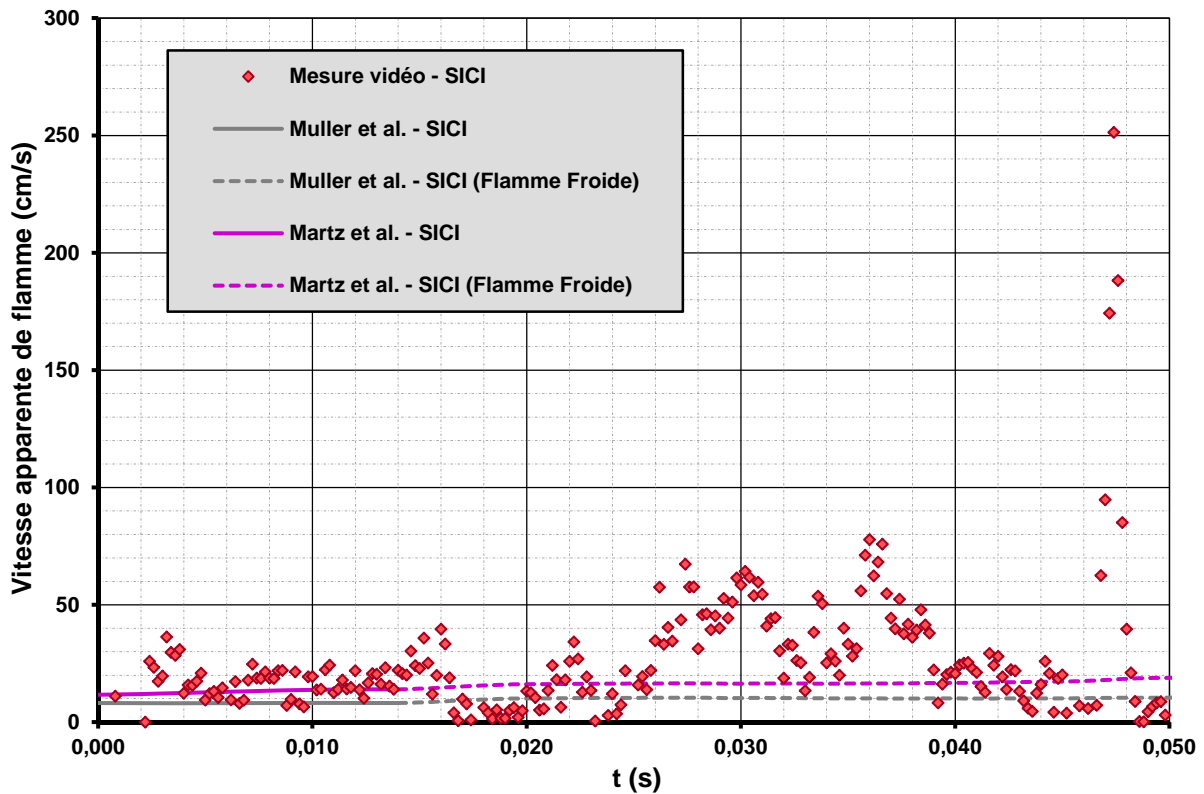


Figure V-7 : Estimations graphiques et corrélées des vitesses apparentes de flamme lors de la combustion SICI du mélange d'isooctane/air de richesse 0,5 dilué par 30% de N_2 - intervalle 0,2ms.

La méthode de calcul des vitesses montre cependant ses limites. La caméra vidéo intègre sur la profondeur l'ensemble de la chimiluminescence, et fausse en partie le dessin du front de flamme. Cela devient particulièrement problématique quand la structure se tridimensionnalise. La routine informatique rencontre alors des difficultés pour rendre compte de la structure de flamme par lobes pariétaux décrites plus haut à la **Figure V-2**. Elle la simplifie en proposant une forme globalement rectangulaire se propageant vers le bas, au lieu de laisser vierge le cœur de la chambre, ce qui laisserait une structure en U inversé. Le calcul graphique de la vitesse de flamme à la vidéo perd alors en fiabilité.

Dans l'exemple actuel du mélange dilué par 30% de N_2 , cette surestimation de la surface consommée débute après 22ms. Autour du même instant, la vitesse apparente augmente significativement, de telle sorte que sa mesure graphique à la **Figure V-7** se trouve au-delà des 50cm/s. Il faut remarquer que cet instant correspond également à la fin de formation de la flamme froide - fin de la marche de pression. Parce que le milieu n'est alors plus

rigoureusement constitué des gaz frais d'origine, les corrélations ne sont conservées qu'en pointillés sur le graphique à titre de comparaison. Elles prennent pourtant bien en compte l'augmentation de température et de pression caractérisant la flamme froide. Cependant, la flamme chaude semble se propager encore plus rapidement - d'un facteur 2 voire 3 - dans le milieu ayant préreagi. D'un point de vue chimique, l'accélération est a priori compréhensible, puisqu'une partie du cheminement cinétique a déjà été accompli dans ces gaz "frais" prétraités. Le problème est donc de savoir quel rôle joue la tridimensionnalisation dans l'accélération constatée, puis de quantifier l'impact de la flamme froide sur la propagation. Quelle part attribuer à chacun des deux phénomènes dans l'augmentation de vitesse ?

A la fin du déroulement SICI, nous assistons à un ralentissement débutant avant les 40ms. Les points de mesure précédents le déclenchement d'autoinflammation retombent progressivement sous les 20cm/s. Graphiquement, cela est perceptible sur la **Figure V-6** où les derniers contours bleus clairs se resserrent par rapport à leurs prédécesseurs, avant le "bond" révélant l'autoinflammation. L'explication en est très probablement le contact flamme/parois. En plus des pertes thermiques qu'il engendre, le front effectif de flamme s'en trouve réduit à sa partie inférieure. En considérant la forme rectangulaire, le front est surestimé en longueur d'un facteur ~ 3 , qui, pris en compte, ramènerait la vitesse au-dessus de 50cm/s, et rétablirait la continuité avec les valeurs observées avant le cap des 40ms.

La phase d'autoinflammation subit une sous-estimation identique. Les points de mesure qui lui sont attribués, enregistrent des vitesses de plusieurs mètres par seconde. Ils correspondent au saut soudain du front de flamme - en bleu - détecté sur la vidéo. Les vitesses mesurées peuvent être comme précédemment multipliées par un facteur 3, car seul le segment inférieur du front devrait être pris en compte. A cela s'ajoute le problème de l'échantillonnage, qui ne permet qu'une mesure imprécise par manque de raffinement du pas de détection de la flamme - intégration temporelle. *In fine*, la vitesse caractéristique du front d'autoinflammation est imaginée de plusieurs dizaines de m/s.

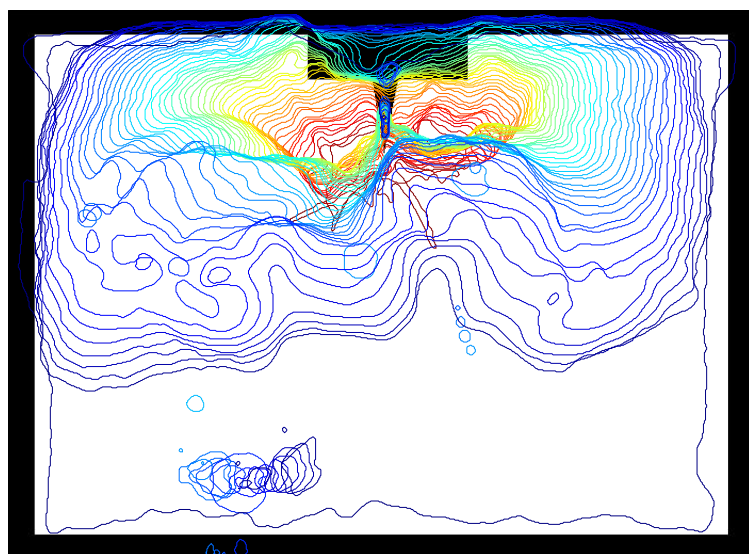


Figure V-8 : Combustion SICI d'un mélange d'isooctane/air de richesse 0,5 à une pression initiale au PMB de 1bar - Détection vidéo du front de flamme à un intervalle de 0,5ms.

L'exemple SICI suivant correspond à la combustion du mélange d'isooctane-air de richesse 0,5 non dilué après une compression de taux 12,5 et une pression au PMB de 1bar. En comparaison de l'essai dilué précédent, le signal de chimiluminescence est beaucoup plus prononcé, ce qui facilite les mesures.

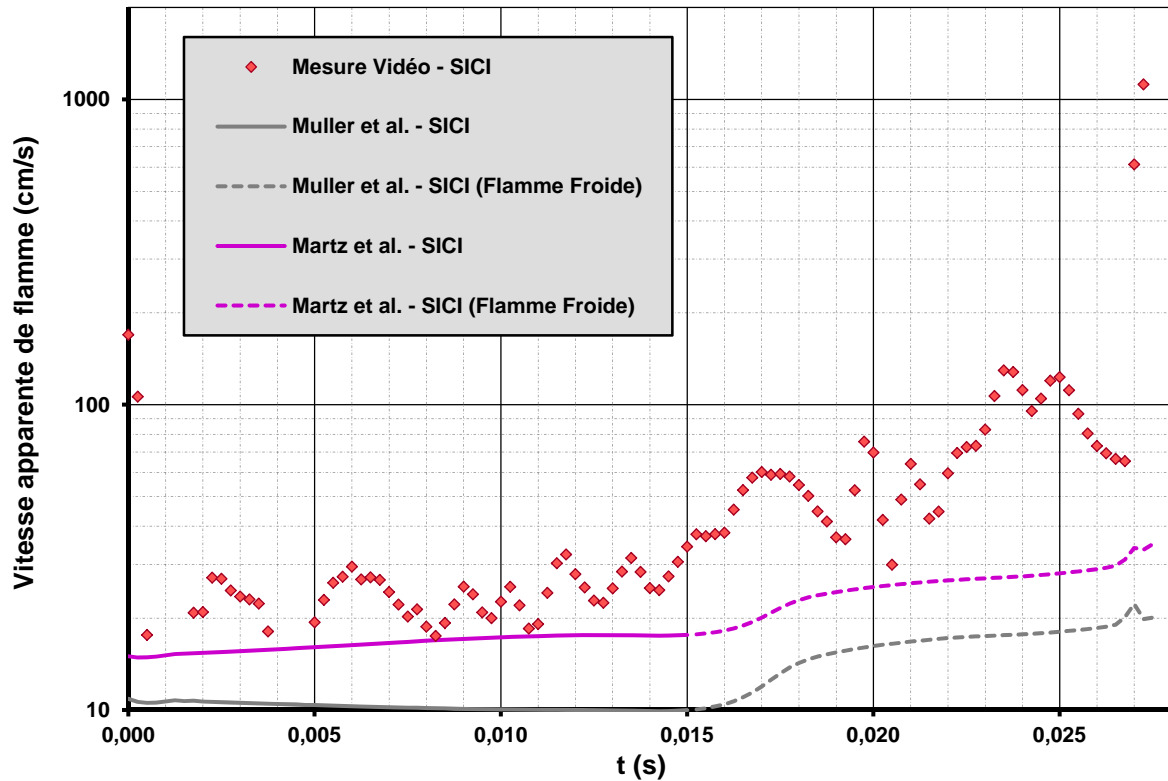


Figure V-9 : Estimations graphiques et corrélées des vitesses apparentes de flamme lors de la combustion SICI du mélange d'isooctane/air de richesse 0,5 à une pression initiale au PMB de 1bar - intervalle 0,25ms.

Suivant une démarche identique, la **Figure V-8** montre par une progression chromatique l'avancée temporelle du front de flamme, alors que le graphique de la **Figure V-9** exprime les vitesses apparentes de flamme en fonction du temps depuis l'initiation de la combustion. Les ordonnées ont été converties sur la seconde en échelle logarithmique pour mieux représenter les différentes plages de vitesses.

Pendant les 15 premières millisecondes, les vitesses mesurées avec la vidéo demeurent en bon accord avec les corrélations, toujours malgré nos simplifications. Elles confirment une nouvelle fois une première phase de combustion opérée par une flamme propagative. En oscillant autour de 25cm/s, elles ne dépassent que de 10cm/s en moyenne l'estimation de Martz [36], indiquant un ordre de grandeur tout à fait satisfaisant. A l'opposée, les points de mesure liés à l'autoinflammation de la charge finale atteignent les 10m/s, soit au moins un ordre supérieur. Ces valeurs sont relativisées par l'intervalle de 0,5ms sur lequel sont intégrés (filtrés) les calculs de vitesse. L'autoinflammation se traduit par le tiers inférieur laissé blanc entre les deux derniers fronts sur la **Figure V-8**. La combustion de cette masse est quasi instantanée à l'échelle d'acquisition - 20000 images/s. En effectuant un calcul raffiné (jusqu'à

0,05ms), et en compensant la surestimation d'un facteur ~ 3 de la longueur du front aperçue à l'exemple précédent, la vitesse réelle de propagation du front d'allumage spontané atteint plusieurs dizaines de mètres par seconde ($\sim 60\text{m/s}$).

Lorsque débute la flamme froide à 15ms, les vitesses évaluées se détachent à nouveau des valeurs estimées par les corrélations - en pointillés sur la **Figure V-9**. Pourtant les effets thermodynamiques (et non cinétique) de la pré réaction sont incorporés par ces dernières. La consommation des gaz frais se situe alors entre 40cm/s et 1m/s, et conforte l'hypothèse d'un effet d'accélération dû à la flamme froide. Il est malheureusement difficile d'être catégorique, en raison de la structure tridimensionnelle qui se développe à partir de 18ms. De nouveau, la quasi concomitance des deux facteurs rend délicate l'interprétation physique de l'accélération de la flamme. Quoiqu'il en soit, cette accélération est perceptible à la **Figure V-8** où les fronts bleus sont plus espacés, alors qu'ils étaient restés proches et régulièrement distribués jusqu'aux lignes turquoise. Un resserrement s'opère sur les quelques lignes de front précédant l'autoinflammation, et se traduit par l'amorce d'un ralentissement à 25ms sur la **Figure V-9**. Comme au premier exemple, le front de flamme commence à s'éteindre au contact des parois supérieures lorsqu'intervient le déclenchement d'autoinflammation, réduisant d'autant la surface disponible pour consommer les gaz frais.

Le cas de combustion SICI du mélange non dilué met finalement en avant 3 gammes distinctes de vitesse apparente de flamme, chacune associée à un mode propagation :

- flamme propagative dans des gaz frais, dominée par la diffusion des espèces et de la température ($\sim 25\text{cm/s}$);
- flamme propagative dans des gaz "frais" ayant pré réagi, dominée par la diffusion des espèces et de la température (40~100cm/s);
- front d'autoinflammation, conditionné par le gradient thermique ($>5\text{m/s}$).

b. Vitesses de flamme sur les images de PLIF formaldéhyde

Les deux exemples d'exploitations du paragraphe B-3-a tendent à montrer que la propagation de la flamme accélère dans un milieu ayant pré réagi. Malheureusement, la tridimensionnalité de la zone brûlée gêne l'interprétation. Une autre approche consiste alors à se baser sur les images de PLIF formaldéhyde. Il a été vu en début de section que la flamme constitue l'empreinte sombre complémentaire de l'émission fluorescente. Grâce à la nappe laser qui sélectionne un plan unique, il devient donc possible de mesurer la variation de la surface brûlée. Le problème est déplacé : l'inconvénient est maintenant de calculer une différence entre deux clichés de PLIF appartenant à deux tirs distincts, alors que nous nous affranchissons de l'intégration dans la profondeur du champ.

Le cas de combustion SICI dit de référence (isooctane/air à richesse 0,5 non dilué - TC=12,5 - pression initiale 0,7bar) est maintenant traité. L'avancée du front de flamme est symbolisée par l'évolution chromatique superposée au calque de la chambre à la **Figure V-10** avec un pas resserré de 0,25ms. Les contours passent à nouveau par une phase d'écartement plus prononcé, dans les tons bleu clairs, alors qu'ils étaient proches et réguliers en amont.

Inversement, les derniers contours avant la transition vers l'autoinflammation se resserrent jusqu'à se superposer. L'autoinflammation, elle, ne concerne sur la vidéo que le quart inférieur, le cœur étant caché.

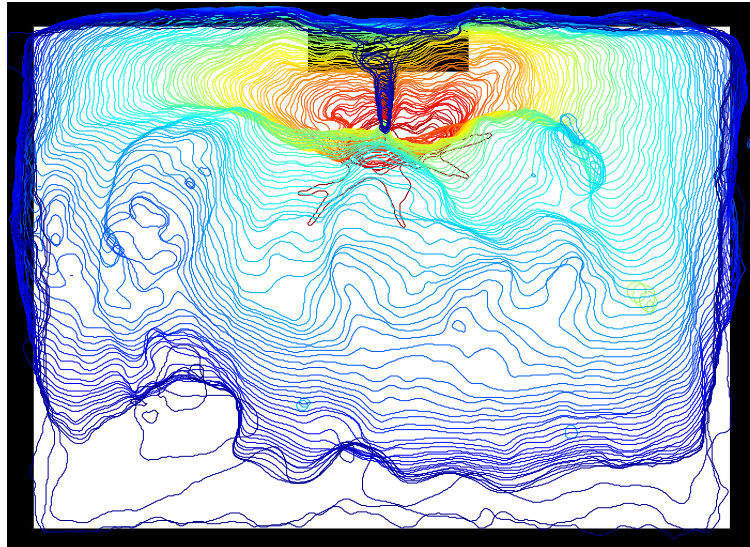


Figure V-10 : Combustion SICI d'un mélange d'isooctane/air de richesse 0,5 à une pression initiale au PMB de 0,7bar
- Détection vidéo du front de flamme à un intervalle de 0,25ms.

Ces observations graphiques se trouvent confirmées par les résultats numériques marqués de losanges rouges dans la **Figure V-11**. Les premiers points ont été palis par manque de fiabilité. La routine MATLAB peine à différencier les faibles contrastes inhérents au début de la combustion. Au contraire, les points suivants sont conservés, et leur valeur est moyennée sur 0,5ms. Ils restent en bon accord avec l'ordre de grandeur calculé d'après la littérature. De la même manière qu'aux deux précédents exemples, les points se détachent ensuite nettement après 15ms. L'accélération se fait en 2 paliers. Le premier se situe aux alentours de 70 cm/s. Le second dépasse 1m/s après 21ms. Bien entendu, le premier événement coïncide avec la tridimensionnalisation de la flamme, et il est à nouveau impossible d'attribuer l'accélération apparente au seul fait que le front réactif se propage dans un milieu préréagi. La combustion ralentit significativement après 25ms. Comme vu plus haut, la flamme rencontre les parois métalliques de la chambre, ne laissant actif que son front inférieur, d'où la sous-estimation des vitesses. Cette dernière concerne également les trois derniers points de mesure révélant l'autoinflammation. Par l'application d'un facteur correctif (longueur réelle de front), ils devraient atteindre une dizaine de m/s.

La méthode alternative de mesure graphique des vitesses consiste à détecter le front de contraste dans un milieu dont le formaldéhyde rayonne de manière homogène. La **Figure V-12** illustre un tel traitement qui n'est possible qu'une fois la flamme froide entièrement établie, après la marche de pression du préallumage. Les contours soulignés en couleur fournissent une coupe transversale de la flamme. La variation de la surface brûlée - i.e. la diminution de la surface lumineuse - est aisée à calculer avec un schéma centré du second ordre (cf. **Équation V-19**). En revanche, pour obtenir la longueur effective du front de

flamme, il faut pour chaque cliché soustraire manuellement les frontières de la chambre - qui n'ont rien à voir avec la surface de flamme - au contour implémenté informatiquement.

L'approche par les images de PLIF se base sur le calcul des différences entre 2 clichés appartenant à des tirs consécutifs mais totalement indépendants. La fenêtre d'interrogation de la PLIF est décalée progressivement à chacun d'eux. L'intervalle temporel Δt_n (cf. **Équation V-19**) qui les sépare dans le déroulement de la combustion reste donc un concept abstrait. Nous en construisons cependant une estimation en utilisant la propriété d'identité de la pression. En effet, nous considérons que la pression instantanée est liée de manière bijective à la quantité de gaz consommés, et donc à l'avancement de la flamme. Ainsi, en connaissant la pression régnant dans la chambre à l'instant de PLIF lors d'un tir donné, nous remontons à l'instant t_n correspondant dans l'essai qui sert de base de travail (cf. **Figure V-10**). Les valeurs de vitesse apparente de flamme obtenues par cette démarche peuvent être finalement comparées aux mesures vidéo fournies par cet essai étalon à la **Figure V-11**.

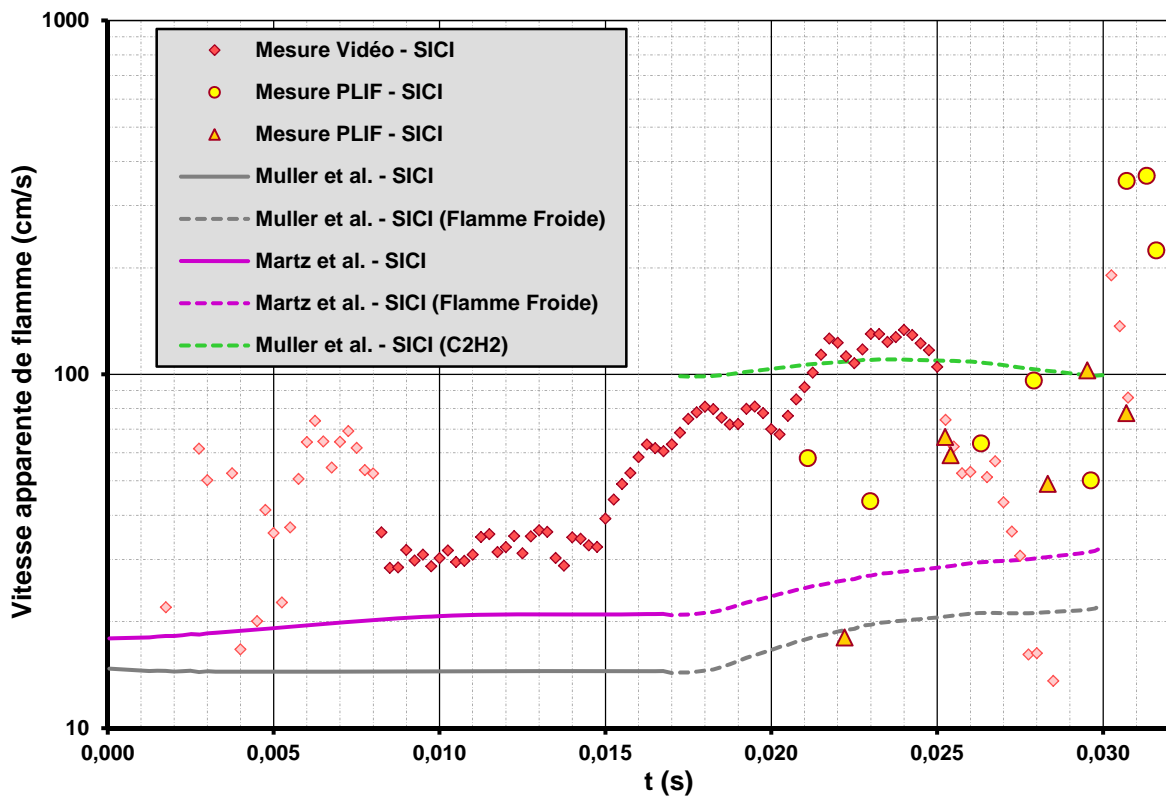


Figure V-11 : Estimations graphiques et corrélées des vitesses apparentes de flamme lors de la combustion SICI du mélange d'isooctane/air de richesse 0,5 à une pression initiale au PMB de 0,7bar - intervalle 0,25ms.

Les vitesses apparentes de flamme calculées à partir de la série d'image de la **Figure V-12** sont reportées avec des triangles orange sur le graphique de la **Figure V-11**. Les ronds jaunes sont eux issus d'un traitement identique appliqué à la série de la **Figure V-2** présentée en exemple en début de section. Les trois derniers ronds jaunes de cette série sont à part, car révélateurs de la phase d'autoinflammation. Les valeurs qu'ils marquent appartiennent à un ordre de grandeur supérieur, de plusieurs mètres par seconde. Les autres points de mesure

PLIF, ronds et triangles confondus, confirment des vitesses de propagation nettement supérieures à ce que prévoient les corrélations. Les niveaux de vitesse sont en revanche plus nuancés que ceux donnés par la mesure vidéo. Ils s'étalent entre $\sim 40\text{cm/s}$ et $\sim 1\text{m/s}$. L'écart avec les mesures vidéo quantifie l'impact de la tridimensionnalisation de la flamme sur la surestimation des vitesses apparentes. En effet, l'approche par la PLIF est supposée insensible à ce phénomène, à condition que l'écoulement reste dans le plan, et que les essais SICI soient suffisamment reproductibles. Nous considérons ces conditions remplies, car le plan d'excitation laser se situe dans la région médiane de la chambre. Enfin, les mesures de vitesses en PLIF ne s'effondrent pas dans les millisecondes précédant l'autoinflammation. L'extinction aux parois est prise en compte par cette méthodologie, et la longueur de front de flamme n'est pas surestimée, comme cela est constaté dans le cas de la mesure vidéo.

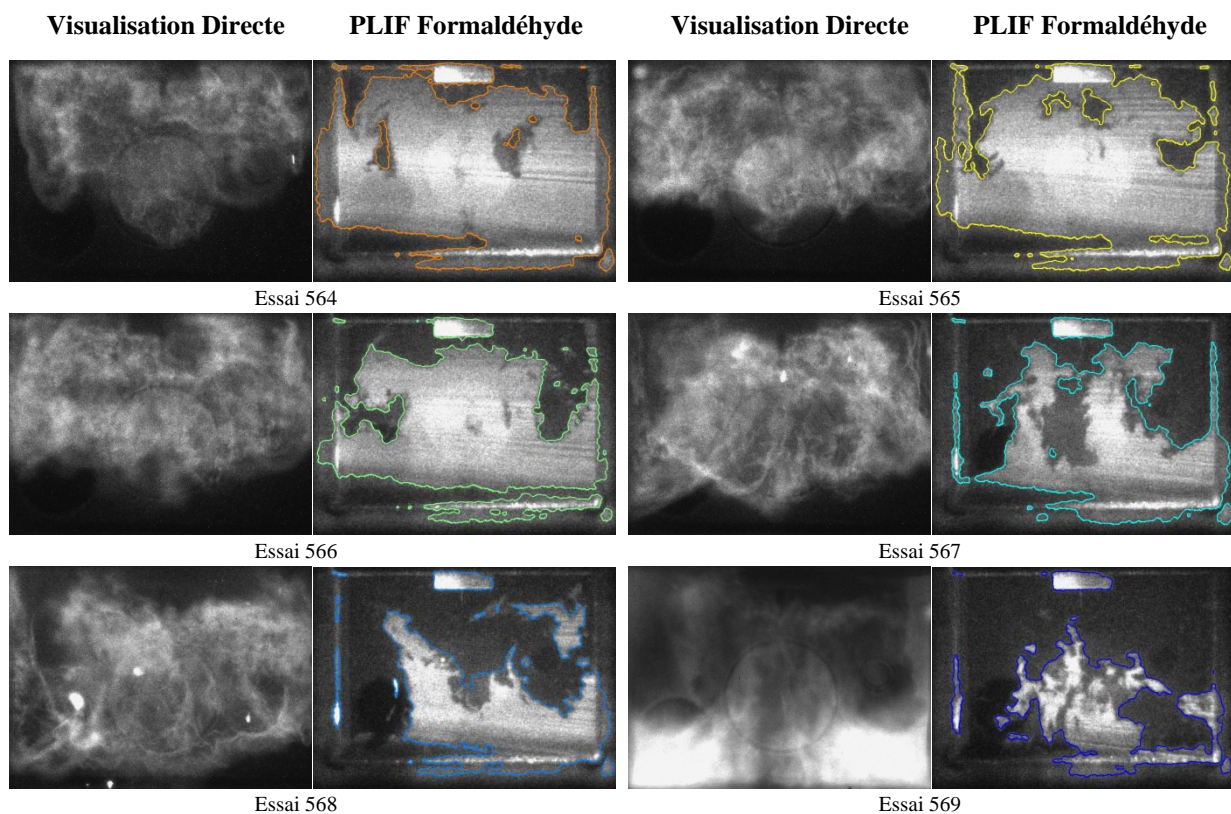


Figure V-12 : Détection de la flamme propagative dans le formaldéhyde de la flamme froide - Chimiluminescence et PLIF formaldéhyde - Isooctane/air de richesse 0,5 et pression initiale au PMB de 0,7bar (Conditions de référence).

Afin de vérifier que la propagation de flamme s'accélère effectivement, et qu'il ne s'agit pas d'un effet (proportionnel) d'échelle, nous adimensionnons l'ensemble des résultats par la valeur courante corrélée de Martz [36] dans la **Figure V-13**. Les points considérés comme « en bon accord » avec la littérature entre 8ms et 15ms évoluent autour du facteur moyen 1,5. Plus loin, les mesures PLIF semblent indiquer un niveau constant supérieur au facteur 2. Nous estimons donc le gain de vitesse adimensionnée à $\sim 50\%$. En revenant aux mesures vidéo, le premier palier d'accélération dépasse légèrement le facteur 3 en moyenne. Ensuite, une fois la flamme pleinement établie à 21ms, le second palier atteint globalement le facteur 4,5. Nous attribuons par conséquent l'accélération du premier palier à la tridimensionnalisation du front

de flamme qui débute non loin de 15ms. De plus, le passage du premier au second palier - de 3,2 à 4,5 - reste cohérent avec une accélération de 50% provoquée par le seul changement de composition du milieu « frais » consécutif à la pré réaction. En effet, les corrélations par lesquelles sont adimensionnées les valeurs, intègrent l'évolution thermodynamique (pression et température) de la flamme froide.

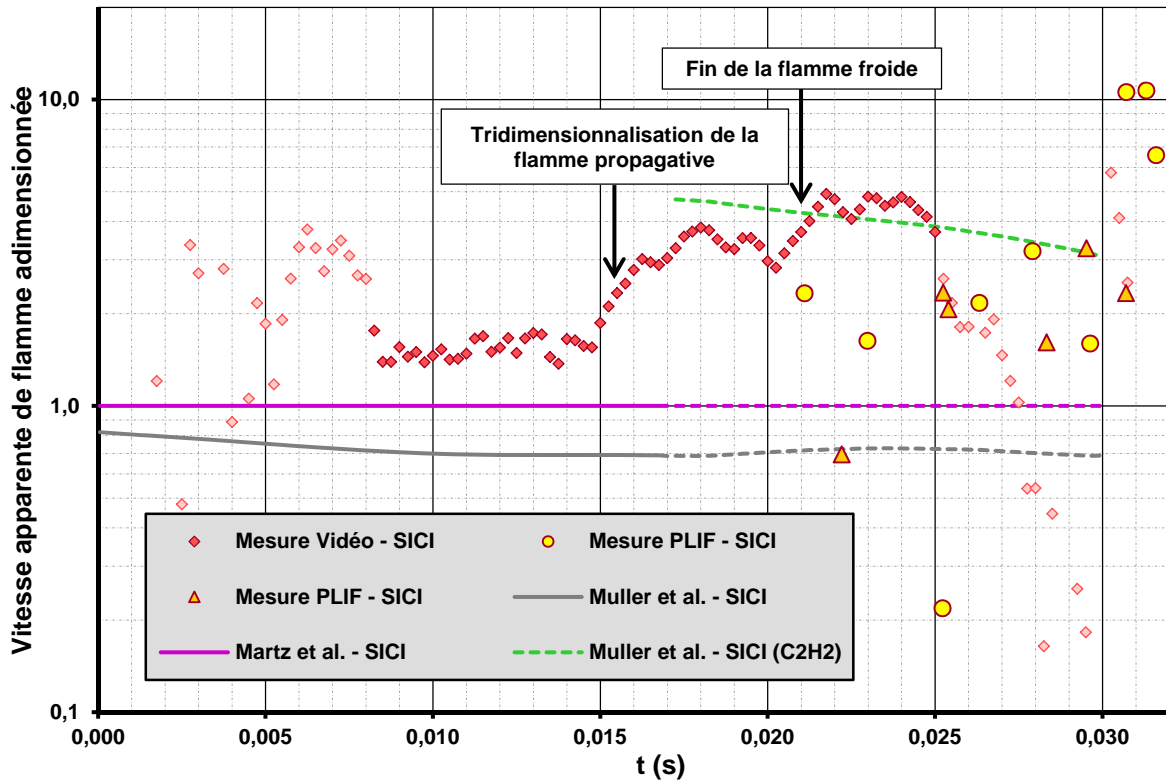


Figure V-13 : Estimations graphique et corrélées des vitesses apparentes adimensionnées lors de la combustion SICI du mélange d'isooctane/air de richesse 0,5 à une pression initiale au PMB de 0,7 bar - intervalle 0,25ms.

La **Figure V-9** montrait déjà des tendances nettes, grâce notamment à la plus grande densité de charge des essais qu'elle représente. Ses valeurs sont reprises puis adimensionnées par la corrélation de Martz [36] afin de construire la **Figure V-14**. Cette dernière se voit aussi adjointe des mesures de vitesse par PLIF formaldéhyde. Les ronds jaunes qui les symbolisent, indiquent un niveau moyen légèrement supérieur au facteur 3. Ils confirment globalement les vitesses mesurées au même moment à la vidéo, qui oscillent autour du facteur 4. Plus en amont, les vitesses mesurées naviguent entre les facteurs 2 et 3, après le début de la déformation du front réactif, mais avant la fin de la flamme froide. Les parts respectives des deux phénomènes dans l'accélération observée sont plus difficilement discernables que dans l'exemple précédent à la **Figure V-13**. En effet, les deux évènements sont ici plus proches, situés à ~15ms et ~19ms. De plus, la tridimensionnalisation de la flamme a moins d'impact sur la mesure vidéo, car l'autoinflammation intervient plus rapidement dans l'exemple SICI considéré par la **Figure V-14**. Les gaz brûlés occupent ainsi une zone moins importante sur les clichés. Quoi qu'il en soit, les mesures mentionnées jusque-là dénotent d'une accélération incontestable par rapport aux vitesses constatées avant 15ms. Nous retrouvons pour celles-ci

un facteur moyen de 1,5 comme dans la **Figure V-13**. La similitude légitime notre approche, notamment vis-à-vis de la corrélation de Martz [36]. Finalement, l'accélération imputable à la modification de composition du milieu « fais » par la pré réaction semble s'approcher de 100% dans l'exemple de la **Figure V-14**.

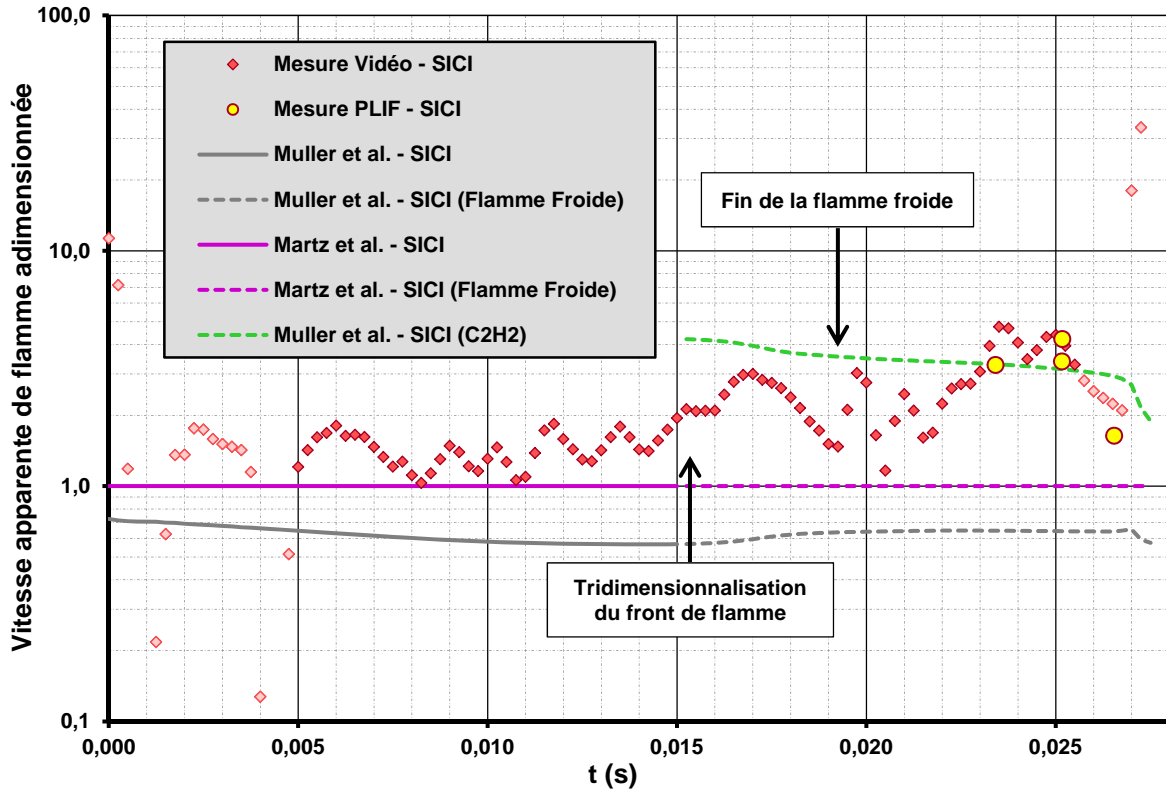


Figure V-14 : Estimations graphique et corrélées des vitesses apparentes adimensionnées lors de la combustion SICI du mélange d'isooctane/air de richesse 0,5 à une pression initiale au PMB de 1 bar - intervalle 0,25ms.

c. Synthèse

Les multiples estimations de vitesses apparentes de flamme dans la partie A-3 nous apportent deux informations. D'une part, nous vérifions que la première partie de la combustion est bien réalisée par une propagation de flamme, comme ce doit être le cas en fonctionnement SICI. Les mesures expérimentales correspondent aux corrélations de la littérature, avec un facteur reproductible, malgré nos hypothèses simplificatrices fortes. D'autre part, les résultats vont dans le sens d'une accélération lorsque la flamme se propage dans un milieu ayant pré réagi. En effet, ils vont au-delà de ce que prévoient les corrélations, quand bien même celles-ci intègrent le dégagement exothermique de la flamme froide. Ainsi, le repeuplement des gaz « frais » par des composants plus petits et plus réactifs s'ajoute à l'effet thermodynamique de la pré réaction pour faciliter la progression de la flamme. En revanche, la flamme froide coïncide avec la tridimensionnalisation du front réactif qui fausse les calculs. En multipliant les approches, nous dissocions partiellement les deux effets, et estimons globalement l'impact de la cinétique. Enfin, toutes nos conclusions sont tempérées par la non prise en compte du plissement/étirement des flammes (turbulence). Quantifier précisément l'accélération demanderait une démarche dédiée plus précise.

B. AUTOINFLAMMATION DE LA CHARGE

1. Les différentes configurations en autoinflammation pure

Dans cette partie B-1, nous abordons deux aspects de l'autoinflammation pure par compression. D'une part, nous comparons les vitesses de propagation de flamme mesurées graphiquement avec celles estimées dans la partie A-3. L'objectif est d'identifier les modes de propagation, et de préciser l'influence de la flamme froide qui est ici pleinement établie lors de l'allumage spontané. D'autre part, nous localisons les foyers à partir desquels démarre l'autoinflammation, afin de faire un parallèle avec l'aérothermie de la chambre, et comprendre comment cette dernière évolue.

a. Succession de régimes de propagation en conditions de référence

Le premier paragraphe traite des conditions dites de références (isooctane/air richesse 0,5 non dilué - TC=12,5 - pression PMB 0,7bar - température PMB ambiante - délai ~50ms).

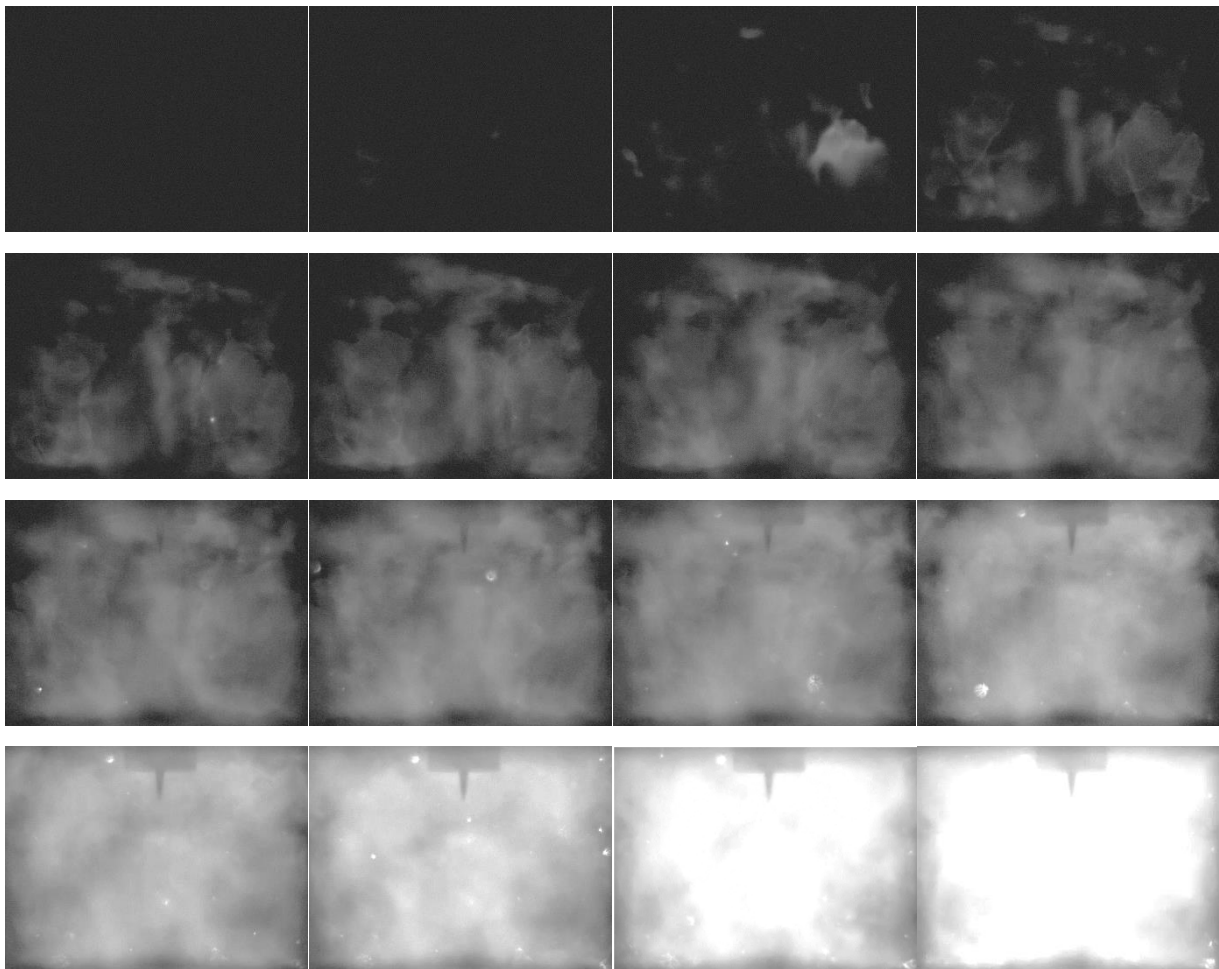


Figure V-15 : Film d'une autoinflammation pure de référence - Visualisation directe de la chimiluminescence à intervalle de 0,5ms - Mélange isooctane/air de richesse 0,5 et pression PMB 0,7bar (Conditions de référence).

Le film de la **Figure V-15** montre que la combustion démarre spontanément au niveau des deux cœurs symétriquement placés de part et d'autre de l'axe de la chambre, dans sa partie inférieure. Elle se propage très rapidement dans une courte première phase, qui correspond à la première ligne de la frise. Cette dernière est extraite d'une visualisation directe par la caméra *PHOTRON SA5* de l'autoinflammation pure, et montre le noyau de flamme constitué au quatrième cliché. La première ligne passée, la combustion se propage plus lentement mais régulièrement au reste de la chambre à partir de ce noyau.

L'avancée du front de flamme est soulignée par une variation chromatique à la **Figure V-16** après traitement de la vidéo par la routine *MATLAB*. Les noyaux d'autoinflammations spontanées ressortent par leur contour rouge encerclant les zones blanches laissées presque vierges de toute ligne de front. La détection confirme ainsi une propagation extrêmement rapide dans cette région, alors qu'elle demeure très progressive pour le reste du déroulement. Rappelons qu'aussi longtemps après le PMH (>30ms), le contenu de la chambre s'est tranquilisé - par dissipation visqueuse -, et a subi dans son ensemble l'effet de refroidissement aux parois. Il n'existe plus de zone de cœur adiabatique, mais seulement deux zones homogènes et légèrement plus chaudes résultant des cœurs des tourbillons de coin. L'amplitude du gradient thermique est de quelques dizaines de kelvins (cf. Chapitre I-B-2). Cette répartition thermique coïncide dans sa forme avec les deux régions de départ puis de propagation rapide de l'allumage spontané. Le modèle thermodynamique indique une température moyenne de 650 K, ce qui placerait la température du cœur au départ de l'autoinflammation en dessous de la zone de coefficient négatif NTC (**Figure I-8**).

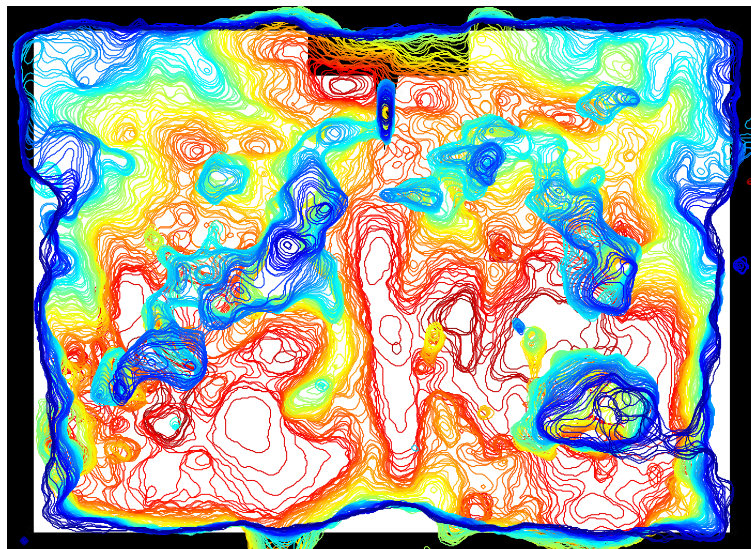


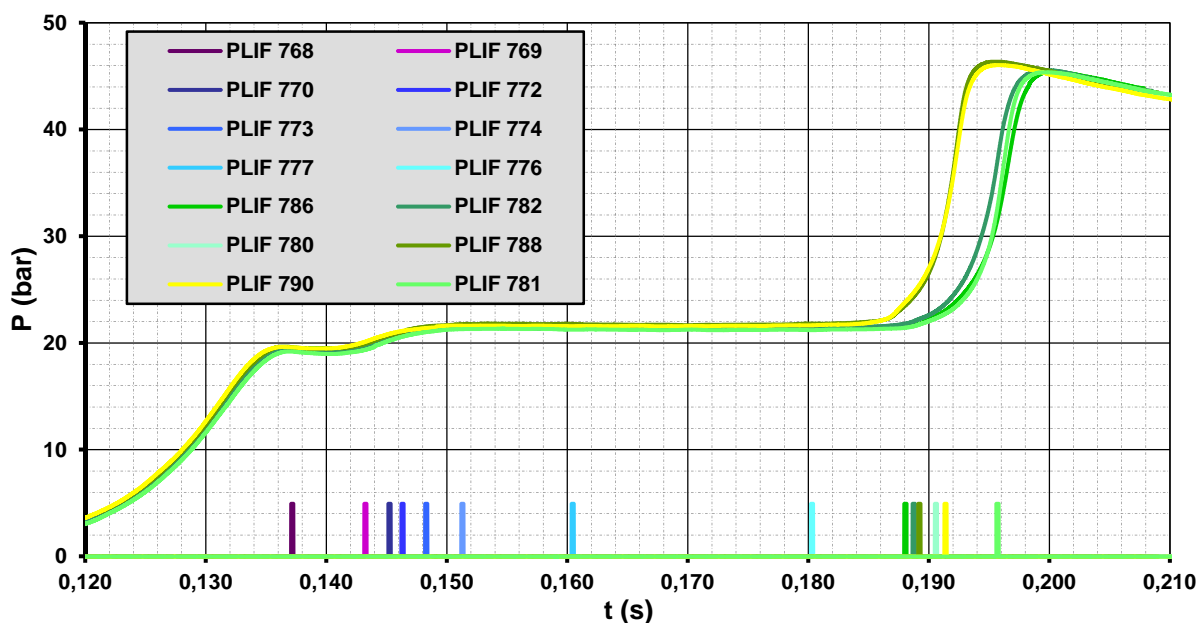
Figure V-16: Autoinflammation pure d'un mélange d'isooctane/air de richesse 0,5 à une pression PMB de 0,7bar - Détection vidéo du front de flamme à intervalle de 0,05ms.

Sur les visualisations directes, deux régimes de combustion se déplaçant de proche en proche sont pressentis. Le premier extrêmement rapide, puis le second plus classique. Dans les deux cas, la flamme se propage dans des gaz « frais » prétraités par la flamme froide. La double visualisation parallèle rapportée en **Figure V-17** confirme cette coexistence.

La formation du formaldéhyde est bien dissociée de la combustion chaude qui n'intervient que plusieurs dizaines de millisecondes plus tard. Les cinq premiers clichés - '768' '769' '770' '772' '773' - illustrent l'hétérogénéité dans la formation progressive du marqueur. Le signal de fluorescence se maintient parfaitement homogène sur les quatre images suivantes '774' à '786', de telle sorte que les premiers points de déclenchement apparaissent nettement par contraste à '782'. Immédiatement après, le noyau d'autoinflammation décrit plus haut se développe rapidement en '780'. La flamme entame ensuite sa propagation au reste de la chambre pour les derniers enregistrements - '788' '790' '781'. Les structures observées en **Figure V-17** appartiennent à des essais différents, et n'ont par conséquent pas de lien direct. Seule leur forme générale est pertinente, et les clichés s'enchaînent chronologiquement. En autoinflammation pure, les vitesses ne sont pas estimées par détection des contours de PLIF, du fait de la forte dispersion de ce genre d'essai.

Selon la même méthodologie qu'en A-3, les vitesses apparentes de flamme sont consignées en fonction du temps en **Figure V-18**. L'origine des temps est prise au déclenchement d'autoinflammation observé à la vidéo rapide. Les niveaux calculés sur la première milliseconde indiquent numériquement que les cœurs d'allumage spontané se développent selon le régime de front d'autoinflammation. Il atteint une dizaine de m/s, à comparer à la phase d'autoinflammation finale SICI de la **Figure V-11**, dans les conditions identiques d'expérience. Il était de plusieurs m/s, cependant à la **Figure V-18**, la détection de front n'est pas perturbée par la propagation de la flamme (SICI), et le pas de calcul est affiné.

Après 1ms, les vitesses chutent, et perdent un ordre de grandeur en une fraction de milliseconde. Cette rupture démontre le passage à un régime de propagation de flamme, pressenti dans les premières observations en début de paragraphe. La vitesse apparente se stabilise entre 1m/s et 2m/s, confirmant les valeurs aperçues en SICI à la **Figure V-11**, lorsque la flamme se propageait dans le milieu préréagi. Une nouvelle fois, les mesures vidéo dépassent significativement les corrélations de la littérature pour l'isooctane, en pointillés.



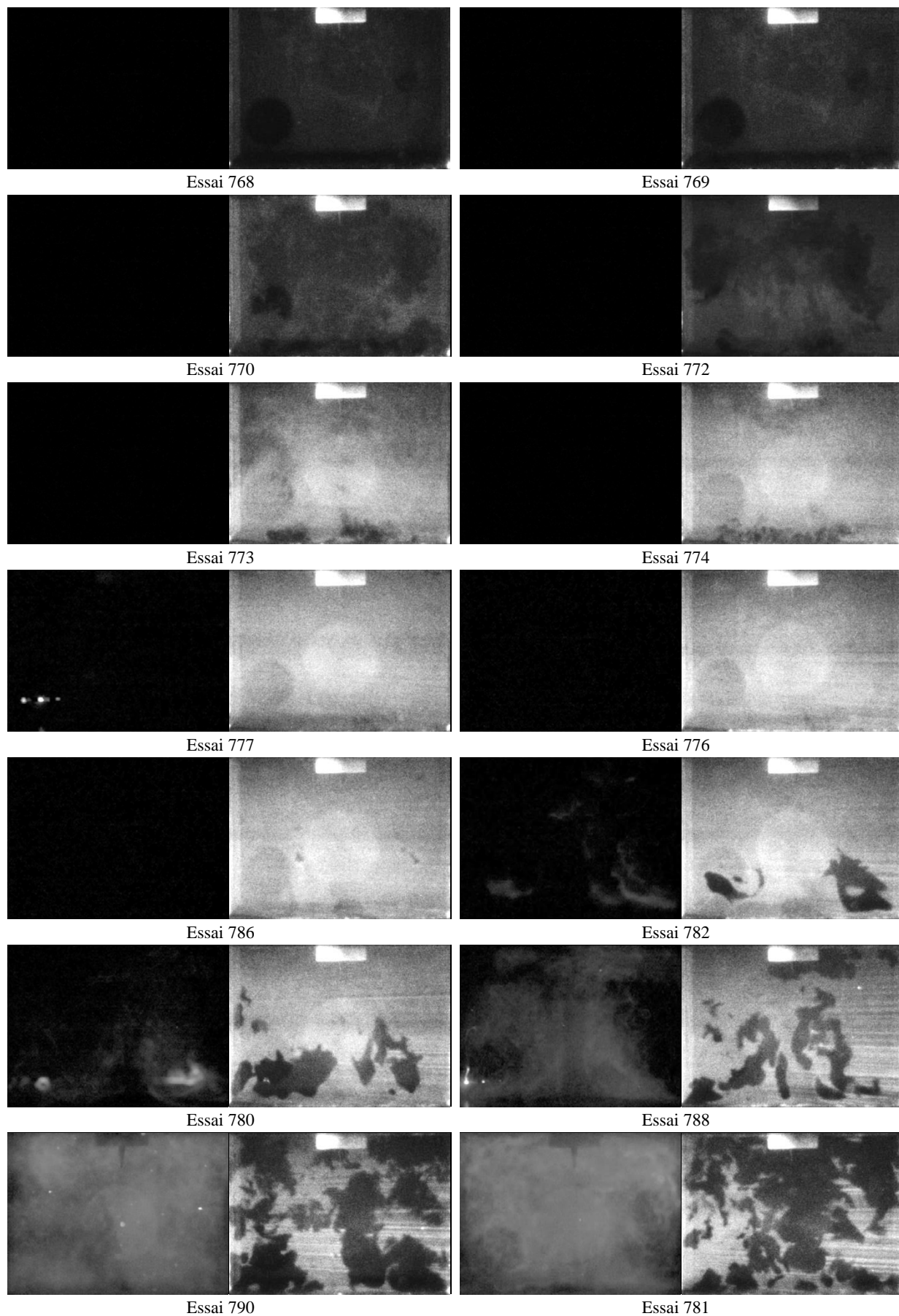


Figure V-17 : Flamme froide et flamme propagative lors d'une autoinflammation pure - Chimiluminescence et PLIF simultanées - Mélange isoctane/air de richesse 0,5 et pression PMB 0,7bar (Conditions de référence).

Pendant les premières millisecondes de l'autoinflammation pure, les mesures de vitesses ne sont pas faussées par la tridimensionnalisation du front de flamme. Les noyaux d'autoinflammation se développent seuls au centre la chambre. Cette configuration rend les valeurs calculées plus fiables qu'à la partie A-3. De plus, 40ms après le PMH, le contenu de la chambre s'est tranquilisé, et la turbulence s'est amortie. Ainsi, au déclenchement d'autoinflammation, le plissement et l'étirement de la flamme que nous avons négligés, n'interfèrent pas dans le rapport vitesse apparente/fondamentale (cf. **Équation V-20**). Par sa simplicité phénoménologique, cette autoinflammation pure montre donc que la propagation de flamme s'accélère suite à la flamme froide, alors qu'une telle interprétation prêterait à caution dans les cas SICI, plus complexes. Les mesures de la **Figure V-18** confirme que l'effet cinétique de la pré réaction sur la vitesse de flamme s'ajoute à l'effet exothermique, qui est le seul pris en compte par les corrélations.

Après 2ms, les noyaux de flamme commencent à se superposer. Le signal de chimiluminescence occupe la quasi-intégralité de la surface observée, comme cela se vérifie en fin de deuxième ligne à la **Figure V-15**. La tridimensionnalisation du front de flamme fausse progressivement les mesures vidéo, dont les valeurs chutent sur la **Figure V-18**.

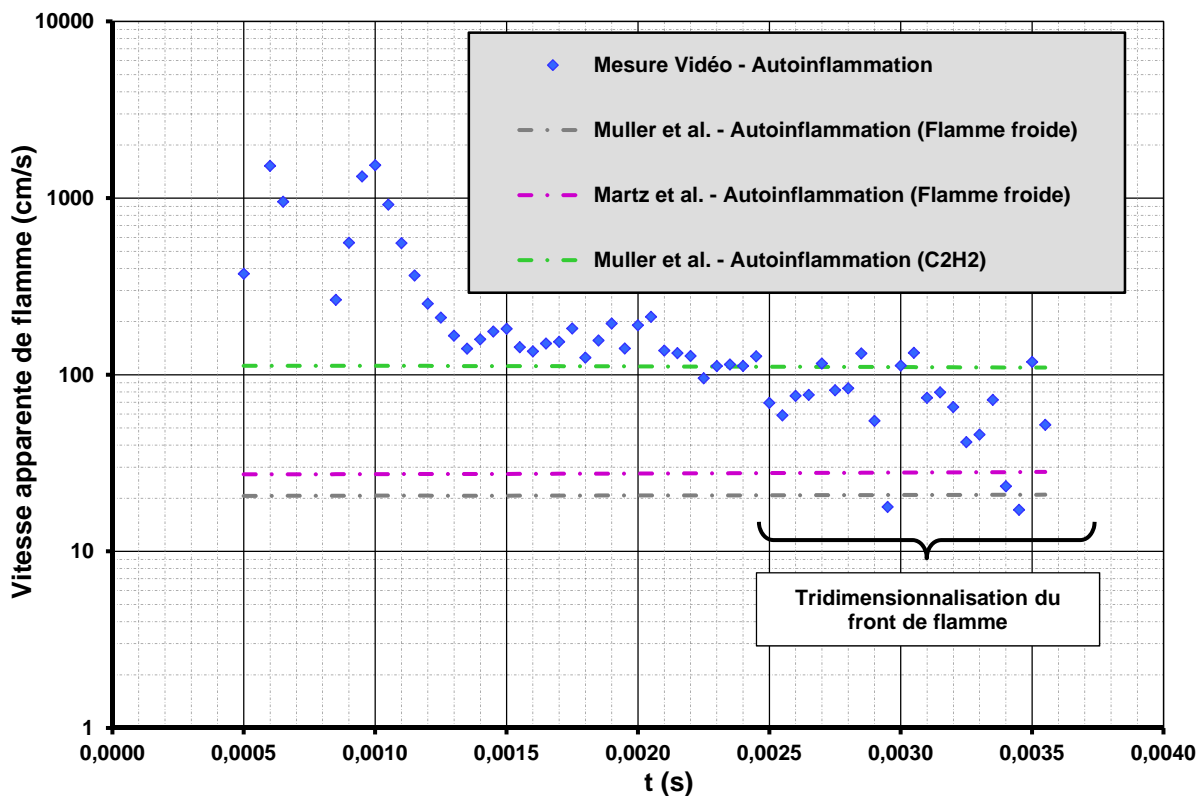


Figure V-18 : Estimations graphique et corrélées des vitesses apparentes lors de l'autoinflammation pure par compression au taux de 12,5 du mélange d'isooctane/air - richesse 0,5 - pression PMB 0,7 bar - intervalle 0,05ms.

Pour revenir aux régimes de propagations, les mesures indiquent qu'une flamme propagative prend le relais du cœur d'allumage spontané lors de la deuxième étape de l'autoinflammation pure. Ce déroulement est corrélé au champ thermique observé par Strozzini

[37], 40ms après le PMH. Les cœurs d'allumage spontané correspondent aux deux régions inférieures laissées plus chaudes par les centres des tourbillons. Elles se montrent suffisamment homogènes pour permettre un front d'autoinflammation. Cependant, leur étendue est trop limitée, et la configuration thermique des gaz restants empêche l'allumage spontané de se maintenir dans ces derniers. Un déroulement identique est observé dans le cas de l'autoinflammation pure du mélange dilué par 30% de diazote mais de contenu énergétique identique. Un cœur spontané se développe rapidement au centre de la moitié inférieure de la chambre avec une vitesse de 2,5m/s (cf. Annexe E). Il est suivi d'une flamme se propageant entre 50cm/s et 1m/s. A titre de comparaison, la vitesse apparente dépasse les 50cm/s à la **Figure V-7**, lorsque la flamme consomme les gaz modifiés par la flamme froide.

b. Front d'allumage spontané et autoinflammation en masse

Comme l'avait observé Strozzi [25], le déroulement de l'autoinflammation pure change lorsque son délai diminue, et passe sous les 20ms. Pour illustrer cette modification, la densité de la charge est augmentée par rapport au cas précédent. L'autoinflammation pure du mélange d'isooctane/air de richesse 0,5 non dilué de pression au PMB de 1bar sert d'exemple.

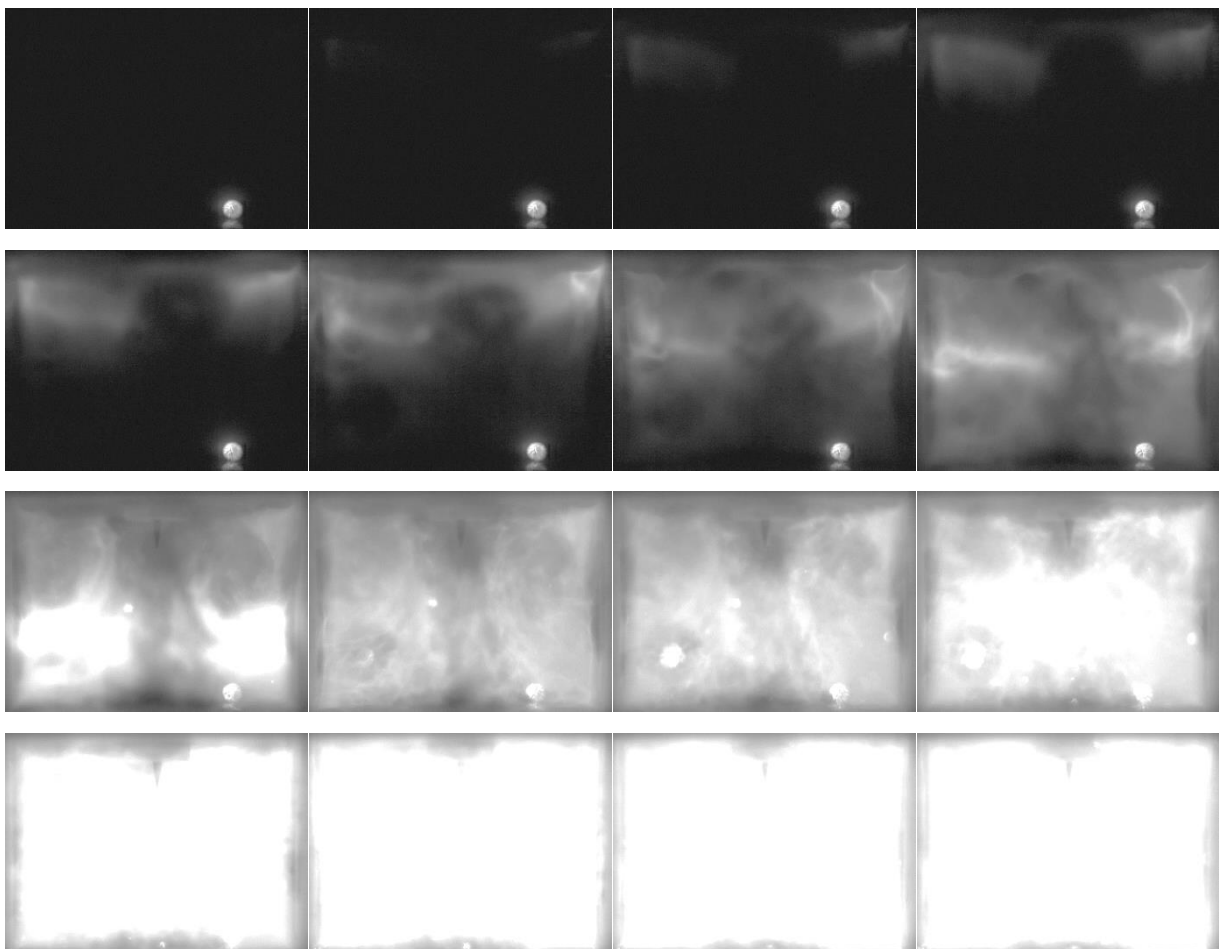


Figure V-19 : Film de l'autoinflammation pure - Visualisation directe de la chimiluminescence à intervalle de 0,1ms - Mélange isooctane/air de richesse 0,5 et pression initiale au PMB de 1bar.

Le processus est beaucoup plus bref. Afin de le détailler convenablement, il nécessite de resserrer les acquisitions sur un intervalle de $1/10000^{\text{ème}}$ sur la **Figure V-19**. L'autoinflammation démarre spontanément par les deux régions localisées dans les coins supérieurs de la chambre. Elle se propage ensuite très rapidement de proche en proche vers la bas. En descendant, un front de très forte intensité se forme au $10^{\text{ème}}$ cliché. Au $11^{\text{ème}}$ cliché, il conduit à l'allumage simultané des deux masses dans la moitié inférieure, de part et d'autre de l'axe de symétrie. La combustion se termine par la consommation du cœur de la chambre, puis des derniers gaz frais situés dans la profondeur du champ.

La **Figure V-20 (a)** représente les fronts détectés sur l'acquisition vidéo d'un essai d'autoinflammation pure, en conditions identiques. Seuls les premiers contours sont conservés à la **Figure V-20 (b)**, afin de souligner la progression de la flamme avant que n'apparaissent des superpositions après $\sim 0,7\text{ms}$. Les valeurs tirées du traitement vidéo forment la série de losanges bleus à la **Figure V-21**.

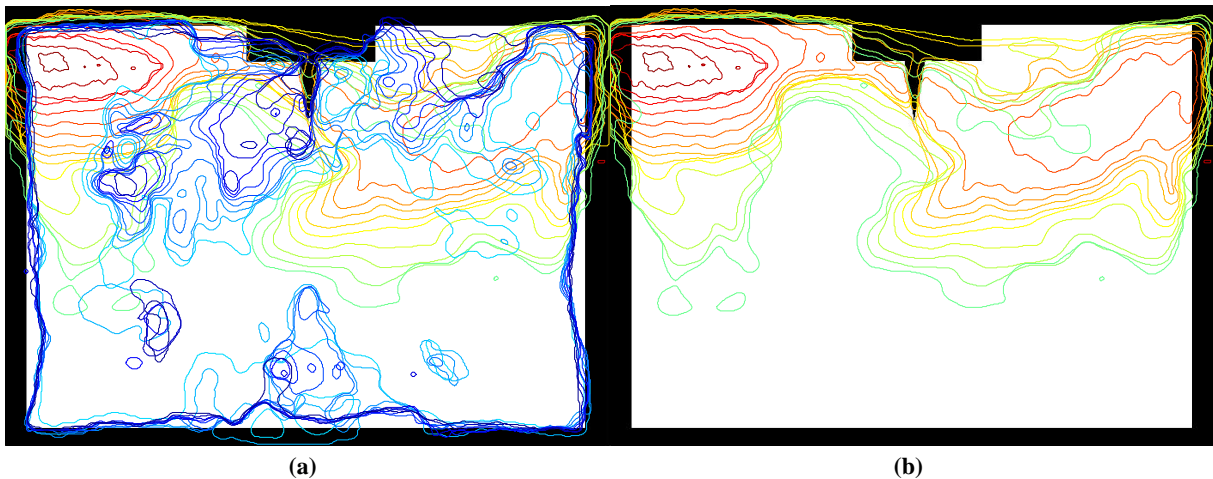


Figure V-20 : Autoinflammation pure d'un mélange d'isooctane/air de richesse 0,5 à une pression initiale de 1bar - Détection vidéo du front de flamme à intervalle de 0,05ms.

Les mesures vidéo indiquent dans un premier temps des vitesses de plusieurs dizaines de m/s. La vitesse apparente diminue ensuite régulièrement, en restant comprise entre 10m/s et 1m/s. Ce ralentissement est tempéré - comme au paragraphe précédent - par la superposition des zones de combustion dans la profondeur du champ, après 0,7ms. Le calcul sous-estime donc la réalité de la progression, mais peut être contrebalancé par une estimation rapide. En effet, entre les $10^{\text{ème}}$ et $11^{\text{ème}}$ clichés de la **Figure V-19**, tout comme entre les lignes verte et turquoise de la **Figure V-20 (a)**, la flamme semble parcourir instantanément au moins 1cm vers le bas. Avec un écart de $1/10000^{\text{ème}}$ (et même $1/20000^{\text{ème}}$ sur le film en réalité), la vitesse dépasse ainsi localement 100m/s (estimation basse). Enfin, les résultats de la **Figure V-21** font écho aux derniers points de la **Figure V-9**, proches de 10m/s. Ces derniers correspondaient à l'étape d'autoinflammation pendant la combustion SICI de la même charge

Les ordres de grandeurs obtenus indiquent que la propagation par front d'allumage spontané se maintient sur toute la durée de cette expérience. Un déroulement identique est

observé dans les cas expérimentaux où le délai d'autoinflammation reste très court, inférieur à 20ms. L'autoinflammation pure du mélange porté à 1,4bar au PMB, ainsi que celle du mélange dilué par 30% de N₂ comprimé avec un taux de 18, démarrent systématiquement dans les coins supérieurs, puis se prolongent en front spontané. La topographie d'allumage, ainsi que la succession des régimes dépend donc directement du délai d'induction associé.

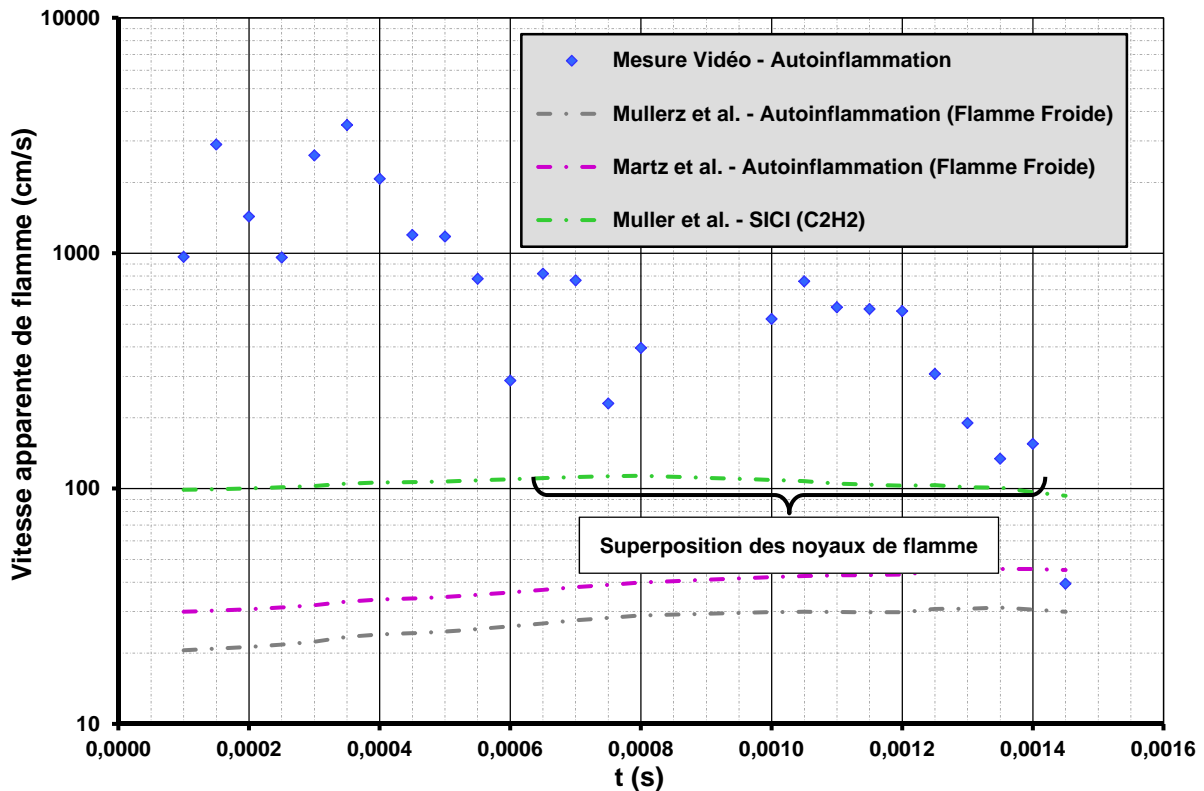


Figure V-21 : Estimations graphique et corrélées des vitesses apparentes lors de l'autoinflammation pure par compression au taux de 12,5 du mélange d'isooctane/air - richesse 0,5 - pression au PMB 1bar - intervalle 0,05ms.

Lorsque l'autoinflammation intervient rapidement, les gaz ont beaucoup moins subi le refroidissement aux parois. Des cœurs adiabatiques subsistent dans les coins supérieurs, d'où partent les allumages (cercles rouge à la **Figure V-20**). Les zones chaudes sont encore à cet instant suffisamment étendues et homogènes. Elles permettent au front d'allumage spontané de se propager vers le bas, en contournant le centre de la chambre déjà refroidi par les tourbillons de coins que le piston pousse. Les deux régions inférieures d'allumage en masse coïncident avec les cœurs d'initiation du paragraphe B-1-a. Les centres des tourbillons enferment déjà deux zones très homogènes en température, mais qui ne seraient devenues les plus chaudes que plus tard, lorsque le reste des gaz aurait cédé suffisamment d'énergie aux parois. Pour terminer, le front d'autoinflammation consomme une part importante de la charge, et comprime les gaz au centre de la chambre, qui vont à leur tour entrer rapidement en autoinflammation.

2. Passage à l'autoinflammation en combustion SICI

a. Localisation du premier allumage spontané induit

Ce paragraphe B-2-a est consacré à l'identification des zones de déclenchement d'autoinflammation en SICI. Il est intéressant de les comparer avec celles relevées en B-1, afin de constater dans quelle mesure la propagation d'une flamme viendrait se superposer au champ thermique responsable de l'autoinflammation.

La **Figure V-22** détaille à très haute cadence l'autoinflammation des gaz frais restant en fin de phase propagative (SICI). L'exemple est celui de la combustion SICI référence (isooctane/air $\phi=0,5$ $p_{PMB}=0,7\text{bar}$ $TC=12,5$), dont la chimiluminescence est capturée à 40kHz par la caméra *PHOTRON SA5*. Elle montre deux premiers foyers d'autoinflammation surgissant dans les coins supérieurs localisés par des pointillés à la 4^{ème} image - apparition progressive sur la première ligne de la frise. Les deux foyers se propagent ensuite vers le bas sous forme de front d'autoinflammation. Ils descendent - deuxième ligne de la frise - en longeant précisément les parois latérales selon les flèches. Ils conduisent à l'allumage spontané des deux régions inférieures de la chambre. L'autoinflammation de ces dernières apparaît en masse malgré la rapidité de l'acquisition. La phase d'autoinflammation se termine par la combustion du cœur de la chambre - forme pyramidale dans la moitié inférieure.

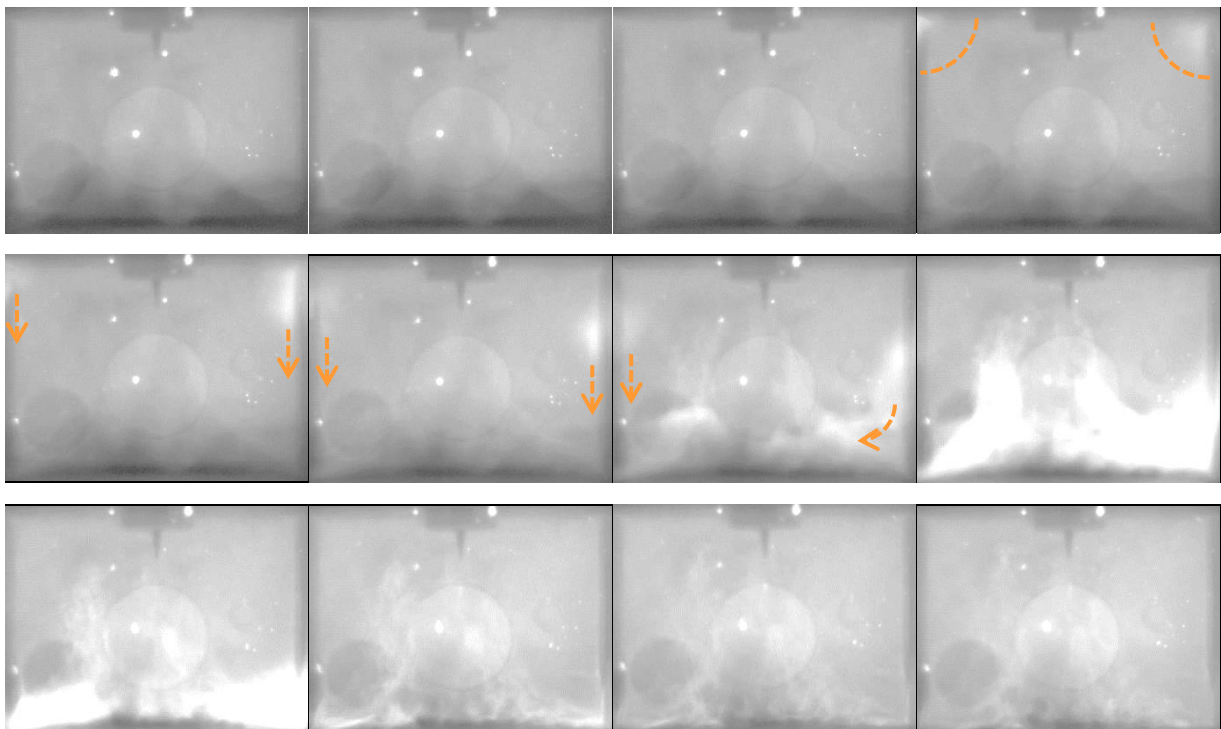


Figure V-22 : Détail de la phase d'autoinflammation en SICI - Visualisation directe de la chimiluminescence à intervalle de 0,025ms - Mélange isooctane/air de richesse 0,5 et pression au PMB 0,7bar (Conditions de référence).

Le déroulement rappelle celui vu précédemment pour l'autoinflammation pure du même mélange à une pression au PMB de 1bar. Comme à la **Figure V-19**, l'autoinflammation démarre dans les coins supérieurs, puis descend par les côtés, suivie de près par l'allumage en

masse de la partie inférieure. Ce front d'allumage spontané descendant d'environ 2cm en l'espace de 4 images, sa vitesse apparente avoisine les 200m/s. Il est également intéressant de remarquer que les deux exemples comparés ici, sont caractérisés par un délai d'autoinflammation proche, de l'ordre de 20ms.

Plus généralement, toutes les autoinflammations obtenues en SICI dans les conditions de la **Figure V-22** répondent à la même description. A l'inverse, la phase d'autoinflammation lors de la combustion SICI du mélange dilué par 30% de N₂ rappelle l'autoinflammation pure de la référence à la **Figure V-15**. Dans les deux cas, le déclenchement se fait au niveau des masses gazeuses dans la moitié inférieure. Là encore, nous remarquons que les délais sont comparables, chacun présentant une autoinflammation ~50ms après le PMH.

Une règle générale peut être extraite des différents exemples évoqués, indépendamment du mode de combustion. Qu'elle soit obtenue par un processus SICI, ou après une simple compression, l'autoinflammation débute dans les coins supérieurs, puis se propage en front vers le bas, lorsque le délai reste inférieur à 30ms. Au contraire, pour les délais plus longs, elle consomme en premier les deux masses réparties symétriquement dans la moitié inférieure de part et d'autre de l'axe de la chambre. La transition est perceptible pour certains essais SICI en conditions de référence dont le délai approche les 30ms : le front descendant disparaît progressivement pour laisser place à un allumage en masse des deux cœurs inférieurs.

Ce constat sur le déroulement de la combustion tend à confirmer la conjecture émise au sujet de l'évolution temporelle du champ aérothermique de cette MCR (cf. **Figure I-17 [37]**). De la même manière que Strozzi [25], avec pourtant un taux de compression différent et sans électrode, il existe un instant pivot à PMH+30ms en amont duquel des cœurs adiabatiques s'étendent des coins supérieurs jusqu'aux parois latérales. Après 30ms, la turbulence et les échanges aux parois détruisent ces zones. Il ne subsiste alors que deux masses homogènes chaudes abritées dans le centre des tourbillons de coin. La présence d'une flamme propagative en SICI ne semble pas supprimer cette structure générale.

b. Conditions de déclenchement de l'autoinflammation

La **Figure V-23** (cf. Chapitre IV-D) montre que le délai relatif d'autoinflammation semble directement lié à la quantité de gaz frais consommés par la flamme propagative, au moment du déclenchement d'autoinflammation. La corrélation ne dépend pas des conditions initiales ni du taux de compression, mais seulement de la manière avec laquelle la flamme progresse. Nous cherchons dans ce paragraphe à donner un appui théorique à cette constatation expérimentale. L'approche et les calculs sont détaillés en Annexe F, dans laquelle est reprise la démarche de Peters [14].

En choisissant ξ comme indicateur de l'avancée de la flamme propagative, compris entre 0 et 1, ξ_τ représente sa valeur au moment de la transition SI/CI. Le déclenchement de l'autoinflammation paraît suivre, sur notre domaine d'étude, la caractéristique affine approximée par l'**Équation V-21**. Les délais d'autoinflammation sont notés τ et τ_0 , respectivement pour le mode SICI et son autoinflammation pure associée.

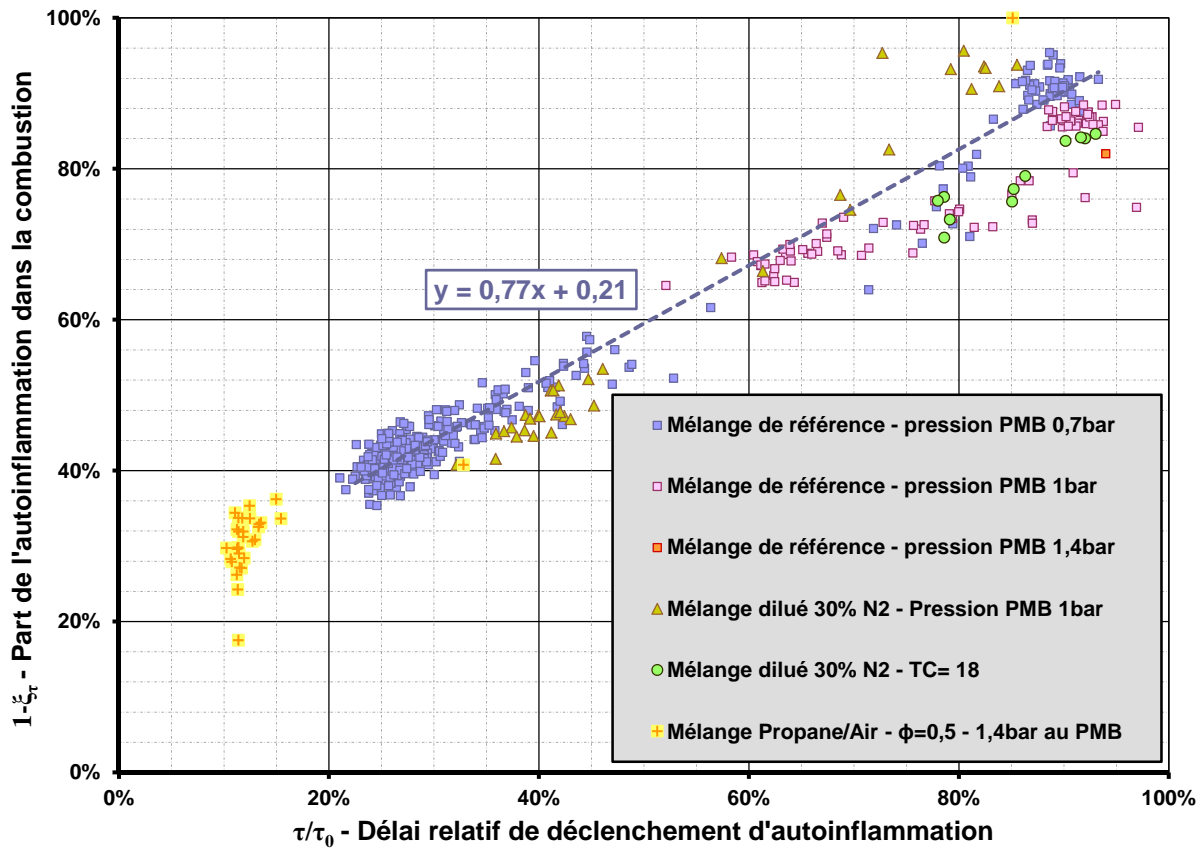


Figure V-23 : Bilan de la part d'autoinflammation en combustion SICI en fonction du délai relatif d'autoinflammation.

$$1 - \frac{\xi_\tau}{\xi_0} \approx 0,8 \frac{\tau}{\tau_0} + 0,2$$

Équation V-21

Par une modélisation de l'explosion thermique, nous montrons en Annexe F que le délai d'autoinflammation τ est atteint, lorsque l'Équation V-22 est vérifiée. Celle-ci intègre l'historique de température subie par les gaz frais, ainsi que la constante de réaction K, et le contenu énergétique Q. Par ailleurs, ce modèle quantifie l'impact de la phase de compression, entre PMB et PMH, sur l'autoinflammation. En ne considérant comme variable que la température T, le critère intégral se simplifie en l'Équation V-23, qui voit apparaître au dénominateur le délai d'autoinflammation pure τ_0 . Notre démarche rejoint la formulation que Brecq [63] utilise pour prédire le cliquetis dans un moteur à allumage commandé. Dans l'Équation V-24, l'autoallumage a lieu à l'angle de vilebrequin θ , pour lequel l'intégrale $I(\theta)$ atteint 1. L'angle (°degrés) θ_c représente de début de compression, ω le régime moteur (°/s), et τ_{ai} exprime le délai d'autoinflammation pure à p et T données. Comme dans notre modèle, il s'agit d'intégrer l'inverse du délai d'autoinflammation pure, jusqu'à atteindre l'unité. Nous imaginons donc quantifier par-là l'avancement de l'explosion thermique entre 0 et 1.

$$\int_{PMB}^{PMH} \frac{K Q E_a e^{-\frac{E_a}{R T_{ic}}}}{C_v R T^2} \cdot dt + \int_{PMH}^{\tau} \frac{K Q E_a e^{-\frac{E_a}{R T_{ic}}}}{C_v R T^2} \cdot dt = 1$$

Équation V-22

$$\frac{1}{\tau_0} \int_{PMH}^{\tau} \frac{e^{\frac{E_a}{R T_{PMH}} \left(1 - \frac{T_{PMH}}{T}\right)}}{\left(\frac{T}{T_{PMH}}\right)^2} \cdot dt = 1$$

Équation V-23

$$I(\theta) = \int_{\theta_c}^{\theta} \frac{1}{\tau_{ai}(p, T)} \frac{d\theta}{\omega}$$

Équation V-24 [63]

En fin d'Annexe F, nous revenons sur le modèle en le complétant par deux hypothèses différentes de propagation de flamme. Nous parvenons ainsi à deux expressions formelles du délai relatif τ/τ_0 en fonction de l'avancée maximale de la flamme ξ_r . Les caractéristiques en sont tracées, afin de les comparer par superposition à celle obtenue expérimentalement. Cependant, elles ne suivent pas strictement la distribution affine visible à la **Figure V-23**. Cet aspect fait l'objet d'une discussion en conclusion d'Annexe F. Le modèle utilisé pour l'activité chimique (cf. loi d'Arrhenius à l'**Équation I-1**) ne restitue pas la chimie complexe (chimie froide) de l'isooctane, et nécessiterait d'être précisé.

C. INITIATION DE LA FLAMME PROPAGATIVE

1. Visualisations des premiers fronts de flamme

Un effort est porté sur l'observation de la transition du plasma vers la flamme propagative. Dans la plupart des configurations, dont le cas SICI de référence, la continuité de la chimiluminescence entre la décharge et la combustion qu'elle déclenche ne fait aucun doute. L'étincelle semble bien initier une flamme qui va se développer pour former la phase de propagation de la SICI.

En revanche, à mesure que l'avance de la décharge augmente, cette continuité devient du plus en plus difficile à percevoir. Dans les conditions les plus défavorables, aucune zone lumineuse ne se distingue consécutivement à la décharge lorsque celle-ci est éloignée de 31ms en amont du PMH - proche du PMB. Dans de tels cas, la flamme ne redevient faiblement visible que plus tard dans la compression. La fenêtre de vide peut être réduite en augmentant la sensibilité du dispositif d'acquisition. La **Figure V-24** montre comment, avec la *PHOTRON SA5*, la flamme disparaît pendant 16ms entre le 3^{ème} et le 5^{ème} cliché. Le temps d'exposition de $1/10000^{\text{ème}}$ permet à une faible lueur ponctuelle de refaire surface au 6^{ème} en haut de la chambre. Elle se développe par la suite au voisinage de la culasse.

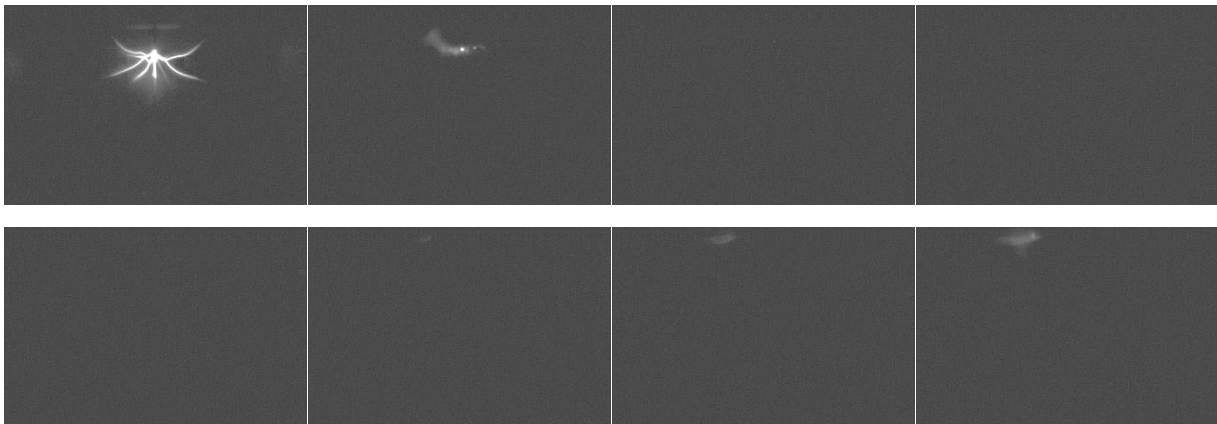


Figure V-24 : Détail de l'initiation de la phase propagative en SICI - Visualisation directe de la chimiluminescence à intervalle de 4ms et obturation de $1/10000^{\text{ème}}$ - Mélange isoocane/air de richesse 0,5 et pression au PMB 0,7bar.

Pour la **Figure V-24**, l'utilisation de l'intensificateur Hamamatsu sur la *PHOTRON RS3000* rétablit la continuité du signal de chimiluminescence dans le cas de la combustion SICI de propane/air déclenchée en pied de compression. Le film indique que l'empreinte réactive laissée par la décharge survit. Tout juste détectée à la 3^{ème} image, elle entretient la continuité visuelle directement entre le traitement du mélange par la décharge - dans les conditions standards de température et de pression - et le front flamme qui va plus loin induire l'autoinflammation par compression.

La sensibilité accrue de la *PHOTRON SA5* - 4 fois celle de la *PHOTRON RS3000* - supprime dans les mêmes proportions la rupture dans l'existence de la zone lumineuse. La continuité ressort clairement à la **Figure V-25** dans nos conditions de références avec

l'isooctane allumé au PMB. Il faut noter que les contrastes sont favorisés par la dégénérescence de la décharge RF en arc entravé, ce qui concentre le signal lumineux mais n'affecte en rien la nature de l'effet SICI observé.

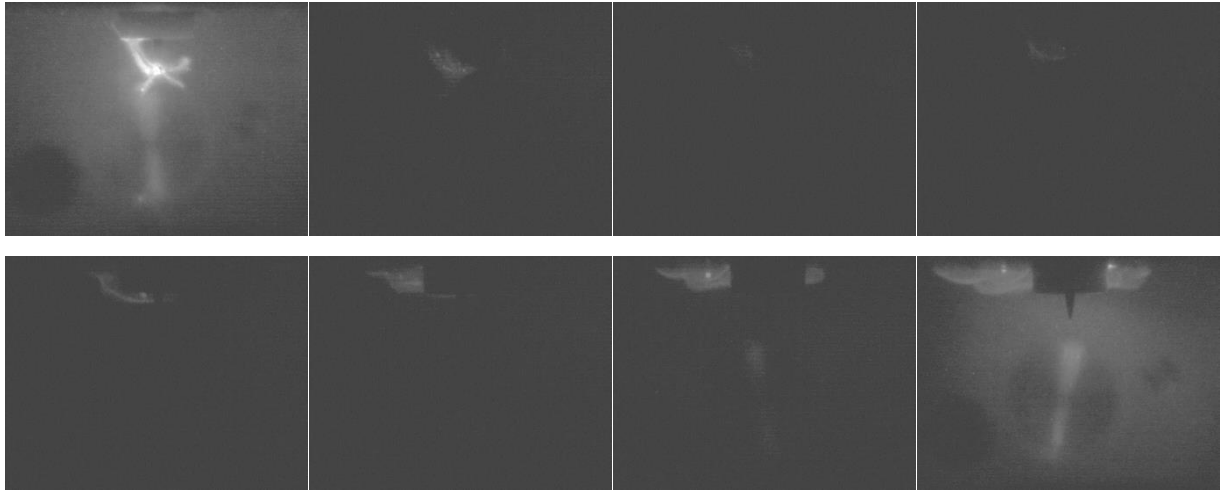


Figure V-25 : Détail de l'initiation de la phase propagative en SICI - Visualisation intensifiée de la chimiluminescence à intervalle de 6ms - Mélange propane/air de richesse 0,5 et pression au PMB 1,4bar.

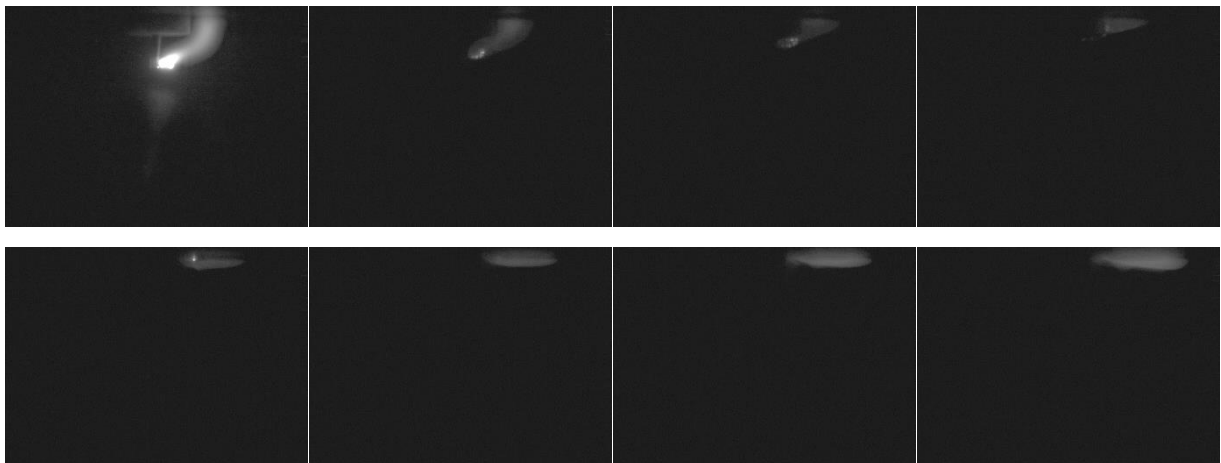


Figure V-26 : Détail de l'initiation de la phase propagative en SICI par un arc entravé en pied de compression - Visualisation directe de la chimiluminescence à intervalle de 4ms et obturation de 1/5000^{ème} - Mélange isooctane/air de richesse 0,5 et pression au PMB 0,7bar.

De manière générale, les visualisations directes de sensibilité améliorée procurent une tendance unanime selon laquelle l'empreinte chimiluminescente laissée par la décharge et l'étape de propagation (SICI) ne font qu'une. Dans les expériences où la flamme semble ressurgir proche de la bougie après un laps de temps variable, on suppose que les rayonnements réactifs sont trop peu intenses, relativement aux moyens d'acquisition employés, pour être perçus. La durée de la fenêtre d'invisibilité est directement liée à la sensibilité des caméras. A l'inverse, au cours des expériences où malgré l'intensificateur les branches du plasma ne semblent laisser aucune trace lumineuse, aucun effet SICI ne se manifeste ensuite, et l'autoinflammation demeure pure. Notre interprétation va alors plus loin

: l'existence d'un halo lumineux consécutif à l'assistance par le plasma semble la condition nécessaire - et suffisante - à un enchaînement SICI. Dans ce contexte, toutes les observations se ramènent à un phénomène identique. Il pose le premier jalon d'une vision qui assimilerait le déclenchement de la combustion SICI à un problème d'allumage.

2. Limites d'inflammabilité

Au précédent chapitre, la **Figure IV-11** a montré que le seuil énergétique à partir duquel la décharge électrique initie un processus SICI évolue en exponentiel négatif de la densité des gaz dans lesquels elle est déclenchée. En d'autres termes, l'efficacité du plasma est suspectée être intimement liée à la limite d'inflammabilité du milieu. Consolider cette impression passe par le calcul de l'énergie théorique minimale nécessaire au maintien d'une flamme. Pour cela, une sphère idéale de gaz brûlés est imaginée. Afin que ce noyau de flamme survive et soit suivi d'un front de flamme, on considère que son rayon doit être au moins égal à l'épaisseur de flamme δ . Cette dernière fait l'objet, au même titre que la vitesse fondamentale, de la corrélation de Martz [64]. Son expression à l'**Équation V-25** se base sur la longueur caractéristique de flamme l_F et sur les conditions thermodynamiques des gaz frais estimées par le modèle à deux zones.

$$\delta = \frac{T_{gb} - T_{gf}}{T^\circ - T_{gf}} l_F$$

$$l_F = \frac{\left(\lambda/C_p\right)\Big|_{T^\circ}}{\rho_{gf} s_L} \quad \text{avec} \quad \frac{\lambda}{C_p} = 2,58 \cdot 10^{-5} \left(\frac{T}{298}\right)^{0,7}$$

Équation V-25 [64]

A partir du volume nécessaire de gaz brûlés, et donc de la quantité de matière brûlée n_{gb} , un seuil minimal va pouvoir être corrélé. Il correspond à la différence d'énergie permettant de passer de $U_{gf}(T_{gf})$ à $U_{gb}(T_{gb})$ dans la sphère de diamètre 2δ . Les deux termes d'énergie interne sont connus numériquement pour toutes les conditions rencontrées au travers des calculs déjà effectués avec le modèle thermodynamique. L'évolution du niveau minimal d'initiation d'une flamme est matérialisée en fonction de la densité des gaz frais par une ligne continue à la **Figure V-27**. En abscisse, la densité des gaz dans lesquels est déclenchée la décharge est représentée en échelle logarithmique. Il faut bien cependant rappeler que la gamme de densité exprimée ici reste l'œuvre d'une seule et même compression. Notamment, l'effet de la température n'est pas visible dans cette représentation.

En ordonnées, les énergies d'initiation sont représentées également avec une échelle logarithmique, pour couvrir les ordres de grandeurs traversés. Les seuils expérimentaux d'apparition de l'autoinflammation pure sont extraits des essais SICI en conditions initiales de référence. Ils sont symbolisés par les carrés rouges, et dépassent d'un ordre de grandeur la théorie tout en suivant le comportement. Cet écart demeure cohérent, sachant que l'énergie

corrélée grâce à Martz [64] correspond à une vision optimale du noyau de flamme idéalisé. En effet, le modèle exclut l'aérodynamique interne et les pertes thermiques susceptibles de déstabiliser puis d'écrouler la structure réactive. L'écart est en plus creusé par la forme ramifiée de nos décharges, qui s'éloigne d'autant de la sphère, plus économe en énergie. D'après notre raisonnement, seuls les tronçons des branches (cylindriques) de la décharge dont le diamètre excède 2δ se développeraient en flamme viable. Enfin, les valeurs expérimentales de la **Figure V-27** correspondent aux seuils énergétiques à partir desquels nous sommes certains d'avoir un effet. Des noyaux de flamme plus faibles peuvent mener à une autoinflammation SICI, et ainsi se rapprocher graphiquement de la ligne continue théorique. Cependant, leur effet - symbolisé par la vignette dégradée verte - reste aléatoire, puisqu'ils demeurent très sensibles aux déstabilisations évoquées plus haut. Nous supposons que la probabilité pour un noyau de flamme de conduire à une combustion SICI, ne devient significative que proche de la caractéristique rouge. Par prolongement de cette dernière, une valeur de $\sim 10\text{mJ}$ est interpolée pour 250mol/m^3 . Elle demeure ainsi cohérente avec le niveau énergétique que nous anticipions pour l'avance d'allumage de 7ms, au Chapitre IV-A-3, par projection aux **Figure IV-9** et **Figure IV-10**.

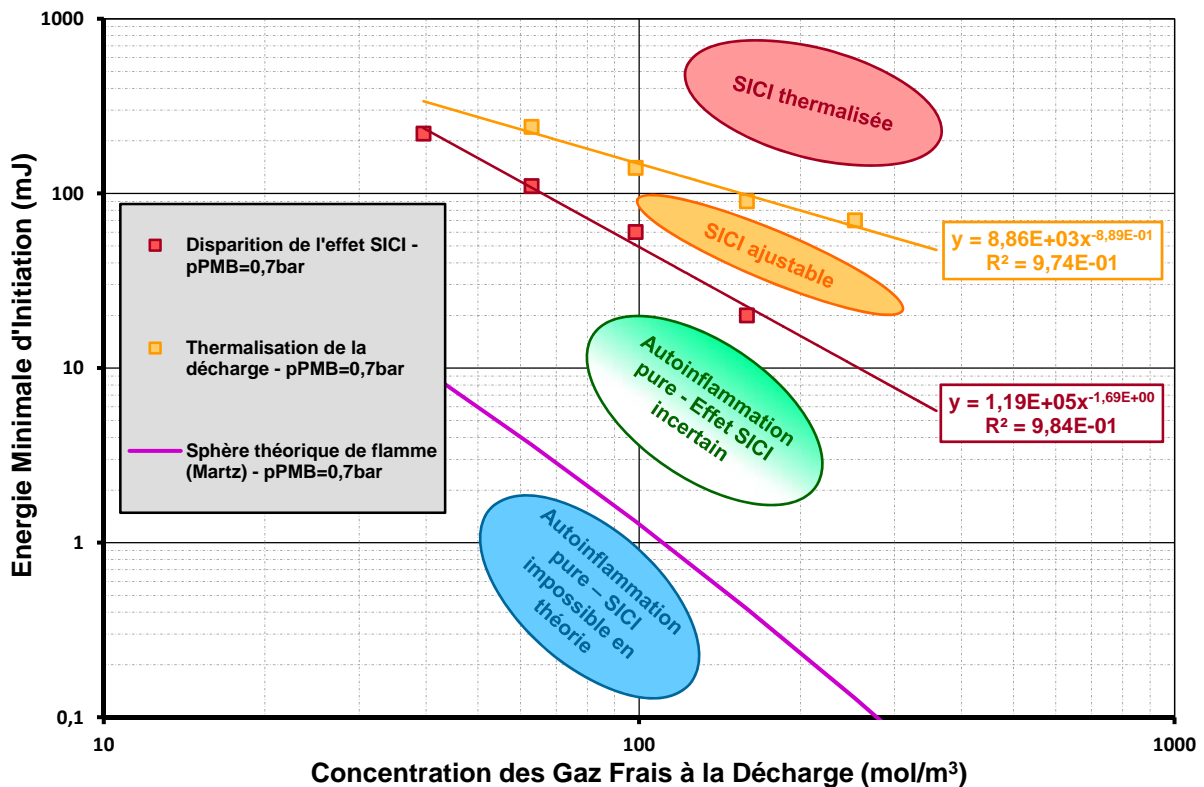


Figure V-27 : Corrélation théorique et estimation expérimentale des seuils énergétique d'inflammabilité en fonction de la densité de la charge - Allumage SICI dans les conditions de référence.

Toujours sur la **Figure V-27**, la série de carrés orange marque le seuil de thermalisation des décharges. Pour des énergies supérieures à la caractéristique de la même couleur, l'effet SICI converge, comme le rappelle la vignette rouge. Entre le seuil d'apparition de

l'autoinflammation pure et le seuil de saturation, l'expérimentateur dispose d'une plage où l'effet SICI reste sensible à la quantité d'énergie déposée. La vignette orange désigne ainsi un domaine relativement étroit qui tend à s'ouvrir vers les hautes densités de charge. Plus globalement, les données de la **Figure V-27** délimitent donc des domaines de fonctionnement du plasma qui s'empilent les uns au-dessus des autres.

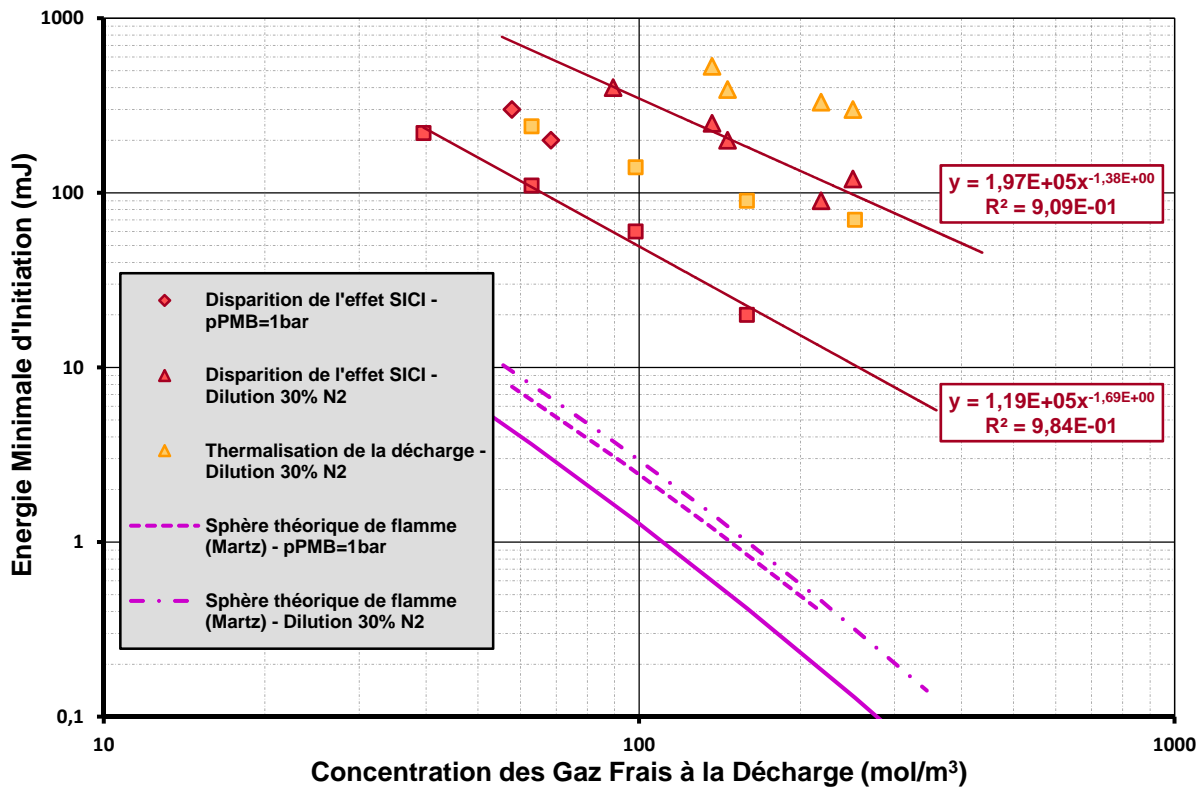


Figure V-28 : Corrélation théorique et estimation expérimentale des seuils énergétique d'inflammabilité en fonction de la densité de la charge - Autoinflammation SICI du mélange de référence à une pression PMB de 0,7bar et 1bar, puis dilué par 30% de N₂.

La **Figure V-28** élargit l'approche précédente aux autres conditions expérimentales. Nous y ajoutons les cas où la pression initiale au PMB est poussée à 1bar, puis où la charge est diluée à 30% par le diazote (EGR). Les niveaux d'énergie corrélée, représentés en pointillés, conservent un comportement identique vis-à-vis de la densité, mais sont multipliés par un facteur d'environ 2. Les seuils expérimentaux extraits des **Figure IV-14**, **Figure IV-19**, et **Figure IV-22** confortent les premières observations. Ainsi, les deux losanges représentant l'augmentation de densité de la charge - $p_{PMH}=1bar$ - suivent une tendance conforme aux premiers carrés. Le surplus énergétique porté par les losanges par rapport aux carrés reproduit l'écart théorique constaté un ordre de grandeur plus bas, entre ligne continue et pointillés. Le cas du mélange dilué par N₂ est plus délicat à interpréter, puisque la température de gaz brûlés corrélée par Martz [64] n'intègre pas l'ajout d'un inerte. Le niveau théorique d'inflammation associé paraît donc sous-estimé. Malgré cela, les énergies minimales expérimentales (triangles) respectent une pente décroissante identique : quasiment 2 décades d'énergie perdues par décade de densité. D'autre part, elles tendent à montrer que la dilution ainsi

réalisée ajoute un ordre de grandeur supplémentaire à l'énergie exigée pour initier une flamme. Comme pour la **Figure V-27**, l'effet SICI existe dans l'intervalle énergétique compris entre les lignes théoriques et les points expérimentaux. Cependant il demeure aléatoire, l'énergie déposée étant inférieure au seuil de "certitude". La **Figure V-28** se voit également ajoutée les seuils de thermalisation des décharges dans le cas de dilution par N_2 . Les triangles orange correspondants tendent à reproduire le comportement de saturation SICI observé dans les conditions de référence. A l'image des seuils de disparition d'effet SICI (en rouge), ils sont translatés d'un ordre de grandeur supplémentaire par rapport aux carrés orange.

De manière générale, la mise en perspective des seuils expérimentaux d'efficacité SICI avec les énergies minimales des noyaux de flammes incite à penser que l'assistance par plasma se résume à un problème d'allumage. L'effet SICI est déterminé à l'initiation de la phase de propagation de flamme. La décharge électrique doit y parvenir à allumer le mélange malgré des conditions notamment de température et de dilution très défavorables. La difficulté à allumer, et par corolaire l'énergie à fournir, globalement diminuent toujours avec l'exponentiel inverse de la densité des gaz frais, le long de leur phase de compression. En revanche, l'incidence de la modification des caractéristiques du mélange est difficile à quantifier, et demanderait de nombreux points de mesure supplémentaires.

L'important écart entre le seuil théorique et le seuil réel d'énergie incite à s'intéresser à la densité d'énergie déposée dans les gaz. En effet, la décharge tend à répartir son énergie sur un volume bien supérieur à celui de la sphère théorique minimale. En conséquence, une partie de filaments ne laisse aucune flamme derrière elle. Auzas [56] a montré que le noyau de combustion s'arrête à une certaine abscisse curviligne des branches du plasma, directement liée au niveau local de la puissance (cf. Chapitre I-C-3). Nous observons un phénomène similaire avec les visualisations rapides, car les plus petites ramifications ne laissent pas d'empreintes de combustion. Enfin, l'écart entre la théorie et l'expérience semble se réduire à faible densité. Deux facteurs peuvent expliquer ce rapprochement. D'une part, la faible densité reflète une forte avance d'allumage, qui implique donc un écoulement tranquilisé dans lequel se développe la décharge. Le noyau de flamme subit beaucoup moins la turbulence des gaz que s'il avait été créé plus proche du PMH. D'autre part, la décharge est beaucoup plus ample à faible densité. A haute densité, la décharge se contracte et génère un noyau de flamme plus limité dans l'espace.

D. BILAN DU CHAPITRE

Grâce à différents diagnostics, nous avons étudié la propagation de la flamme inhérente au mode SICI. Outre sa forme particulière influencée par l'aérodynamique interne à la MCR, nous avons surtout pu vérifier qu'il s'agit bien d'une flamme propagative dont la vitesse apparente reste en accord avec la littérature dans les conditions rencontrées. Nous avons en parallèle développé un modèle thermodynamique à deux zones rendant compte des évolutions séparées dans les gaz frais et les gaz brûlés. La flamme froide, dont la formation et les caractéristiques font l'objet de visualisations détaillées par l'intermédiaire du formaldéhyde, semble perturber la coïncidence entre l'expérience et la théorie. Plusieurs approches convergent pour montrer que lorsqu'elle consomme des « gaz frais » ayant prééagit, la flamme accélère au-delà du simple effet d'augmentation de température. Cette interprétation manque de preuves indiscutables, car l'accélération apparente coïncide avec la tridimensionnalisation du front réactif. Une analyse plus fine permet de commencer à séparer les deux phénomènes.

En autoinflammation pure, nous retrouvons cette accélération, avec des valeurs comparables, durant les phases où les phénomènes de diffusion l'emportent sur le gradient thermique. Ces cas étayent l'impact cinétique de la flamme froide aperçu en SICI. En effet, leur visualisation, dont découlent les estimations de vitesse, ne souffre pas de la tridimensionnalisation. Selon la prépondérance du gradient thermique sur la diffusion, un front réactif se propageant sur une flamme froide peut succéder à un front d'allumage spontané beaucoup plus rapide. En plus du régime, la répartition thermique décide de l'endroit d'où démarre l'autoinflammation. Nous retrouvons à ce sujet une valeur pivot aux environs de PMH+30ms autour de laquelle s'articulent deux types de configuration adoptée par l'autoinflammation pure. De plus, un critère sur l'historique de température des gaz frais a été établi quant au basculement vers l'étape d'autoinflammation en SICI. Cette approche simplifiée basée sur la théorie de l'explosion thermique identifie formellement l'homothétie qui a été mesurée expérimentalement entre la propagation de la flamme et le délai relatif de déclenchement d'autoinflammation.

Pour finir, nous nous sommes attachés à comprendre l'initiation de la flamme indispensable au fonctionnement SICI. Dans cette perspective, nous avons rapproché les niveaux énergétiques mesurés de déclenchement du phénomène, avec le problème des limites d'inflammabilité théoriques en conditions très défavorables.

CONCLUSION

Synthèse générale

Les contraintes environnementales et économiques toujours plus grandes qui pèsent sur l'utilisation des hydrocarbures obligent à envisager des modes alternatifs de combustion à la fois pauvre, diluée, à basses températures, mais à forte densité. Cependant de telles caractéristiques rendent la combustion instable et/ou incomplète, et surtout trop lente pour des applications moteur. Afin de gérer ces problématiques, des plasmas - notamment hors équilibre - peuvent assister la combustion. Dans cette perspective, nous étudions l'autoinflammation par compression dans une MCR assistée d'une décharge électrique ramifiée RadioFréquence d'origine Renault.

Le phénomène obtenu est identifié comme une combustion SICI. En effet, via une très grande sensibilité à la chimiluminescence, la visualisation rapide montre une flamme existant sans discontinuité entre l'initiation par l'allumeur et l'autoinflammation finale. L'ensemble des mesures ultérieures prouve par ailleurs que la propagation de la flamme commande de manière déterministe le déclenchement d'autoinflammation.

A partir de cette constatation, nous dégagons un cadre de travail et une approche qui permet de quantifier le phénomène SICI. Notamment, le délai d'autoinflammation est à chaque fois exprimé relativement au délai d'autoinflammation pure - sans assistance - idoine. L'évolution de ce dernier est estimée semi-empiriquement, par une modélisation simple du réchauffement du dispositif expérimental, auquel le phénomène est extrêmement sensible.

Les résultats amenés par cette étude se divisent en deux catégories, la description du contrôle par plasma d'une part, et la caractérisation des phénomènes de combustion d'autre part. En ce qui concerne la première, nous percevons la combustion SICI comme un phénomène quasi binaire. L'usage d'un plasma réduit soit significativement le délai d'autoinflammation, soit n'a aucun effet lorsque l'énergie transmise par l'allumeur est trop faible. Dans le premier cas, la plage énergétique de contrôle est réduite par la saturation de l'effet SICI pour de fortes énergies déposées. Nous expliquons la convergence du phénomène - malgré l'augmentation de l'énergie reçue - par la thermalisation du plasma déjà constaté dans de précédentes études. Le plasma perd alors son aspect électronique hors-équilibre au profit de son côté thermique, en surchauffant les gaz comme ce peut être le cas pour un arc conventionnel. Dans ce sens, nous retrouvons des résultats SICI similaires avec un arc, en considérant l'énergie effectivement transmise au gaz, c'est-à-dire en appliquant un rendement très faible en comparaison de celui qui caractérise la décharge ramifiée RF. Quel que soit la méthode, nous pressentons que l'initiation de la phase propagative est assimilable à un problème d'allumage. En effet, le seuil d'énergie au-dessus duquel le plasma assiste effectivement l'autoinflammation, s'élève alors que l'on en avance le déclenchement en amont du PMH. L'évolution des seuils mesurés expérimentalement suit le comportement des sphères théoriques minimales de flamme, et la visualisation rapide confirme que la survie du noyau initial est la condition indispensable de fonctionnement. Un ordre de grandeur sépare les énergies minimales théoriques des énergies qui garantissent en pratique une combustion SICI, en raison des conditions extrêmement défavorables de dilution et température dans lesquelles démarre la flamme.

Enfin, l'ensemble des points de mesure répond pour les différentes conditions expérimentales à une caractéristique affine unique, qui relie la part consommée par la propagation de flamme au délai relatif d'autoinflammation. Cette correspondance met en avant le principe fondamental SICI qui veut que la propagation d'une flamme commande l'autoinflammation finale par la compression qu'elle induit. Elle nous indique surtout qu'il reste possible de créer de manière continue des points intermédiaires de fonctionnement entre l'autoinflammation pure et l'allumage commandé pur. Cependant, les caractéristiques d'assistance, de dilution (bruit), de richesse, de délai, etc. restent indissociables. Toute mise en place d'une stratégie de contrôle de la combustion devra prendre en compte simultanément l'ensemble de ces paramètres liés. De plus, nous nous sommes penchés sur une approche numérique pour décrire formellement le déclenchement d'autoinflammation. Elle intègre l'historique des conditions thermodynamiques fluctuantes des gaz frais pour en prédire l'explosion thermique synonyme d'allumage spontané.

D'autre part, cette thèse confirme le lien étroit qui lie l'autoinflammation au champ aérothermique. L'autoinflammation démarre ainsi toujours dans les régions supposées les plus chaudes, et son mode de propagation est un reflet direct du gradient thermique décrit dans de précédents travaux pour cette MCR, et ce malgré l'utilisation d'un carburant avec une chimie froide. Avant d'accéder à l'autoinflammation, nous mettons en avant une interaction entre la flamme propagative et la flamme froide. La vitesse apparente de la première semble augmenter significativement lorsque les gaz « frais » ont pré-réagi sous l'effet de la seconde. Plusieurs approches basées sur des acquisitions vidéo convergent en ce sens. L'une d'elles utilise la double visualisation en parallèle mise en place autour de la MCR, en capturant simultanément une image de PLIF formaldéhyde et une vidéo rapide de chimiluminescence. En complément, nous avons implémenté un modèle thermodynamique 0D à deux zones donnant accès aux conditions des gaz frais et brûlés. Cette approche semble particulièrement adaptée à la description de l'autoinflammation SICI.

Ouverture et perspectives

Il serait intéressant de compléter l'exploration phénoménologique pour confirmer les tendances dans les cas abordés brièvement et en élargir le champ des conditions par d'autres mélanges, d'autres carburants, d'autres aérodynamiques internes... Dans la même perspective, il devrait être possible de surpasser le seuil de convergence de l'effet SICI en multipliant les décharges courtes avec l'allumeur RF. En effet, plusieurs décharges ramifiées dont le dépôt d'énergie s'arrêterait avant la thermalisation des filaments, créeraient autant de noyaux de flamme à condition que chacun soit bien convecté par l'écoulement interne. La quantité de gaz brûlés dépasserait de cette manière le volume maximum d'une décharge unique, et l'autoinflammation par compression induite n'en serait que plus rapide. Les décharges doubles que nous avons essayées n'apportaient aucun bénéfice, car nous ne les avons pas couplées avec une aérodynamique efficace. La deuxième décharge reprenait le réchauffement des filaments là où il venait de le laisser.

Un point important porte sur la vérification de l'influence de la pré-réaction sur la propagation de la flamme. Idéalement, une étude avec un protocole expérimental dédié à ce

problème confirmerait l'hypothèse d'accélération. Par exemple, il serait possible de déclencher un allumage tardif après le passage de la flamme froide. La flamme qui en résulterait serait quasi-sphérique, et s'affranchirait d'une turbulence sur le point de disparaître. Les estimations de vitesse par visualisation n'en seraient que plus précises.

Il serait possible de vérifier la forme de l'aérodynamique interne par des mesures de PIV rapides. Cependant, des calculs de CFD nous renseigneraient davantage sur l'écoulement, d'autant plus qu'ils pourraient être couplés à un calcul de combustion. Par la modélisation de la cinétique chimique, nous estimerions les vitesses de flamme, et ceux en intégrant la chimie froide. L'interaction de la propagation de flamme avec la pré réaction serait quantifiée. De plus, une telle approche anticiperait localement l'emballement thermique. Pour chaque poche de gaz frais, elle intègrerait l'historique des températures, tout en considérant l'évolution thermique de la chimie (NTC, PTC), afin de prédire le déclenchement puis le déroulement de l'autoinflammation.

Enfin, l'exploration phénoménologique devrait définir de manière plus exhaustive les limites énergétiques d'inflammabilité et de fonctionnement SICI. La problématique réside dans les mécanismes qui maintiennent ou écroulent le noyau de flamme. La difficulté à démarrer une flamme de propagation dans un milieu très pauvre est à rapprocher des problèmes d'allumage commandé rencontrés en injection directe essence, qui ne serait alors qu'un cas très particulier de ce que nous avons pu observer. In fine, cela pose la question de ce qu'est réellement « l'allumage », entre la génération d'intermédiaires chimiques qui vont après un temps d'induction mener à une flamme, et la création brutale de gaz brûlés chauds à partir desquels va ensuite se propager la même flamme, avec toutes les nuances qui peuvent exister entre les deux. Il semblerait que la différence soit surtout sémantique selon la vitesse et la localisation du processus.

ANNEXES

A. POINTS DE MAINTENANCE SUR LA MCR

Les contraintes imposées au niveau de la machine ne sont pas sans conséquence sur les modalités de son entretien. A chaque tir, l'inertie des pièces met à rude épreuve les matériaux. Il faut donc porter une attention particulière aux serrages ainsi qu'à l'alignement des organes mobiles présents sur le trajet de la came qui rappelés va être projetée à 12m/s.



Figure 1 : Représentation du piston de la MCR.

D'autre part, si la forme carrée du piston facilite la visualisation, il en va autrement de l'étanchéité de la chambre. Contrairement au piston rond, les contraintes et les fuites se répartissent inégalement, en se concentrant autour des angles. Pour y remédier, un ensemble de segments et de joints entourent le corps du piston : s'y trouvent deux carrés en téflon pour faciliter le glissement remplissant le rôle de segments, tandis que deux joints toriques en VITON assurent l'étanchéité. Ces joints toriques s'usent au fil des tirs, et des fuites peuvent apparaître. Pour retrouver une étanchéité correcte, le cylindre de la MCR doit être démonté régulièrement, tous les 200 tirs environ, pour être nettoyé, et pour remplacer les deux joints.

B. CORRECTION EN ENTREE DU DRIVER DE LA BME

Le système de décharge relatif à la BME présente une irrégularité. Le signal fourni à la bougie en sortie du Driver souffre d'une instabilité cyclique lors d'une décharge. Ce phénomène, observé pour une salve de créneaux standard (cf. **Figure II-14**), s'entretient sur l'intégralité du temps de génération du plasma, comme cela est schématisé sur la figure ci-dessous.

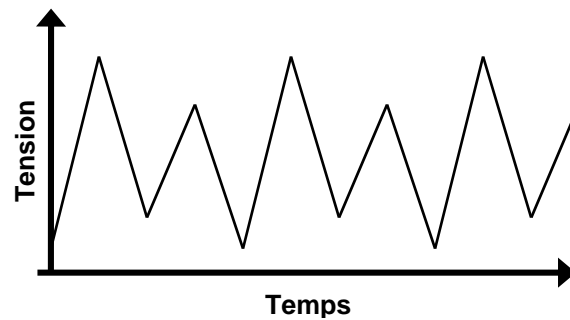


Figure 2 : Forme du signal de tension en sortie du Driver sans correction.

On observe une alternance entre les amplitudes de crête autour d'une valeur moyenne, de manière à ce qu'une période sur deux présente une surtension. Ce problème, soulevé par Renault, impose donc une surcharge électrique au boîtier d'amplification (Driver), à une fréquence supérieure à 2MHz, susceptible de l'endommager. Le constructeur propose une solution afin de mieux répartir la charge et limiter l'usure prématurée des composants électroniques. Elle consiste à rogner de moitié la première impulsion de la salve de créneaux transmise en entrée du Driver par le générateur de fréquence.

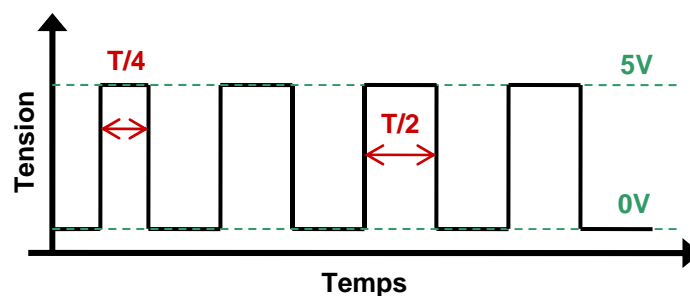


Figure 3 : Signal d'entrée du Driver corrigé idéal.

Le signal créneau idéal comporte une première impulsion ne durant qu'un quart de période, comme représenté sur la **Figure 3**. Expérimentalement, le circuit proposé par Renault pour effectuer cette correction est illustré sur le schéma électrique de la **Figure 4**.

Ce circuit est monté en sortie du générateur de fréquence. Il se base sur le principe du

condensateur qui se charge sur les premiers cycles. Il détourne ainsi le courant, et grève la forme de ces premiers créneaux. Une diode empêche le retour du courant, sans elle la capacité se déchargerait vers l'entrée du Driver, et ne ferait que lisser le signal. La capacité se décharge à peine dans R, car la résistance de celle-ci est très grande, tant et si bien qu'après un certain nombre de cycles, le régime permanent est atteint. La grande valeur de la résistance R évite également que le signal créneau ne soit détourné vers la masse.

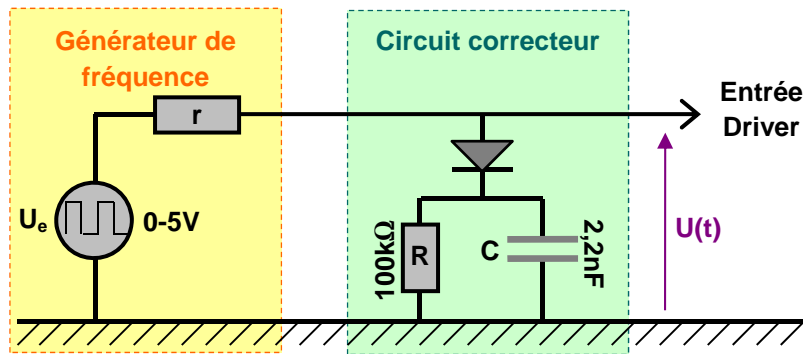


Figure 4 : Circuit correctif du générateur de fréquence.

Dans la pratique, le signal créneau corrigé prend la forme schématisée sur la **Figure 5**. L'enveloppe du signal (le biseau des premiers créneaux) résulte de la phase transitoire marquée par le chargement du condensateur de 2,2nF.

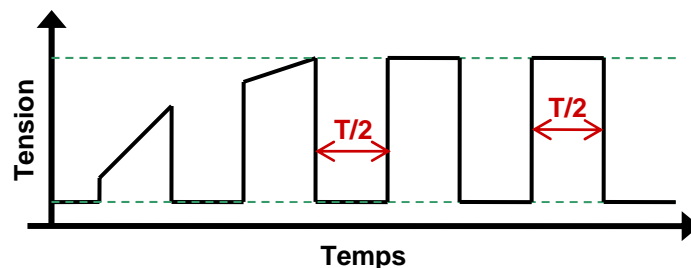


Figure 5 : Schématisation du signal d'entrée du Driver corrigé réel.

Dans les demi-périodes de créneaux - positifs - la diode est ouverte, et la tension de sortie $U(t)$ répond à l'équation différentielle - **Équation 1** - en considérant la sortie à vide. L'enveloppe transitoire du signal de sortie est reconnaissable dans la solution proche de l'**Équation 2**. Cette forme tient dans le choix de la résistance R, très grande devant l'impédance de sortie r de 50Ω du générateur de fréquence. Dans les demi-périodes de relaxation, l'équation différentielle devient l'**Équation 3**. Le temps caractéristique de chargement du circuit correctif ($\sim rC$) reste négligeable devant le temps caractéristique de relaxation (RC). Concrètement, la capacité se charge pendant les premières périodes. Lorsque le régime permanent s'est établi, le circuit fonctionne comme un diviseur de tension. La résistance R étant très grande, le condensateur ne se vide presque pas et $U(t)$ s'assimile à U_e .

$$\frac{dU}{dt} = \frac{U_e}{rC} - \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{R}\right) \frac{U}{C}$$

Équation 1

$$U(t) = \frac{RU_e}{r + R} \left(1 - e^{-\left(\frac{1}{r} + \frac{1}{R}\right) \frac{t}{C}}\right)$$

Équation 2

$$\frac{dU}{dt} = -\frac{U}{RC}$$

Équation 3

C. REINDEXATION DES SERIES DE MESURES

Le délai d'autoinflammation pure qui serait virtuellement obtenu tir après tir, est estimé au fil des essais pour chaque série expérimentale. Sa valeur nous est nécessaire pour quantifier l'effet relatif du plasma sur la combustion SICI. Chaque délai d'autoinflammation SICI obtenu expérimentalement est divisé par son délai virtuel d'autoinflammation pure associé, afin de s'affranchir des fluctuations de conditions initiales dans la MCR.

❖ Première campagne d'essais

Le délai virtuel d'autoinflammation pure est interpolé à partir des mesures effectuées lors de cas références. En effet, nous nous basons sur un cas SICI stable dit de référence, dont le délai suit parfaitement celui de l'autoinflammation pure à une constante multiplicative près. Par exemple, la **Figure 6** montre en fonction du numéro de tir le délai d'autoinflammation brut du cas SICI référence (ronds bleus), et celui du cas d'autoinflammation pure (carrés rouges). Les premiers sont divisés par un ratio fixe afin de construire les triangles verts. La correspondance de ces derniers avec les autoinflammations pures est optimale pour un ratio de 0,26 pour la série concernée. A partir des mesures SICI affectées de ce coefficient et des mesures d'autoinflammation non assistée, nous déterminons les constantes de l'interpolation exponentielle qui modélise le réchauffement du système MCR.

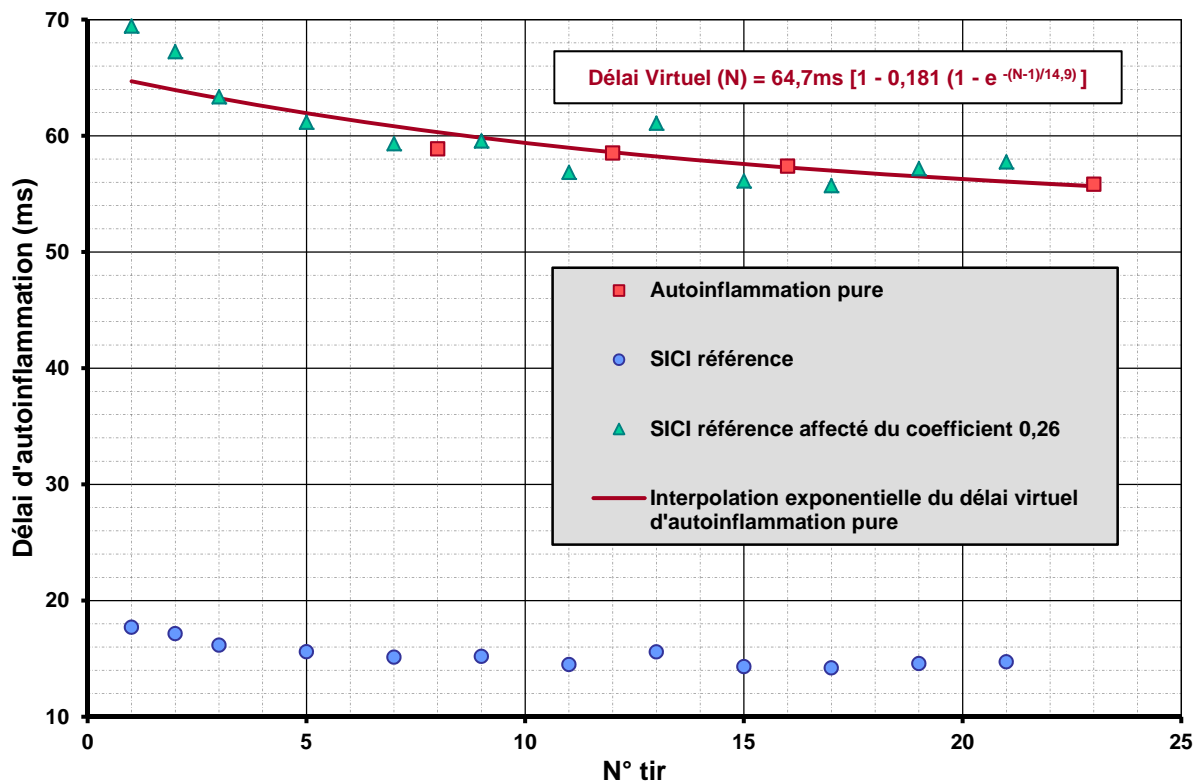


Figure 6 : Evolution du délai virtuel d'autoinflammation pure avant le remontage de la MCR.

Sur le premier ensemble de séries de tirs, le ratio qui caractérise la combustion SICI initiée par la décharge de référence (avance 12ms - durée 1ms - 305mJ/305W) est en moyenne de 0,27 dans les conditions de références (Isooctane/air - $\phi=0,5$ - TC=12,5 - $p_{PMH}=0,7\text{bar}$). Lorsque contrairement à l'exemple de la **Figure 6** une série ne comporte pas d'autoinflammation pure permettant d'estimer/recaler le ratio, cette valeur moyenne est affectée aux cas SICI référence restants.

❖ Seconde campagne d'essais

Malheureusement, après la légère modification suite au remontage de la MCR, le rapport entre le délai SICI et le délai d'autoinflammation pure passe en moyenne de 0,27 à 0,31 - soit un écart supérieur à l'incertitude expérimentale constatée. L'exemple de série représenté à la **Figure 7** appartient à la seconde campagne d'essai. Elle est construite exactement selon la même démarche que la **Figure 6**, mais le ratio qui maximise la correspondance des délais SICI référence avec l'autoinflammation pure monte ici à 0,30.

$$\text{Délai}_{\% \text{ corrigé}}(N) = 100\% - \frac{100\% - 27\%}{100\% - 31\%} (100\% - \text{Délai}_{\%}(N))$$

Équation 4

$$\text{Délai}_{\% \text{ corrigé}}(N) = 100\% - \frac{100\% - 31\%}{100\% - 27\%} (100\% - \text{Délai}_{\%}(N))$$

Équation 5

Les résultats de délais relatifs d'autoinflammation - exprimé en % - changent donc d'une campagne à l'autre. Afin de pouvoir malgré tout en comparer les valeurs, nous réindexons les mesures de la seconde afin qu'elles correspondent à la première. Pour cela nous appliquons numériquement une homothétie rappelée à l'**Équation 4**, qui laisse l'autoinflammation pure à 100% (définition) et déplace le cas SICI référence de 31% à 27%. Dans le cas contraire, pour ramener les valeurs de la première campagne vers la seconde (SICI référence de 27% à 31%), nous appliquons la transformée inverse donnée par l'**Équation 5**.

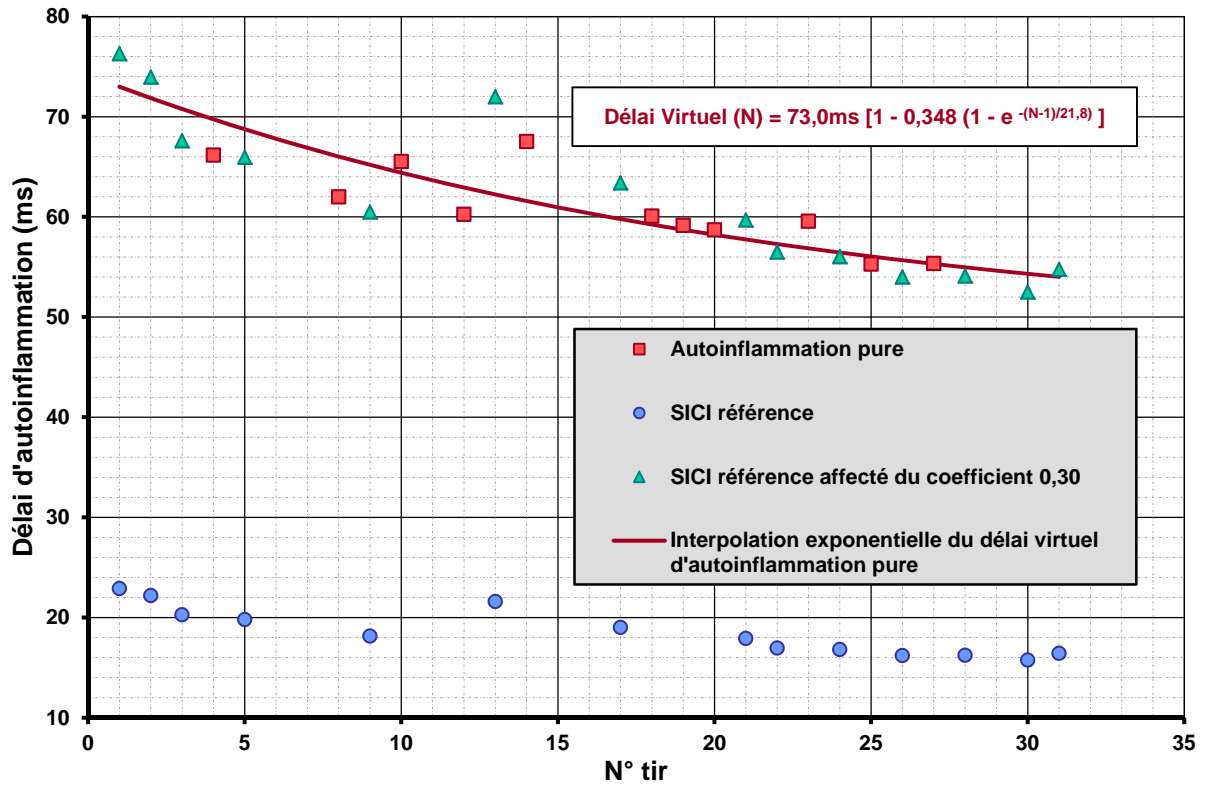


Figure 7 : Evolution du délai virtuel d'autoinflammation pure après le remontage de la MCR.

D. DECHARGES FRAGMENTEES

Avec l'objectif d'améliorer l'effet du plasma sur l'autoinflammation, nous avons réalisé des décharges successives doubles. Physiquement, une décharge courte favorise la formation de radicaux par l'excitation des espèces, renforçant l'effet chimique du plasma par rapport à son effet thermique (plasma hors-équilibre). Pour cela, nous fractionnons la décharge d'1ms ayant servi de référence pour la combustion SICI, en deux décharges de 0,5ms dotées des mêmes réglages (tension d'entrée). Comme l'indique la **Figure 5**, la première conserve la même avance à l'allumage (12ms), alors que la seconde est déclenchée 2ms plus tard. Avec 323mJ, l'énergie cumulée déposée s'approche des 310mJ de la décharge de départ. La légère augmentation vient du fait que la décharge s'attarde un peu plus loin dans la compression, or l'augmentation de densité de la charge accroît la puissance, à tension d'entrée constante.

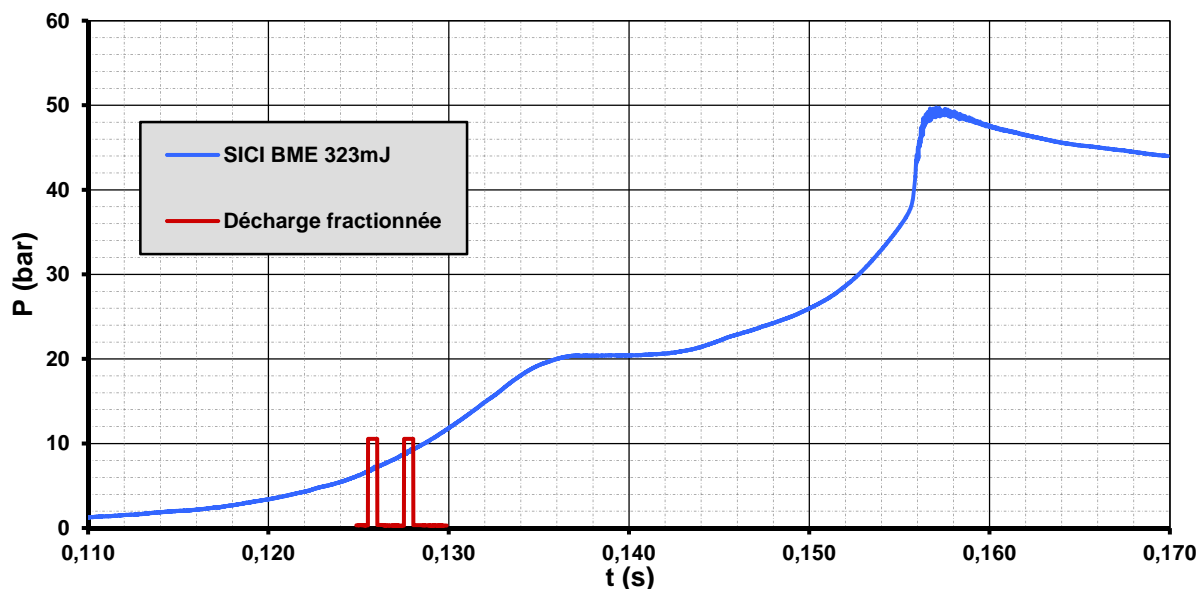


Figure 8 : Histogramme de pression pour l'autoinflammation SICI initiée par une décharge fragmentée - Conditions initiales de référence (pression d'introduction de la charge au PMB de 0,7 bar).

L'effet SICI de la décharge double est bien perceptible sur l'exemple de la **Figure 8**. Cependant, aucun n'est observé avec le cas où la même quantité d'énergie est déposée d'un seul bloc. Les délais relatifs d'autoinflammation obtenus dans ces conditions sont reportés (losanges orange) dans le bilan de la **Figure 9**, déjà vu au Chapitre IV-A-1-b. Au contraire, la décharge fragmentée se montrerait légèrement moins efficace, avec des valeurs de délai parfois supérieures à l'incertitude expérimentale de ± 2 pts. Les expériences dont il est question dans cette annexe ont été réalisées lors de la seconde campagne d'essais, après le remontage de la MCR. A ce titre, les mesures sont réindexées, et la comparaison la plus pertinente est faite avec les triangles verts dans la **Figure 9**, obtenus sous les mêmes conditions.

Visuellement, le film reporté à la **Figure 10** montre la première décharge de 0,5ms initiant la flamme comme précédemment - première ligne de la frise. La seconde décharge - deuxième ligne de la frise - prend directement une forme moins ramifiée et se concentre *in*

fine en une sphère. Elle agrandit pour partie le noyau de flamme initial, et le réactive pour le reste. La thermalisation de la seconde décharge va de pair avec le fait que ses filaments reprennent l'empreinte laissée par la précédente, d'où la diminution du nombre de branchements. Les gaz ne sont pas vierges, ce qui grève l'effet électronique du plasma hors-équilibre. Le chauffage des filaments est repris là où il a été laissé par la première décharge, et il faudrait mieux séparer la zone d'action des différentes décharges pour obtenir un réel gain.

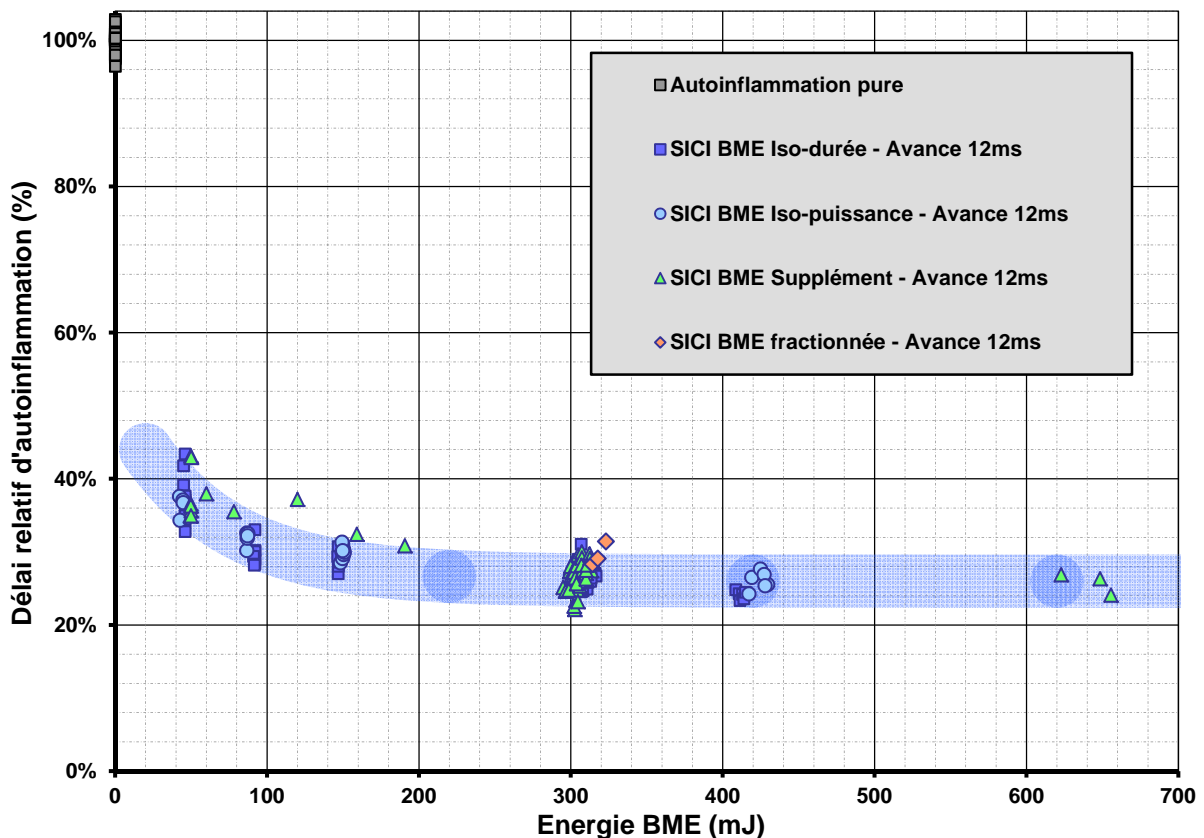


Figure 9 : Bilan énergétique de délai relatif SICI pour l'avance de référence et pour les décharges fractionnées.

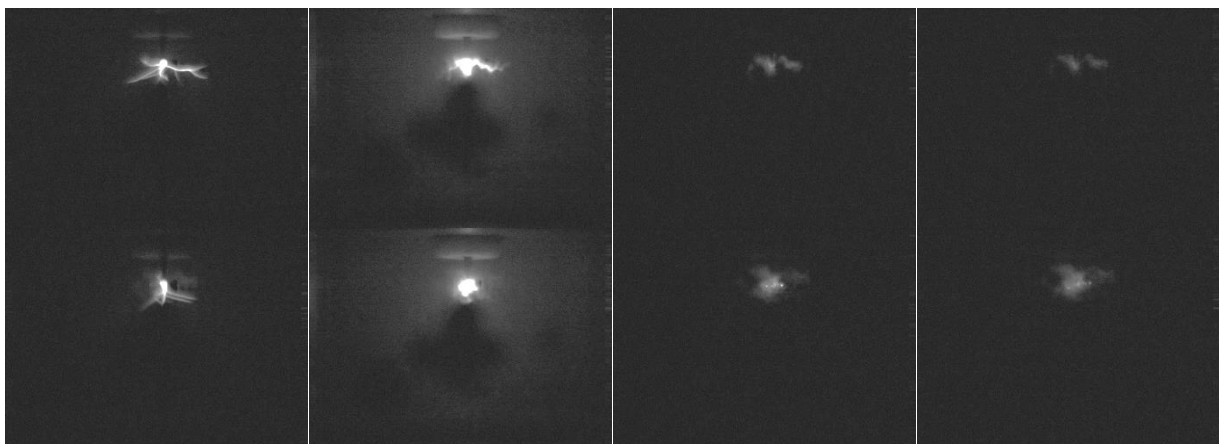


Figure 10 : Initiation de la combustion SICI par une double décharge de la BME - Visualisation directe de la chimiluminescence à intervalle de 0,5ms et obturation de 1/20000^{ème} - Isooctane/air dans les conditions de référence.

E. EXPLOITATIONS VIDEO

La **Figure 11** montre par une progression chromatique l'avancée de la flamme pour l'autoinflammation pure de la charge diluée par 30% de N_2 après une compression de taux 12,5. Cet exemple est simplement évoqué au Chapitre V-B-1-a afin de souligner l'analogie avec l'autoinflammation pure du même mélange sans l'ajout de diazote. Comme dans ce dernier cas, la combustion démarre spontanément dans la partie centrale inférieure de la chambre, et se propage très rapidement dans un premier temps révélant un régime de front d'allumage spontané (en rouge/bordeaux). Ce mode ne tient qu'une fraction de milliseconde, car le noyau initial se développe ensuite par une propagation de flamme. Le démarrage de la combustion est révélateur du champ thermique présent longtemps après le PMH. L'autoinflammation n'intervient qu'à PMH+90ms, soit bien au-delà de l'instant pivot à PMH+30ms qui voit les cœurs adiabatiques disparaître. Au contraire, il ne reste qu'une zone centrale assez homogène, vestige du centre des tourbillons, dans laquelle un front d'allumage spontané peut exister. Pendant que le premier foyer (rouge) continue à s'étendre par une propagation de flamme, de nouveaux cœurs d'autoinflammation naissent. Un premier point d'autoinflammation apparaît au milieu à gauche en orangé sur la **Figure 11**. D'autres apparaissent en haut à gauche et à droite en orange clair. Contrairement au cas expérimental dénué de dilution, le délai d'induction est ici si long, que de nouvelles régions ont pu s'homogénéiser. Elles entrent à leur tour en autoinflammation, poussées par la compression induite par la combustion des premiers foyers.

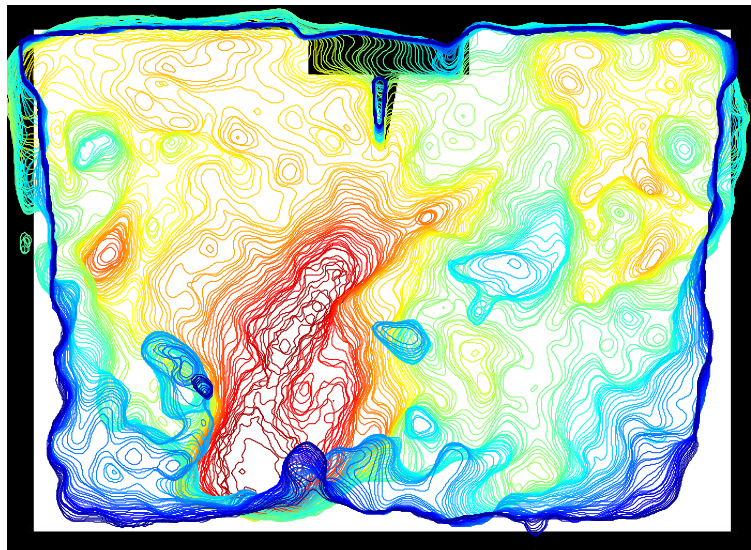


Figure 11 : Autoinflammation pure d'un mélange d'isooctane/air de richesse 0,5 dilué par 30% de N_2 à une pression initiale au PMB de 1bar - Détection vidéo du front de flamme à intervalle de 0,2ms.

La **Figure 12** souligne la cohabitation entre les différents modes de propagation en indiquant les niveaux de vitesse apparente de flamme en fonction du temps. Nous associons les premières valeurs, supérieures à 1m/s, au front d'allumage spontané du cœur initial. Les vitesses retombent ensuite autour de 50~60cm/s, synonymes de propagation de flamme. De

nouveaux foyers d'autoinflammations se superposent ponctuellement à ce mode de flamme propagative qui subsiste. Les valeurs de vitesse montrent ainsi des pics, dont le principal se situe à 9ms. Il correspond à l'autoinflammation des parties supérieures de la chambre, en orange clair sur la **Figure 11**. La représentation des mesures vidéo est arrêtée après 14ms, car les flammes commencent à se superposer dans la profondeur du champ, diminuant artificiellement les vitesses détectées.

En l'absence d'allumage spontané supplémentaire, la propagation de flamme reste plus rapide dans les gaz « frais » ayant préreagi sous l'effet de la flamme froide, que ce que prévoit la littérature pour le mélange vierge d'isooctane/air dans les mêmes conditions. Les valeurs confirment celles vue à la **Figure V-7** pour le cas SICI associé, après l'accélération (~50cm/s). Les vitesses apparentes mesurées en autoinflammation pure demeurent cependant plus fiables, puisque les flammes souffrent peu de tridimensionnalisation, et le milieu est proche du repos.

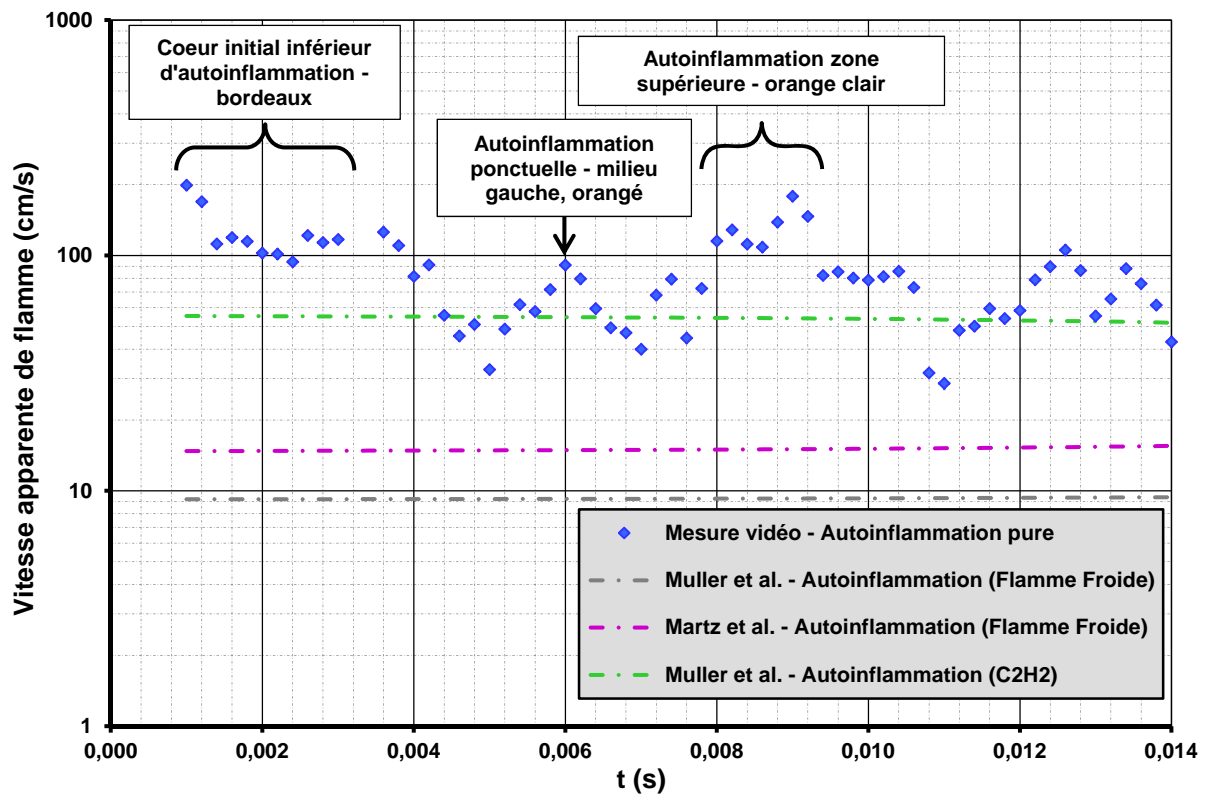


Figure 12 : Estimations graphique et corrélées des vitesses apparentes de flamme lors de l'autoinflammation pure par compression au taux de 12,5 du mélange d'isooctane/air de richesse 0,5 dilué par 30% de N₂ à une pression initiale au PMB de 1bar - intervalle de 0,2ms.

La **Figure 13** et la **Figure 14** montrent d'autres exemples de visualisations parallèles simultanées chimiluminescence/PLIF formaldéhyde. Elles représentent toutes deux des séries d'essais SICI menés avec le mélange référence introduit dans la chambre à 1bar au PMB. Les premiers clichés rendent compte dans les deux exemples de l'hétérogénéité de la formation du formaldéhyde liée à l'hétérogénéité similaire des températures. Le centre préreagit toujours en dernier, pendant que la flamme commence à se propager. Cette dernière se distingue grâce à

des contrastes plus nets. Il est même plus aisé de la détecter en négatif sur les images de PLIF que sur les acquisitions de chimiluminescence éblouies par les points chauds (combustion des impuretés). Cela est d'autant plus vrai que l'excitation par la nappe laser est ici très homogène sur l'ensemble de la chambre, et ne présente pas de zone d'ombre.

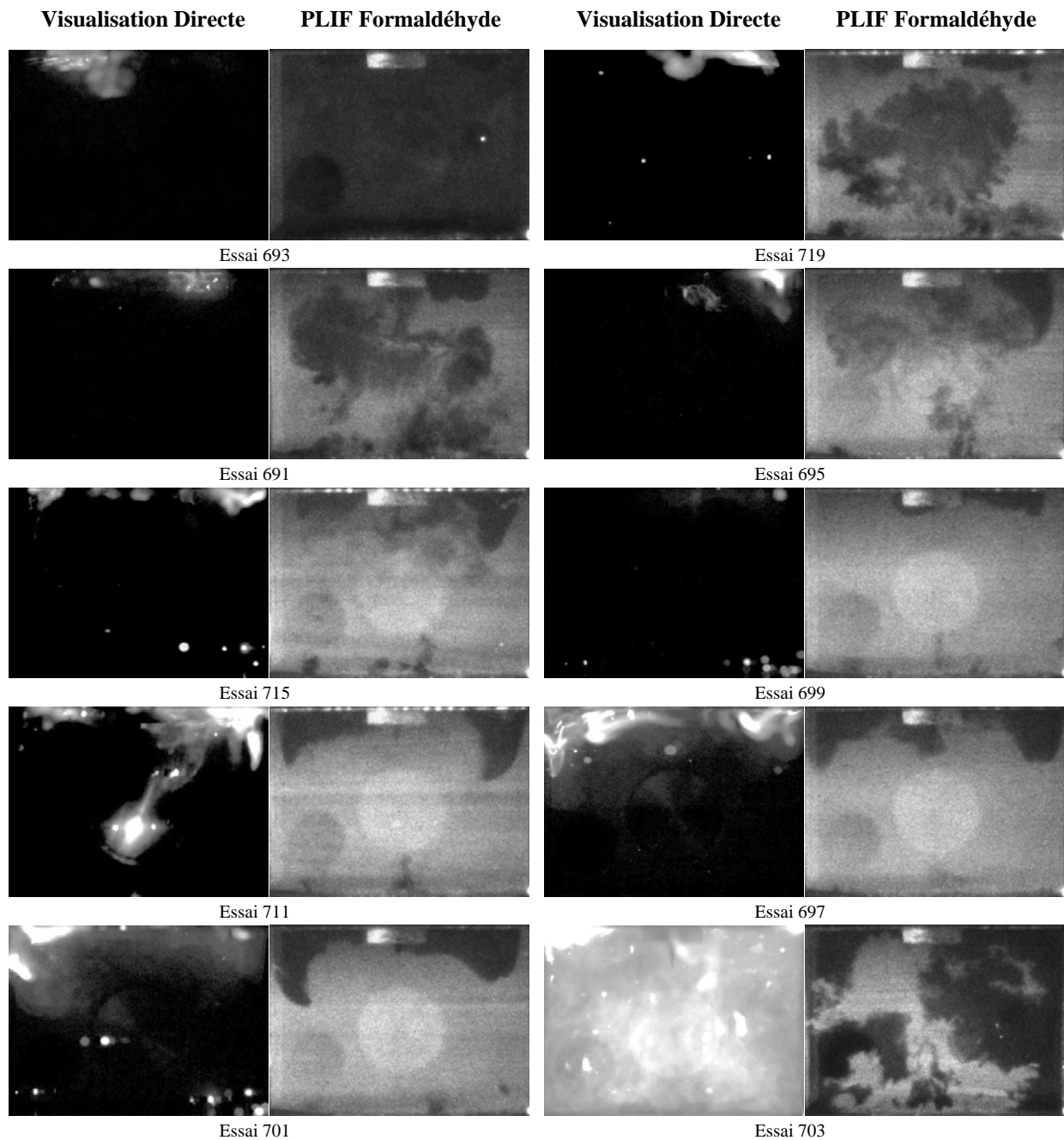


Figure 13 : Flamme froide et flamme propagative lors d'une combustion SICI référence - Chimiluminescence et PLIF simultanée- Mélange isoctane/air de richesse 0,5 et pression au PMH 1bar.

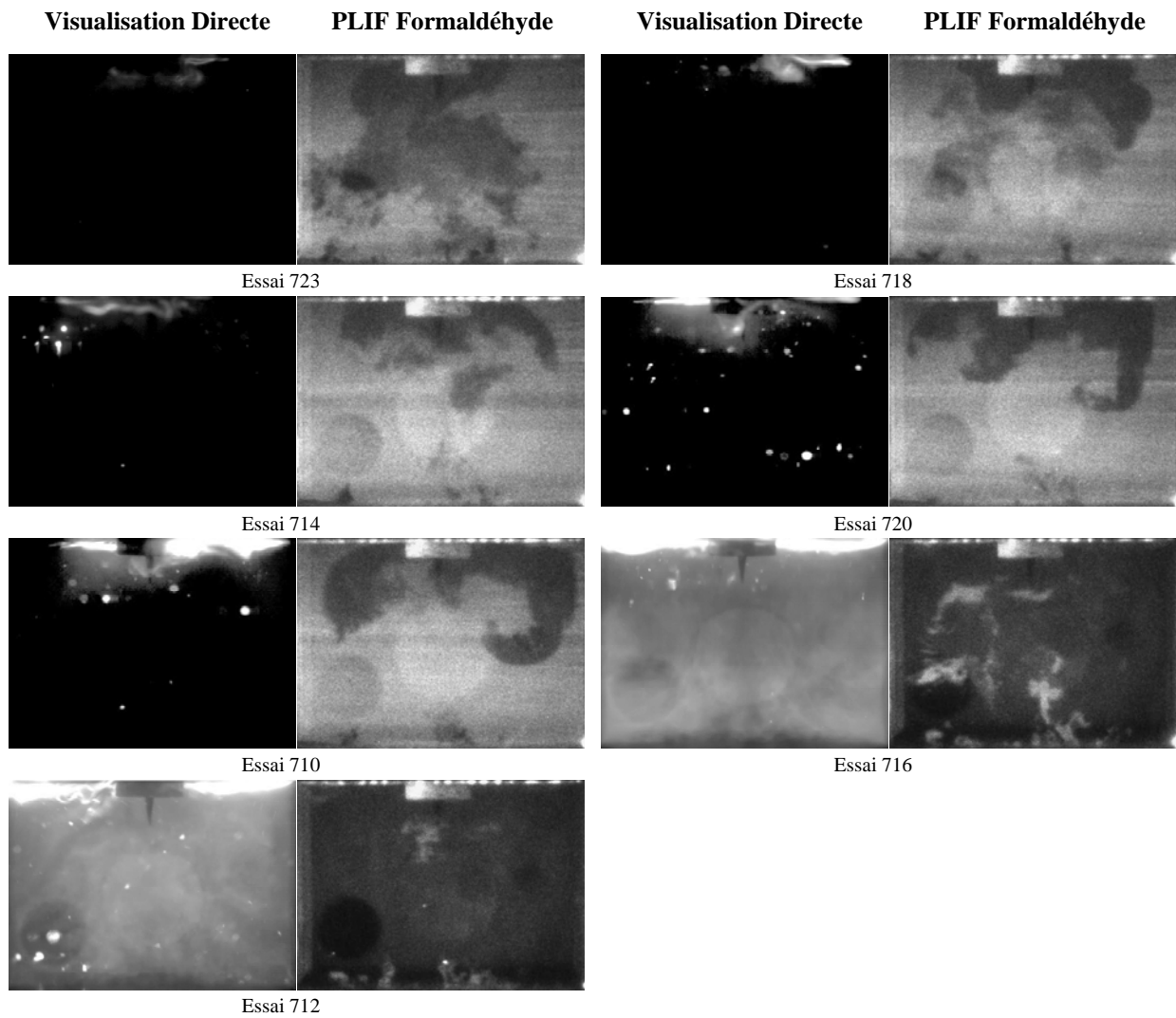


Figure 14 : Flamme froide et flamme propagative lors d'une combustion SICI référence - Chimiluminescence et PLIF simultanée- Mélange isoocétane/air de richesse 0,5 et pression au PMH 1bar.

La **Figure 15** et la **Figure 16** ont permis de calculer les vitesses de propagation de la flamme par détection du front dans les images de PLIF formaldéhyde. La **Figure 15** n'est autre que l'application de ce protocole aux clichés de la **Figure V-2** dont le formaldéhyde est suffisamment formé pour discerner une zone de gaz brûlés. Elle donne les valeurs représentées par des ronds jaunes dans la **Figure V-11**. La **Figure 16** permet de calculer par la détection du formaldéhyde les valeurs de la **Figure V-14**. On rappelle sur les deux frises combien il est important de soustraire manuellement à la longueur détectée les bords de la chambre qui n'ont rien à voir avec le front de flamme.

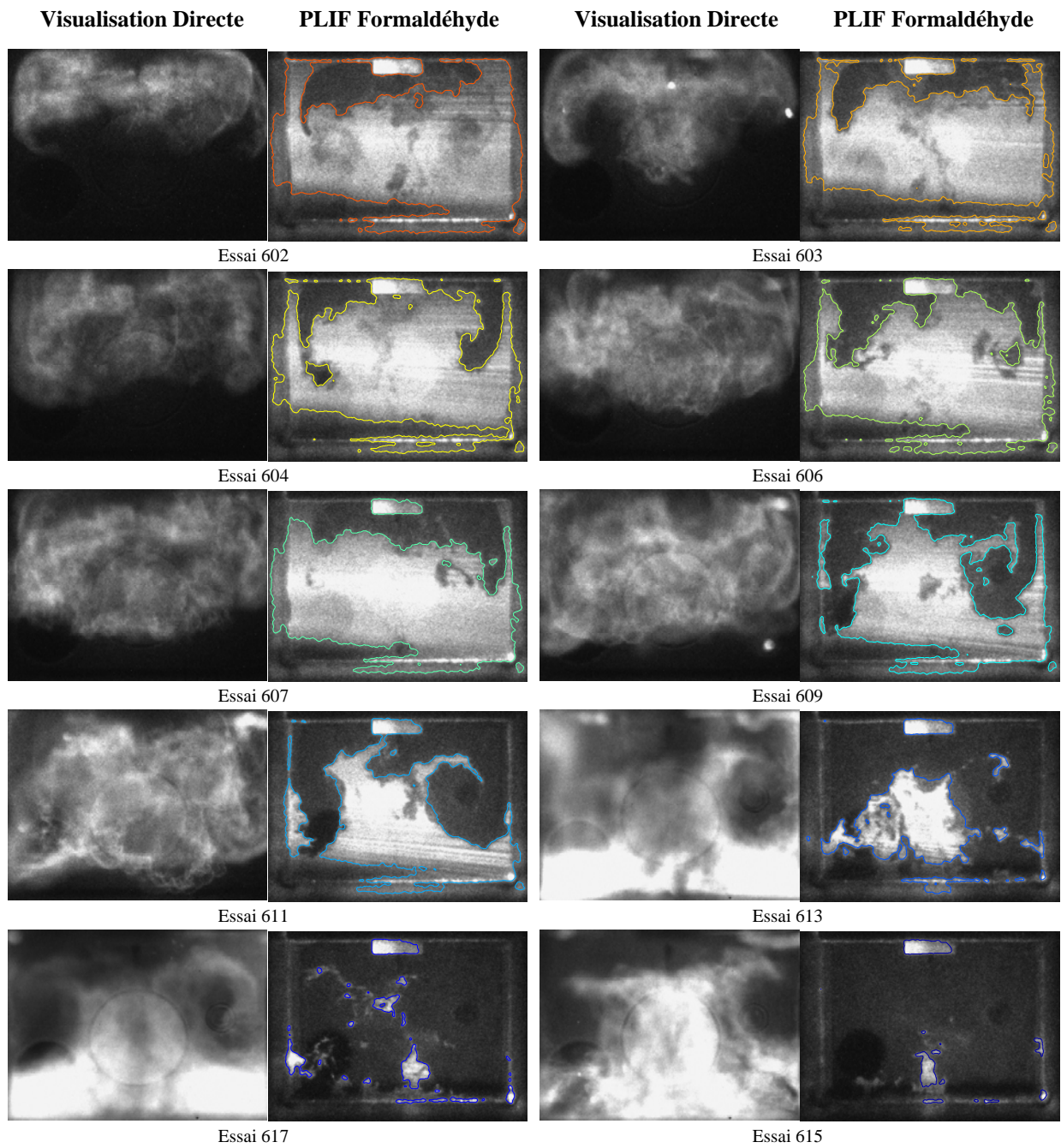


Figure 15 : Détection de la propagation de flamme dans le formaldéhyde de la flamme froide - Chimiluminescence et PLIF formaldéhyde - Mélange isoctane/air de richesse 0,5 et pression au PMB 0,7bar (Conditions de référence).

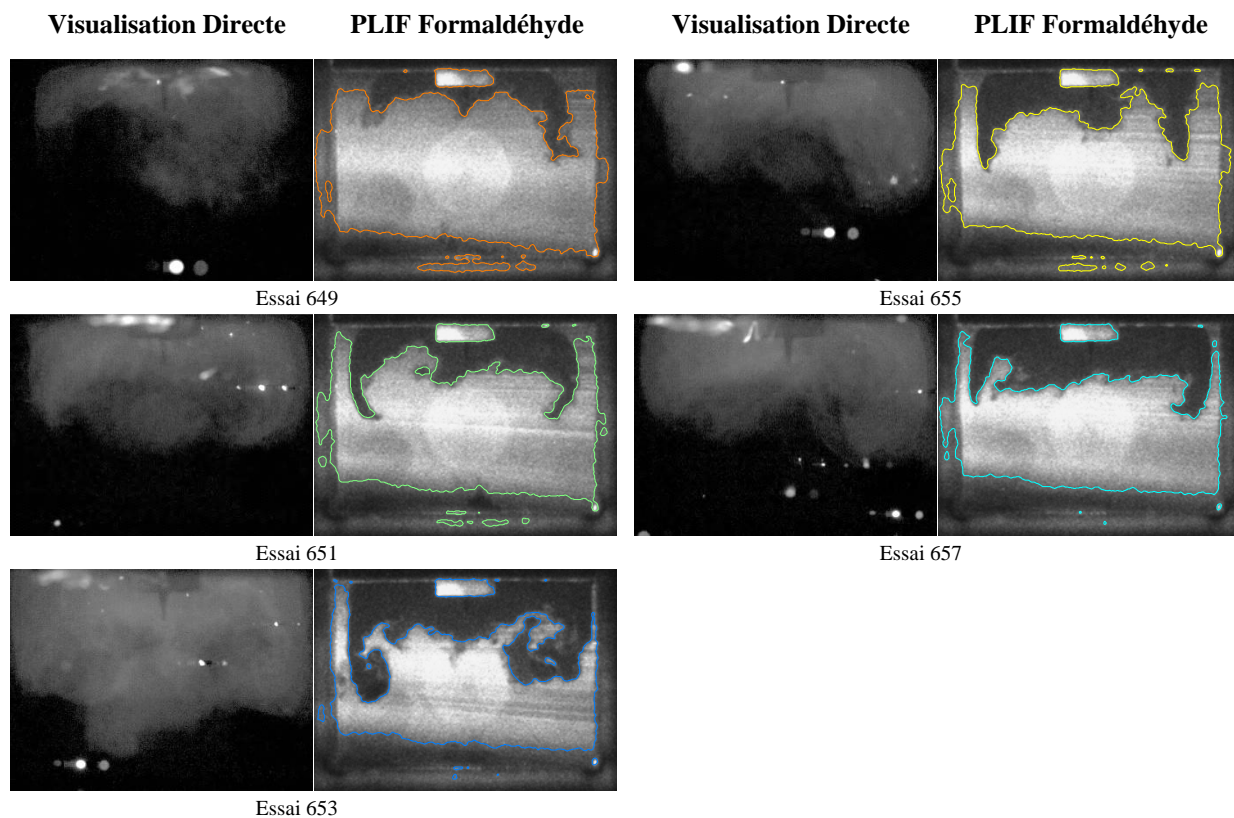


Figure 16 : Détection de la propagation de flamme dans le formaldéhyde de la flamme froide - Chimiluminescence et PLIF formaldéhyde - Mélange isooctane/air de richesse 0,5 et pression au PMB 1bar.

F. EXPLOSION THERMIQUE

❖ Autoinflammation pure

Peters [14] décrit l'autoinflammation comme l'explosion thermique de la réaction chimique globale dans les gaz frais. Par application du premier principe de la thermodynamique au mélange réactif enfermé dans un volume clos constant, l'**Équation 6** en quantifie le réchauffement. La loi d'Arrhenius approxime l'activité chimique au travers d'une constante de réaction K . Dans celle-ci, les fractions molaires des différents réactifs évoluent infiniment peu avant l'emballement thermique. Q reflète le contenu énergétique du prémélange. Ce dernier est porté à T_{PMH} , et nous faisons apparaître à l'**Équation 7** le gain de température ΔT imputable à la réaction diffuse dans les gaz frais. L'activité chimique augmentant avec la température qu'elle génère elle-même, ΔT finit par diverger, marquant l'autoinflammation, comme l'illustre la **Figure 17**. L'application numérique prend une température d'activation de 17000K, et une T_{PMH} de 650K.

$$C_v \frac{dT}{dt} = K Q e^{-\frac{E_a}{RT}}$$

Équation 6

$$\frac{d(\Delta T)}{dt} = \frac{K Q}{C_v} \text{Exp} \left(- \frac{E_a}{RT_{PMH} \left(1 + \frac{\Delta T}{T_{PMH}} \right)} \right) \quad \text{avec} \quad T = \Delta T + T_{PMH}$$

Équation 7

$$\text{Exp} \left(- \frac{E_a}{RT_{PMH} \left(1 + \frac{\Delta T}{T_{PMH}} \right)} \right) \underset{\frac{\Delta T}{T_{PMH}} \rightarrow 0}{\sim} \text{Exp} \left(- \frac{E_a}{RT_{PMH}} \left(1 - \frac{\Delta T}{T_{PMH}} \right) \right)$$

$$\underset{\frac{\Delta T}{T_{PMH}} \rightarrow 0}{\sim} \left(1 + \frac{E_a \Delta T}{RT_{PMH}^2} \right) e^{-\frac{E_a}{RT_{PMH}}}$$

Équation 8

$$\frac{d(\Delta T)}{dt} \underset{\frac{\Delta T}{T_{PMH}} \rightarrow 0}{\sim} \frac{K Q E_a e^{-\frac{E_a}{RT_{PMH}}}}{C_v R T_{PMH}^2} \Delta T$$

Équation 9

$$\Delta T \approx \text{Cste} e^{\frac{t}{\tau_0}}$$

Équation 10

$$\tau_0 = \frac{C_v R T_{PMH}^2}{K Q E_a} e^{\frac{E_a}{RT_{PMH}}}$$

Équation 11

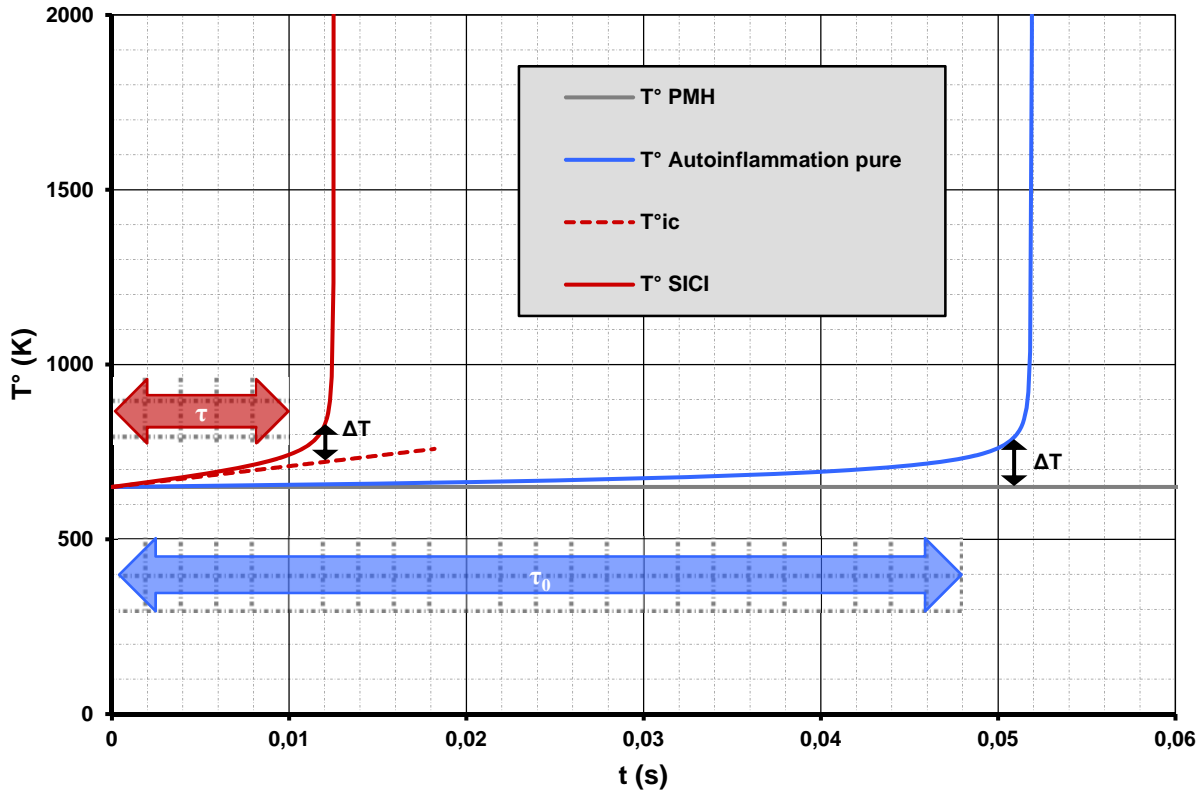


Figure 17 : Expression mathématique simple de l'emballement thermique en autoinflammation pure et en SICI.

Avant l'explosion thermique, ΔT se limite à quelques Kelvins, négligeables devant T_{PMH} . Afin de linéariser l'équation différentielle, le terme d'exposant fait l'objet d'un développement limité selon l'Équation 8. Nous en tirons l'équation différentielle homogène du premier ordre de l'Équation 9. La solution de cette dernière, qui prend la forme de l'Équation 10, comporte une exponentielle faisant apparaître le temps caractéristique. Grâce à celui-ci, nous identifions l'expression formelle du délai d'autoinflammation τ_0 à l'Équation 11. Elle demeure cohérente avec la forme globale de la sensibilité de l'autoinflammation pure vis-à-vis de T_{PMH} , notamment par la décroissance selon la température. La validité du résultat reste cependant conditionnée par l'utilisation au départ d'une simple loi d'Arrhenius, qui ne restitue pas des comportements plus complexes comme la chimie froide.

❖ Autoinflammation SICI

Nous reprenons le raisonnement décrivant l'explosion thermique en autoinflammation pure, afin de l'appliquer à la combustion SICI. L'objectif est d'en tirer un critère de prédiction du passage à l'autoinflammation, en fonction de l'historique des conditions thermodynamiques subies par les gaz frais.

L'approche théorique nécessite de bien distinguer les deux zones de réaction SICI. Les gaz frais subissent dans leur ensemble une réaction diffuse mais uniforme, qui va s'emballer sous l'effet de son propre réchauffement, et conduire à l'explosion thermique. En plus de cela, les gaz frais subissent la compression induite par l'expansion des gaz brûlés. Ceux-ci avancent avec la propagation flamme, une réaction localisée dans un front. Nous considérons une zone de gaz frais qui ne sera pas consommée par la flamme, mais qui entrera en autoinflammation au bout d'un délai τ . Après y avoir appliqué le premier principe de la thermodynamique, le travail de compression apparaît dans l'**Équation 12**. Ce terme est associé à la température T_{ic} induite par la compression, comme l'indique l'**Équation 13**. La température est donc décomposée, selon l'**Équation 14**, en ΔT la composante d'emballlement, et en T_{ic} la composante due à la compression des gaz frais par la propagation de flamme. Après remplacement, ΔT répond à l'équation différentielle de l'**Équation 15**. L'explosion thermique est consécutive au réchauffement engendré par deux effets séparés représentés en rouge à la **Figure 17**. Dans cet exemple SICI qui conserve les mêmes constantes de réaction que l'autoinflammation pure précédente, T_{ic} subit une rampe de 6K/ms (en pointillés).

$$C_v \frac{dT}{dt} = -pdV + K Q e^{-\frac{E_a}{RT}}$$

Équation 12

$$C_v \frac{dT_{ic}}{dt} = -p \frac{dV}{dt}$$

Équation 13

$$T = T_{ic} + \Delta T = T_{ic} \left(1 + \frac{\Delta T}{T_{ic}} \right) \quad \text{avec} \quad \frac{\Delta T}{T_{ic}} \ll 1$$

Équation 14

$$\frac{d(\Delta T)}{dt} = \frac{K Q}{C_v} \text{Exp} \left(- \frac{E_a}{RT_{ic} \left(1 + \frac{\Delta T}{T_{ic}} \right)} \right)$$

Équation 15

L'équation différentielle est linéarisée en effectuant exactement les mêmes développements linéaires qu'à l'Équation 8. L'équation du premier ordre obtenue à l'Équation 16 possède une solution de la forme de l'Équation 17. Par analogie avec l'autoinflammation pure, τ devient le temps caractéristique au bout duquel l'intégrale (en exposant) atteint 1, d'après l'Équation 18. A l'exception de T_{ic} , les grandeurs intégrées restent constantes. Le critère de passage à l'autoinflammation adopté ici considère donc l'historique de température. En prenant l'origine des temps au PMH, nous affinons l'expression du délai d'autoinflammation pure τ_0 à l'Équation 19. Celle-ci intègre l'évolution entre le PMB et le PMH, et explique les différences entre les délais d'autoinflammation pure observés en MCR et en tube à choc. En supposant une compression instantanée jusqu'à T_{PMH} , nous retrouvons le τ_0 de la littérature exprimé à l'Équation 11.

$$\frac{d(\Delta T)}{dt} \underset{\substack{\Delta T \rightarrow 0 \\ T_{ic}}}{\sim} \frac{K Q E_a e^{-\frac{E_a}{R T_{ic}}}}{C_v R T_{ic}^2} \Delta T$$

Équation 16

$$\Delta T \approx \text{Cste. Exp} \left(\int_{\text{PMB}}^t \frac{K Q E_a e^{-\frac{E_a}{R T_{ic}}}}{C_v R T_{ic}^2} . dt' \right)$$

Équation 17

$$\int_{\text{PMB}}^{\text{PMH}} \frac{K Q E_a e^{-\frac{E_a}{R T_{ic}}}}{C_v R T_{ic}^2} . dt + \int_{\text{PMH}}^{\tau} \frac{K Q E_a e^{-\frac{E_a}{R T_{ic}}}}{C_v R T_{ic}^2} . dt = 1$$

Équation 18

$$\tau_0 \frac{K Q E_a e^{-\frac{E_a}{R T_{PMH}}}}{C_v R T_{PMH}^2} = 1 - \int_{\text{PMB}}^{\text{PMH}} \frac{K Q E_a e^{-\frac{E_a}{R T_{ic}}}}{C_v R T_{ic}^2} . dt$$

Équation 19

$$\frac{1}{\tau_0} \int_{\text{PMH}}^{\tau} \frac{e^{\frac{E_a}{R T_{PMH}} \left(1 - \frac{T_{PMH}}{T}\right)}}{\left(\frac{T}{T_{PMH}}\right)^2} . dt = 1$$

Équation 20

Les termes de l'Équation 18 sont remplacés par leurs homologues de l'Équation 19, afin de faire apparaître τ_0 dans l'Équation 20. Le délai d'autoinflammation SICI τ est donc défini comme l'intervalle d'intégration nécessaire pour vérifier cette expression simplifiée. La fonction sujette à l'intégration dans l'Équation 20 est croissante sur les gammes de températures considérées - croissante pour $T_{ic} < E_a/2R = T_A/2$. Ainsi, plus la flamme se propagera, plus T_{ic} augmentera, et plus vite la somme atteindra 1, donc plus court sera τ .

L'approche développée jusque-là permet de retrouver la formule de prédiction du cliquetis rappelée par Brecq [63]. L'angle de vilebrequin θ d'autoallumage est défini quand l'intégrale $I(\theta)$ atteint 1 à l'Équation 21. Dans l'expression, θ_c représente l'angle (°degrés) de début de compression, ω le régime moteur (°/s), et τ_{ai} exprime le délai d'autoinflammation courant à p et T données. Comme à l'Équation 18 ou à l'Équation 20, le délai d'autoinflammation correspond à l'intervalle de temps sur lequel il faut intégrer l'inverse du délai d'autoinflammation pure (dans les conditions instantanées) pour atteindre l'unité. Cette description (à généraliser ?) met en avant un degré d'avancement de l'explosion thermique sur une échelle 0 à 1. Le degré d'avancement progresse, plus ou moins à la faveur des conditions, à chaque intervalle de temps élémentaire dt .

$$I(\theta) = \int_{\theta_c}^{\theta} \frac{1}{\tau_{ai}(p, T)} \frac{d\theta}{\omega}$$

Équation 21 [63]

Dans la suite, la propagation de la flamme (SICI) va être incorporée au modèle d'explosion thermique, afin d'expliquer la relation entre part d'autoinflammation et délai relatif, rappelée à la Figure 18. L'Équation 22 reprend l'Équation 20 en y faisant ressortir une dérivée selon la température instantanée. C'est donc bien la montée en température des gaz frais, et par extension la propagation locale de la flamme, qui détermine l'emballement thermique de la réaction globale. Dans un premier temps, nous supposons constante l'augmentation de la température pendant la première phase de SICI. Cette évolution se rapproche du cas du front de flamme descendant, de surface constante. La dérivée constante permet d'introduire à l'Équation 23 le délai d'autoinflammation τ , et la température des gaz frais T_τ à l'instant du déclenchement d'autoinflammation. Le remplacement dans l'Équation 22 débouche sur l'Équation 24. Il équivaut à un changement de variable de t vers T . L'intégrale ne comportant qu'un terme différentiel, elle se calcule simplement à l'Équation 25. Le rapport des délais SICI et d'autoinflammation pure τ/τ_0 s'exprime finalement en fonction du rapport des températures de déclenchement d'autoinflammation et de PMH T_τ/T_{PMH} , ainsi que de la température d'activation $T_A = E_a/R$.

$$\frac{RT_{PMH}^2}{E_a \tau_0} \int_{PMH}^{\tau} \frac{d}{dT} \left(e^{\frac{E_a}{RT_{PMH}} \left(1 - \frac{T_{PMH}}{T} \right)} \right) . dt = 1$$

Équation 22

$$\frac{dT}{dt} = \text{Cste} = \frac{T_{\tau} - T_{PMH}}{\tau}$$

Équation 23

$$\frac{RT_{PMH}^2}{E_a \tau_0} \int_{PMH}^{\tau} \frac{\tau}{T_{\tau} - T_{PMH}} \cdot d \left(e^{\frac{E_a}{RT_{PMH}} \left(1 - \frac{T_{PMH}}{T}\right)} \right) = 1$$

Équation 24

$$\frac{\tau}{\tau_0} \left[e^{\frac{E_a}{RT_{PMH}} \left(1 - \frac{T_{PMH}}{T}\right)} \right]_{PMH}^{\tau} = \frac{E_a}{RT_{PMH}} \left(\frac{T_{\tau}}{T_{PMH}} - 1 \right)$$

Équation 25

$$\frac{\tau}{\tau_0} = \frac{E_a}{RT_{PMH}} \frac{\frac{T_{\tau}}{T_{PMH}} - 1}{e^{\frac{E_a}{RT_{PMH}} \left(1 - \frac{T_{PMH}}{T_{\tau}}\right)} - 1}$$

Équation 26

En prenant ξ comme indicateur de l'avancée de la flamme de propagation, compris entre 0 et 1, ξ_{τ} représente sa valeur au moment de la transition SI/CI. En isochore, sa valeur se calcule grâce aux niveaux de pression selon l'Équation 27. Le rapport des pressions d'autoinflammation et de PMH p_{τ}/p_{PMH} se déduit donc de l'avancement à l'autoinflammation d'après l'Équation 28. Ce rapport est directement lié, dans l'Équation 28, au rapport des températures exigé par l'Équation 26. Ainsi, le délai relatif d'autoinflammation est calculé à partir de l'avancée maximale de la flamme propagative. Nous traçons son complémentaire $1-\xi_{\tau}$ en fonction du délai de déclenchement d'autoinflammation sur la Figure 18.

$$\xi_{\tau} = \frac{p_{\tau} - p_{PMH}}{p_{Max} - p_{PMH}}$$

Équation 27

$$\frac{p_{\tau}}{p_{PMH}} = \xi_{\tau} \left(\frac{p_{Max}}{p_{PMH}} - 1 \right) + 1$$

Équation 28

$$\frac{T_{\tau}}{T_{PMH}} = \left(\frac{p_{\tau}}{p_{PMH}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$$

Équation 29

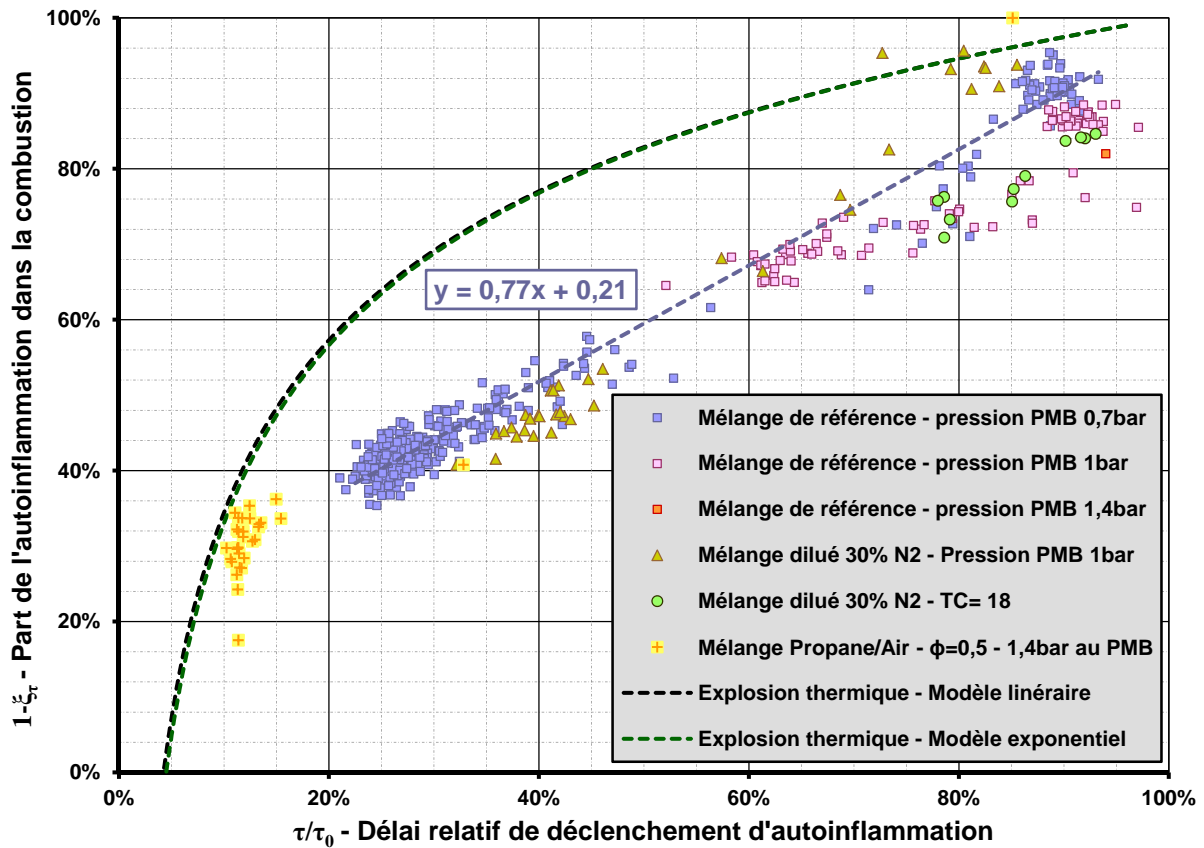


Figure 18 : Avancée de la flamme propagative au déclenchement de l'autoinflammation.

Dans un second temps, nous supposons que l'augmentation de température des gaz frais est proportionnelle à leur propre température instantanée, telle qu'énoncée par l'Équation 30. L'Équation 31 rappelle la solution formelle de cette équation différentielle. Les températures en début et en fin de propagation de flamme sont imposées, et fixent donc les constantes désignées par A et B . La solution exponentielle décrite par l'Équation 32 relève d'une montée en pression et en température caractéristique de la propagation d'une flamme sphérique dans la chambre.

$$\frac{dT}{dt} = \text{Cste. } T$$

Équation 30

$$T(t) = A e^{Bt} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} T(t=0) = T_{PMH} \\ T(t=\tau) = T_{\tau} \end{cases} \quad \text{d'où} \quad \begin{cases} A = T_{PMH} \\ B = \frac{\text{Ln}\left(\frac{T_{\tau}}{T_{PMH}}\right)}{\tau} \end{cases}$$

Équation 31

$$T = T_{PMH} e^{\frac{\text{Ln}\left(\frac{T_\tau}{T_{PMH}}\right) t}{\tau}}$$

Équation 32

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\text{Ln}\left(\frac{T_\tau}{T_{PMH}}\right)}{\tau} T$$

Équation 33

La dérivée de la température par rapport au temps exprimée à l'Équation 33, est réutilisée dans l'Équation 22. L'Équation 34 qui en résulte, contient une intégrale comportant le produit d'une différentielle par une fonction élémentaire en T. Elle est solutionnée dans l'Équation 35 avec une intégration par parties. A l'image de l'Équation 26, l'Équation 36 exprime le délai relatif en fonction du rapport des températures de déclenchement d'autoinflammation et de PMH, ainsi que de la température d'activation et de T_{PMH} . Comme vu plus haut, le rapport des températures est déduit de la propagation maximale de la flamme ξ_τ , via le rapport des pressions. La part d'autoinflammation, le complémentaire de ξ_τ , est ajoutée en pointillés noirs sur la **Figure 18**, en fonction du rapport τ/τ_0 modélisé selon l'hypothèse d'évolution exponentielle de la température.

$$\frac{\tau}{\tau_0} \frac{RT_{PMH}^2}{E_a \text{Ln}\left(\frac{T_\tau}{T_{PMH}}\right)} \int_{PMH}^{\tau} \frac{1}{T} \times d\left(e^{\frac{E_a}{RT_{PMH}}\left(1-\frac{T_{PMH}}{T}\right)}\right) = 1$$

Équation 34

$$\frac{\tau}{\tau_0} \left(\left[\frac{1}{T} \times e^{\frac{E_a}{RT_{PMH}}\left(1-\frac{T_{PMH}}{T}\right)} \right]_{PMH}^{\tau} - \int_{PMH}^{\tau} \left(-\frac{1}{T^2} \right) \times e^{\frac{E_a}{RT_{PMH}}\left(1-\frac{T_{PMH}}{T}\right)} \cdot dT \right) = \frac{E_a}{RT_{PMH}^2} \text{Ln}\left(\frac{T_\tau}{T_{PMH}}\right)$$

Équation 35

$$\frac{\tau}{\tau_0} = \frac{\frac{E_a}{RT_{PMH}} \text{Ln}\left(\frac{T_\tau}{T_{PMH}}\right)}{\left(\frac{T_{PMH}}{T_\tau} + \frac{RT_{PMH}}{E_a}\right) e^{\frac{E_a}{RT_{PMH}}\left(1-\frac{T_{PMH}}{T_\tau}\right)} - \left(1 + \frac{RT_{PMH}}{E_a}\right)}$$

Équation 36

Le comportement des modèles, symbolisé par des pointillés sur la **Figure 18**, demeure cohérent avec la tendance générale des données expérimentales. En revanche, nous ne retrouvons pas la forme affine caractéristique, et l'écart dépasse par endroits 20pts de

pourcentage. Les deux approches envisagées représentent les deux configurations limites de propagation de flamme, mais donnent les mêmes résultats. La réalité s'approche d'une combinaison des deux. Une flamme au développement sphérique, avec une montée en température exponentielle, perdure jusqu'à atteindre les parois, puis une surface de flamme constante, accompagnée d'une augmentation linéaire de température, termine la combustion. Cette combinaison a été modélisée, mais logiquement nous retrouvons encore la même courbe. L'amélioration n'est donc pas tant à chercher dans la configuration choisie pour la flamme, que dans l'estimation de l'emballement thermique. La chimie froide a notamment été volontairement occultée dans celui-ci. L'influence (complexe) de la pré réaction, ou l'entrée dans la zone NTC ne sont pas prises en compte dans le calcul. L'activité chimique doit être précisée par rapport à la loi d'Arrhenius énoncée dans le postulat de départ : évolution de la « constante » K , sensibilité du terme d'activation, etc... Pour preuve, notre modèle semble prédire correctement les résultats du propane. En effet, cet hydrocarbure court ($n_C=3$) est dénué de chimie froide, et la loi d'Arrhenius, telle qu'énoncée, approxime beaucoup mieux sa réactivité.

BIBLIOGRAPHIE

-
- [1] H.L. MacLeana, L.B. Lave (2003), *Evaluating Automobile Fuel/Propulsion System Technologies*, Progress in Energy & Combustion Science vol.29, p. 1-69.
- [2] Commission Européenne (2012), *Règlement (UE) 459/2012 de la Commission en ce qui concerne les émissions des véhicules particuliers et utilitaires légers (Euro 6)*, Journal Officielle de l'Union Européenne, Annexe I, p. 4.
- [3] A. Boiarciuc, F. Foucher, C. Mounaïm-Rousselle, O. Pajot (2007), *Estimate Measurement of Soot Diameter and Volume Fraction Inside the Bowl of a Direct-Injection-Compression-Ignition Engine: Effect of the Exhaust Gas Recirculation*, Combustion Science & Technology 179, p. 1631-1648.
- [4] G.D. Neely, S. Sasaki, Y. Huang, J.A. Leet, DW. Stewart (2005), *New Diesel Emission Control Strategy to meet US Tier 2 Emissions Regulations*, Society of Automotive 2005-01, p. 1091.
- [5] M. André (2010), *Potentiel de la Combustion HCCI et Injection Précoce*, Thèse de l'université d'Orléans - Institut PRISME.
- [6] X. Lu, D. Hang, Z. Huang (2011), *Fuel Design and Management for the Control of Advanced Compression-Ignition Combustion Modes*, Progress in Energy and Combustion Science, p. 1-43.
- [7] X. Lu, L. Ji, J. Ma, X. Zhou, Z. Huang (2011), *Combustion Characteristics and Influential Factors of Isooctane Active-Thermal Atmosphere Combustion Assisted by Two-Stage Reaction of n-Heptane*, Combustion and Flame 158, p. 203.
- [8] G. Kalghatgi, P. Risberg, H. Angstrom (2006), *Advantages of Fuels with High Resistance to Auto-ignition in Late-Injection, Low-Temperature, Compression Ignition Combustion*, Society of Automotive 2006-01, p. 3385.
- [9] J. Hyvönen, G. Haraldsson, Bengt Johansson (2005), *Operating Conditions Using Spark Assisted HCCI Combustion During Combustion Mode Transfer to SI in a Multi-Cylinder VCR-HCCI Engine*, Society of Automotive 2005-01, p. 109.
- [10] Y. Zhang, H. Xie, H. Zhao (2009), *Investigation of SI-HCCI Hybrid Combustion and Control Strategies for Combustion Mode Switching in a Four-Stroke Gasoline Engine*, Combustion Science & Technology 181, p. 782-799.
- [11] S.A. Bozhenkov, S.M. Starikovskaia, A.Yu. Starikovskii (2003), *Nanosecond Gas Discharge Ignition of H₂ - and CH₄ - Containing Mixtures*, Combustion and Flame 133, p. 133.
- [12] N. Chintala, A. Bao, G. Lou, I.V. Adamovitch (2006), *Measurements of Combustion efficiency in Nonequilibrium RF Plasma-Ignited Flow*, Combustion and Flame 144, p. 744.
- [13] A.Yu. Starikovskii (2005), *Plasma Supported Combustion*, Proceedings of the Combustion Institute 30, p. 2405-2417.
- [14] N. Peters (1992), *Fifteen Lectures on Laminar and Turbulent Combustion*, Ercoftac Summer School, p. 53.
- [15] J. Herzler, L. Jerig, P. Roth (2005), *Shock tube study of the ignition of lean n-heptane/air mixture at intermediate temperatures and high pressures*, Proceedings of the Combustion Institute 30, p. 1147-1153.

-
- [16] J.F. Griffiths, P.A. Halford-Maw, D. J. Rose (1993), *Fundamental Features of Hydrocarbon Autoignition in a Rapid Compression Machine*, *Combustion and Flame* 95, p. 291-306.
- [17] Zhi Wang, Xu He, Jian-Xin Wang, Shijin Shuai, Fan Xu, Dongbo Yang (2010), *Combustion visualization and experimental study on spark induced compression ignition (SICI) in gasoline HCCI engines*, *Energy Conversion and Management* 51, p. 908-917.
- [18] J.F. Pauwels (2010), *Cinétique Chimique et Mécanismes Réactionnels*, Ecole de Combustion 2010 Porticcio.
- [19] J.F. Griffiths, J.A. Barnard (1995), *Flame and Combustion*.
- [20] R. Minetti, M. Ribaucour, M. Carlier, L.R. Sochet (1996), *Autoignition Delays of a Series of Linear and Branched Chain Alkanes in the Intermediate Range of Temperature*, *Combustion Science and Technology* 113-114, p. 179-192.
- [21] Yimin Huang, Chih-Jen Sung, Kamal Kumar (2007), *Ultra-Dilute Combustion of Primary Reference Fuels*, *Combustion Science and Technology* 179, p. 2361-2379.
- [22] J. Heywood (1989), *Internal Combustion Engine Fundamentals*, McGraw-Hill International Editions, p. 354.
- [23] D.F. Davidson, B.M. Gauthier, R.K. Hanson (2005), *Shock Tube Ignition Measurements of Iso-octane/Air and Toluene/Air at High Pressures*, *Proceedings of Combustion Institute* 30, p. 1175-1182.
- [24] M. Mehl, W.J. Pitz, M. Sjöberg, J.E. Dec (2009), *Detailed Kinetic Modeling of Low-Temperature Heat Release for PRF Fuels in an HCCI Engine*, *Society of Automotive* 2009-01, p. 1806.
- [25] C. Strozzi, A. Mura, J. Sotton, M. Bellenoue (2012), *Experimental Analysis of Propagation Regimes During the Autoignition of a Fully Premixed Methane-Air Mixture in the Presence of Temperature Inhomogeneities*, *Combustion and Flame* 159, p. 3323-3341.
- [26] G.Bansal, H.G. Im (2011), *Autoignition and Front Propagation in Low Temperature Combustion Engine Environments*, *Combustion and Flame*.
- [27] R. Sankaran, H.G. Im, E.R. Hawkes, J.H. Chen (2005), *Proceedings of the Combustion Institute* 30, p. 875-882.
- [28] J.B. Martz, H. Kwak, H.G. Im, G.A. Lavoie, D.N. Assanis (2011), *Combustion Regime of a Reacting Front Propagating into an Auto-igniting Mixture*, *Proceedings of the Combustion Institute* 33, p. 3001-3006.
- [29] M. Pöschl, T. Sattelmayer (2008), *Influence of Temperature Inhomogeneities on Knocking Combustion*, *Combustion and Flame* 153, p. 562-573.
- [30] M. Yao, Z. Zheng, H. Liu (2009), *Progress and Recent trends in Homogeneous Charge Compression Ignition (HCCI) Engines*, *Progress in Energy and Combustion Science* 35, p. 398-437.
- [31] N. Kavian, R. Standing, H. Zhao (2005), *Effects of Ignition Timing on CAI Combustion in a Multi-Cylinder DI Gasoline Engine*, *Society of Automotive* 2005-01, p. 3720.

- [32] V.K. Natarajan, V. Sick, D.L. Reuss, G. Silvas (2009), *Effect of Spark-Ignition on Combustion Periods during Spark-Assisted Compression Ignition*, *Combustion Science and Technology* 181, p. 1187-1206.
- [33] G.A. Lavoie, J.B. Martz, M.S. Wooldridge, D. Assanis (2010), *A Multi-Mode Combustion Diagram for Spark Assisted Compression Ignition*, *Combustion and Flame* 157, p. 1106-1110.
- [34] M. Sjöberg, J.E. Dec (2005), *An Investigation into Lowest Acceptable Combustion Temperatures for Hydrocarbon Fuels in HCCI Engines*, *Proceedings of the Combustion Institute* 30, p. 2719-2726.
- [35] U.C. Müller, M. Bollig, N. Peters (1997), *Approximation for Burning Velocities and Markstein Numbers for Lean Hydrocarbon and Methanol Flames*, *Combustion and Flame* 108, p. 349-356.
- [36] J.B. Martz (2010), *Simulation and Model Development for Auto-Ignition and Reaction Front Propagation in Low-Temperature High-Pressure Lean-Burn Engines*, thèse de l'Université du Michigan.
- [37] C. Strozzi (2008), *Etude Expérimentale de l'Autoinflammation de Mélanges Gazeux en Milieux confinés et sa Modélisation avec une Description Cinétique Chimique Détaillée*, Thèse de l'Université de Poitiers - LCD.
- [38] R.R. Maly, R. Herweg (2009), *Flow and Combustion in Reciprocating Engines*, Editions Springer, Chapitre I *Spark Ignition and Combustion in Four-Stroke Gasoline Engines*.
- [39] Y.P. Raizer (1997), *Gas Discharge Physics*, Springer 2nd Edition.
- [40] A. Agneray (2012), *Cours d'Allumage*, ENSMA.
- [41] S.M. Starikovskaia (2006), *Plasma Assisted Ignition and Combustion*, *Journal of Physics - Applied Physics* 39, p. 265-299.
- [42] P. Tardiveau, E. Marode, A. Agneray (2002), *Tracking an Individual Streamer Branch Among Others in a Pulsed Induced Discharge*, *Journal of Physics - Applied Physics* 35, p. 2823.
- [43] A.S. Gaivoronskii, I.M. Razhanskii (1986), *Numerical Model of the Development of Cathode-Directed Streamer in Air Gaps with Non-Uniform Field*, *Zh. Tekh. Fiz.* 56, p. 1110.
- [44] G. Stancu (2009), *Advanced Optical Diagnostics for the characterisation of Kinetic Processes in Plasma Assisted Combustion*, Workshop Les Houches.
- [45] I.A. Kossyi, A.Yu. Kostinsky, A.A. Matveyev, V.P. Silakov (1992), *Kinetic Scheme of the Non-Equilibrium Discharge in Nitrogen-Oxygen Mixtures*, *Plasma Sources Sci. Technol.*, p. 1207.
- [46] X. Jaffrezic (1995), *Etude de l'Amorçage de la Combustion dans un Mélange Air-Propane par un Plasma non Thermique. Application à l'Optimisation de l'Allumage sur un Moteur*, Thèse de l'Université Paris-Sud 11.
- [47] E.I. Mintousov, S.V. Pancheshnyi, A.Yu. Starikovskii (2004), *Propane-Air Flame Control by Non-Equilibrium Low-Temperature Pulsed Nanosecond Barrier Discharge*, 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (Reno, Nevada, USA), p. 1013.

-
- [48] S.M. Starikovskaia, N.B. Anikin, S.V. Pancheshnyi, D.V. Zatsen, A.Yu. Starikovskii (2001), *Pulsed Breakdown at High Overvoltage: Development, Propagation and Energy Branching*, Plasma Sources Sci. Technol. 10, p. 344.
- [49] G. Pilla (2008), *Etude Expérimentale de la Stabilisation de Flamme Propane-Air de Prémélange par Décharges Impulsionnelles Répétitives*, Thèse de l'Ecole Centrale Paris.
- [50] D. Galley, G. Pilla, D. Lacoste, S. Ducruix, F. Lacas, D. Veynante, C.O. Laux (2005), *Plasma-Enhanced Combustion of a Lean Premixed Air-Propane turbulent Flame using a Nanosecond Repetitively Pulsed Plasma*, 43rd AIAA Aerospace Sciences meeting and Exhibit (Reno, Nevada, USA), p. 1193.
- [51] H. Do, S.K. Im, M.A. Cappelli, M.G. Mungal (2010), *Plasma Assisted Flame ignition of Supersonic Flows over a Flat Wall*, Combustion and Flame 157, p. 2298-2305
- [52] W. Kim, H. Do, M.G. Mungal, M.A. Cappelli (2006), *Flame Stabilization Enhancement and NOx Production using Ultra Short Repetitively Pulsed Plasma Discharges*, 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (Reno, Nevada, USA), p. 560.
- [53] W. Kim, M. G. Mungal, M.A. Cappelli (2010), *The Role of in Situ Reforming in Plasma Enhanced Ultra Lean Premixed Methane/Air Flames*, Combustion and Flame 157, p. 374-383.
- [54] A.B. Leonov, D.A. Yarantsev, A.P. Napartovich, I.V. Kochetov (2006), *Plasma-Assisted Ignition and Flameholding in High-Speed Flow*, 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (Reno, Nevada, USA), p. 563.
- [55] S.M. Starikovskaia, E.N. Kukaev, A.Yu. Kuksin, M.M. Nudnova, A.Yu. Starikovskii (2004), *Analysis of the Spatial Uniformity of the Combustion of a Gaseous Mixture Initiated by a Nanosecond Discharge*, Combust & Flame 139, 177-87.
- [56] F. Auzas (2008), *Décharge Radiofréquence Produite dans les Gaz à Pression Elevée pour le Déclenchement de Combustion*, Thèse de l'Université Paris Sud – XI.
- [57] Bruno HAMON, *Mélange de Gaz*, Technique de l'Ingénieur, p. 11-12.
- [58] Joel E. Harrington, Kermit C. Smyth (Janvier 1993), *Laser-induced fluorescence measurements of formaldehyde in a methane/air diffusion flame*.
- [59] M. Augé (2005), *Développement et Exploitation de Diagnostics Optiques Basés sur la Fluorescence de Radicaux. Application aux Moteurs Automobiles*, Thèse de l'ECP - EM2C.
- [60] X. He, M.T. Donovan, B.T. Ziegler, T.R. Palmer, S.M. Walton, M.S. Wooldridge, A. Atreya (2005), *An Experimental and Modeling Study of Iso-octane Ignition Delay Times under Homogeneous Charge Compression Ignition Conditions*, Combustion and Flame 142, p. 266-275.
- [61] S.M. Walton, X. He, B.T. Zigler, M.S. Wooldridge, A. Atreya (2007), *An Experimental Investigation of Iso-octane Ignition Phenomena*, Combustion and Flame 150, p. 246-262.
- [62] R.K.Saray, M. Fathi, M.D. Checkel (2010), *Detailed Approach for Apparent Heat Release Analysis in HCCI Engines*, Fuel 89, p. 2323-2330.

- [63] G. Brecq (2002), *Contribution à la Caractérisation Thermodynamique du Cliquetis dans les Moteurs à Gaz : Application à de Nouvelles Méthodes de Détection*, Thèse de l'Université de Nantes.
- [64] J.B. Martz, R.J. Middleton, G.A. Lavoie, A. Babajimopoulos, D.N. Assanis (2011), *A Computational Study and Correlation of Premixed Isooctane-Air Laminar Reaction Front Properties under Spark Ignited and Spark Assisted Compression Ignition Engine Conditions*, *Combustion and Flame* 158, p. 1089-1096.

Autoinflammation de Mélanges Pauvres Assistée par Plasma

Le durcissement des normes d'émission, tout autant que l'impératif d'économie, poussent à étudier de nouveaux modes de combustion pour les moteurs. L'autoallumage de charges homogènes à basse température offre de bonnes perspectives quant au rejet de NO_x , suies, et CO_2 . Cependant son control reste délicat, car il est extrêmement sensible à la température et la cinétique de l'hydrocarbure. L'assistance par plasma hors-équilibre pourrait fournir une solution. Les expériences sont menées dans une MCR avec des mélanges pauvres d'isooctane/air et un prototype d'allumeur Renault. La combustion obtenue identifiée comme SICI se déroule en deux phases: la propagation d'une flamme comprime les gaz restant jusqu'à leur autoallumage. Le réchauffement du système expérimental est intégré dans le protocole d'exploitation, afin de quantifier l'effet SICI relativement à l'autoallumage pur. L'effet du plasma semble avant tout dépendre de l'énergie déposée, bien qu'il converge rapidement, quel que soit l'avance du déclenchement. Le comportement asymptotique à haute énergie s'explique par la thermalisation des filaments, soulignée par comparaison avec l'effet SICI d'un arc classique. A l'inverse, le seuil minimal d'énergie nécessaire semble lié à la capacité à générer un noyau de flamme viable, rapprochant le phénomène d'un problème classique d'allumage en conditions difficiles. La propagation de la flamme détermine le déclenchement de l'autoallumage selon une caractéristique linéaire particulièrement remarquable, car indépendante des conditions thermodynamiques du mélange. L'existence d'une flamme froide est mise en avant par des acquisitions de PLIF formaldéhyde. La pré réaction semble accélérer la propagation du front de flamme.

Mots clefs : automobiles, allumage, moteurs, combustion, fluorescence induite par laser, compressibilité, flamme, plasmas (gaz ionisés), HCCI, SICI, PLIF, hors-équilibre, LTC, isooctane, MCR.

Emission standards tightening as well as economical needs urge to study new combustion modes for engines. Low-temperature homogeneous charge auto-ignition offers good prospects for NO_x , soot, and CO_2 emissions. However, its control remains sharp for it is extremely influenced by temperature and fuel chemistry. Assisting non-equilibrium plasmas could provide a solution. Experiments are RCM managed with lean isooctane/air mixtures and prototype Renault ignition devise. Combustion occurs in a two steps mode known as SICI: flame propagation compresses the remaining gas to auto-ignition. The experimental set temperature rise is computed in order to measure the SICI effect compared to pure auto-ignition. The plasma seems to act mainly through the energy dropped, albeit its effect quickly reaches a maximum, no matter how early it starts. This asymptomatic high energy behavior relies on the streamers overheating, as underlined by the look-like SICI effect from a regular arc discharge. On the contrary, minimal required energy appears to be linked to the capability of generating a sustainable flame kernel, making it closer to a standard ignition issue in rough conditions. Flame propagation sets auto-ignition start, according to an astonishingly linear characteristic not even influenced by charge's thermodynamic conditions. Cool flame is put forward through formaldehyde PLIF imaging. Prereaction seems to enhance front propagation speed.

Key words: automobiles, ignition, motors, combustion, compressibility, flame, plasma (ionized gases), HCCI, PLIF, non-equilibrium, LTC, isooctane, RCM.