



HAL
open science

Étude expérimentale et numérique de la transition front d'auto-inflammation/déflagration. Influence des propriétés de combustion du mélange

Hicham Ossman

► **To cite this version:**

Hicham Ossman. Étude expérimentale et numérique de la transition front d'auto-inflammation/déflagration. Influence des propriétés de combustion du mélange. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2023. Français. NNT : 2023ESMA0001 . tel-03980447

HAL Id: tel-03980447

<https://theses.hal.science/tel-03980447>

Submitted on 9 Feb 2023

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

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

THESE

Pour l'obtention du Grade de
DOCTEUR DE L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE MECANIQUE ET
D'AEROTECHNIQUE

(Diplôme National – Arrêté du 25 mai 2016)

Ecole Doctorale :
Mathématiques, Informatique, Matériaux,
Mécanique, Energétique
Secteur de Recherche : Energétique, Thermique, Combustion

Présentée par :

Hicham OSSMAN

Etude expérimentale et numérique de la transition front d'auto-
inflammation/Déflagration. Influence des propriétés de combustion du mélange

Directeur(s) de thèse : Julien SOTTON
Co-encadrant : Camille STROZZI

Soutenue le 04 Janvier 2023

devant la Commission d'Examen

JURY

Président :

GUIBERT Philippe, Professeur des Universités, Sorbonne Université

Rapporteurs :

CHAUMEIX Nabiha, Directrice de Recherche, Laboratoire ICARE, CNRS
VANHOVE Guillaume, Maître de Conférences, Université Lille

Membres du jury :

CHAUMEIX Nabiha,	Directrice de Recherche,	Laboratoire ICARE, CNRS
VANHOVE Guillaume,	Maître de Conférences,	Université Lille
GUIBERT Philippe,	Professeur des Universités,	Sorbonne Université
JAY Stéphane,	Ingénieur de Recherche, HDR,	IFP Energies nouvelles
BELLENOUE Marc,	Professeur des Universités,	ISAE-ENSMA, Pprime
SOTTON Julien,	Professeur des Universités,	ISAE-ENSMA, Pprime
STROZZI Camille,	Maître de Conférences,	Univ. Poitiers, Pprime

Remerciements

Par ces quelques lignes, je tiens à remercier toutes les personnes qui ont participé de près ou de loin au bon déroulement de cette thèse, en espérant n'avoir oublié personne...

Je commencerai par remercier le Pr. Marc Bellenoue pour m'avoir accueilli au sein de son équipe. Je te remercie pour les moments conviviaux, le café du matin, et surtout d'avoir toujours participé à ce travail de thèse et corrigé ce manuscrit.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude au M. Camille Strozzi pour m'avoir encadré, formé et supporté durant ces trois années. Tu as été bien plus qu'un encadrant de thèse. Tu m'as appris à être rigoureux et méthodique et c'est grâce à tes remarques pertinentes que j'ai pu mener à bien ce travail de thèse.

Un énorme merci au Pr. Julien Sotton pour la confiance qu'il m'a accordée tout au long de cette thèse, pour ton assistance et ton soutien durant ces trois années. Je t'exprime ma profonde estime pour toutes tes qualités humaines et professionnelles.

Julien, ça y est, il n'y a plus des cadeaux de matin 😊

Je remercie sincèrement Mme Nabiha Chaumeix, M. Guillaume Vanhove ainsi que M. Philippe Guibert et M. Stéphane Jay pour avoir accepté de juger ce travail en tant que rapporteurs et examinateurs. Je leur exprime ma profonde gratitude en espérant que ce manuscrit de thèse retienne leur intérêt et qu'il leur soit agréable à lire.

Durant ces années, j'ai pu travailler dans un cadre particulièrement agréable, grâce à l'ensemble des membres de l'équipe FTC-Combustion. Merci de m'ouvrir l'opportunité de bien vivre les moments de recherche au sein de votre unité.

A Alain Claverie, je te remercie pour la grande assistance à réaliser l'ensemble des diagnostics optiques au cours de ce travail. Je te remercie également pour ton amitié, tes qualités humaines, ta bonne humeur communicative et aussi que pour la lecture finale de ce manuscrit.

Je remercie également M. Nicolas Papin, M. Bastien Boust, M. Jean Christophe et M. Vincent Montassier pour leur aide technique.

Je tiens à remercier M. Hervé Arlaud et M. Gildas Lalizel de m'avoir fourni les thermocouples à fil fin.

Un grand MERCI...

- A Maria-Clara, Nicole, Naina, Roseline, Hugo, Nicolas, Rodrigo et Quentin, mes collègues qui sont devenus très rapidement mes proches amis, pour les bons moments que nous avons passés ensemble ainsi que pour leur amitié. Je ne vous oublierai jamais.

- A Alessandra, pour son soutien moral dans les moments les plus difficiles. Vraiment, tu es pour moi plus qu'une sœur.

Enfin, ce travail de thèse ne voudrait rien dire sans aller plus loin et remercier mes parents pour leur dévouement incommensurable, qui m'ont toujours soutenu et poussé à donner le meilleur de moi-même. Merci tout particulièrement à mon père qui m'a fait comprendre que la vie n'est pas faite que de problèmes que l'on peut résoudre grâce à des formules mathématiques !

Remerciements

Un grand merci à mon frère et mes sœurs pour avoir toujours été à côté de moi, m'avoir soutenu quand j'en avais besoin.

Mention spéciale à Racha, l'amie de mon cœur qui m'a supportée et m'a permis de me lever motivé, le cœur léger et l'esprit tranquille depuis le début de ma thèse. Merci pour le grand amour que tu m'as consacré. Tu as su être là à chaque instant, pour me soutenir. Sei la mia vita Ti amo tanto così !

Mes sincères remerciements à tous les Hommes visibles et invisibles qui m'ont aidé à réaliser cette thèse. Il faut avouer là, que la thèse est loin d'être un travail solitaire !

ETUDE EXPERIMENTALE ET NUMERIQUE DE LA TRANSITION FRONT D'AUTO-INFLAMMATION/DEFLAGRATION. INFLUENCE DES PROPRIETES DE COMBUSTION DE MELANGE

Résumé

Les enjeux environnementaux et sociétaux de la combustion pour la production d'énergie (électrique, chauffage ou transport), nécessitent le développement de nouveaux modes de combustion, de nouvelles technologies de brûleurs et de combustibles alternatifs. L'autoinflammation de mélanges homogènes en composition chimique intervient dans certains modes de combustion avancés, à la fois pour des applications de propulsion terrestre (HCCI, SACI, ...) ou aéronautique (CVC). Ces modes ont été étudiés ces deux dernières décennies pour la réduction de la consommation et/ou des émissions polluantes des systèmes propulsifs. Une des difficultés pour leur application pratique réside dans le fait que l'instant d'autoinflammation ainsi que le taux de dégagement de chaleur associé ne sont contrôlés qu'indirectement. Zel'Dovich a mis en évidence l'existence de plusieurs régimes de combustion en fonction des gradients de réactivité présents localement juste avant l'autoinflammation, en particulier la déflagration, le front d'autoinflammation et la détonation.

Dans ce contexte, les objectifs de ces travaux de thèse concernent la limite de transition entre le front d'autoinflammation et la déflagration pour des mélanges homogènes et gazeux de combustible et d'air synthétique. En particulier, l'objectif est d'analyser la sensibilité du régime de combustion au gradient de température, à la composition du mélange et aux conditions thermodynamiques. Une machine à compression rapide est utilisée à cet effet.

Une combinaison originale de conditions expérimentales est établie pour générer des fronts d'autoinflammation ou déflagrations quasi-1D, se propageant à l'intérieur d'une large région laminaire et chaude. Pour cela, l'écoulement interne a été qualifié des points de vue aérodynamique et thermique. En particulier, des gradients de température sont générés dans cette région de cœur adiabatique centrale en chauffant différemment les différentes parties de la MCR. L'amplitude des gradients est mesurée avec des thermocouples à fils fins de 7.6 μm , ce qui représente une spécificité du travail présenté.

L'objectif principal consiste en l'analyse des comportements locaux des fronts réactifs dans des conditions aérodynamiques et thermiques maîtrisées. La transition de régime est d'abord analysée numériquement. L'influence de la composition du mélange et des propriétés thermodynamiques est étudiée via une approche numérique afin de déterminer les conditions clés conduisant à l'inflammation spontanée ou à la déflagration. En particulier, des simulations OD de délais d'autoinflammation et de vitesse de flamme laminaire sont réalisées en utilisant le progiciel CANTERA et un schéma cinétique détaillé pour l'oxydation du n-heptane. Les résultats des simulations sont utilisés pour calculer la vitesse d'autoinflammation. Cette dernière est comparée à la vitesse de flamme laminaire, pour délimiter les régions correspondantes à l'autoinflammation et à la déflagration.

Trois techniques de mesure mises en place, utilisant les principes de la PLIF-OH à haute cadence, de la Vélocimétrie par Images de Particules et de la chimiluminescence, ont permis de quantifier les vitesses de propagation de front réactif. La caractérisation du régime de combustion a été réalisée à différentes pressions et température au PMH et avec des mélanges riches, normaux et pauvres en oxygène. Ces conditions de mélange, de pression et de température au PMH sont choisies en se basant sur les résultats des études numériques et de caractérisation aérodynamique et thermique. Les visualisations optiques confirment que la dynamique des fronts d'autoinflammation dépend fortement (i) de la composition du mélange gazeux et des conditions thermodynamiques, (ii) des gradients thermiques dans le mélange non brûlé. En particulier, ce travail met en évidence des conditions expérimentales pour lesquelles un gradient plus raide ou un changement dans la composition du mélange ou de pression conduit à une transition de l'autoinflammation à la déflagration.

Mots clés : Combustion spontanée, Déflagration, Gaz (combustible), Air, Moteurs à explosion, Thermodynamique, Vélocimétrie par images de particules, Chimiluminescence, Machine à Compression Rapide (MCR), Gradient de Température

EXPERIMENTAL AND NUMERICAL STUDY OF AUTOIGNITION/DEFLAGRATION TRANSITION LIMIT. INFLUENCE OF COMBUSTION PROPERTIES OF THE MIXTURE

Abstract

Environmental regulations are in constant evolution all over the world to accelerate the development of advanced generations of highly efficient and ultra-clean combustion technologies for transportation, power generation, industry and buildings. Therefore, the development of new efficient and environmentally respectful combustion concepts and systems, capable of using conventional and alternative fuels, has become more important in the recent years. Autoignition of homogeneous mixtures in terms of chemical composition is a phenomenon involved in advanced combustion modes for both ground propulsion (HCCI, SACI...) and aeronautic propulsion (CVC). Most of these modes were under study over the last two decades in order to reduce fuel consumption and/or pollutant emissions of propulsive systems. One of the main difficulties for their practical application is due to the fact the autoignition phasing and the heat release rate are not directly controlled. Zel'Dovich reported the existence of different combustion regimes depending on the reactivity gradients observed before the onset of autoignition. These regimes are deflagration, spontaneous ignition fronts, and detonation.

In this context, the objectives of this thesis work concern the transition limit between the autoignition front and deflagration for homogeneous and gaseous mixtures of fuel and synthetic air. In particular, the objective is to analyze the sensitivity of the combustion regime to the temperature gradient, the mixture composition and the thermodynamic conditions. A fast compression machine (RCM) is used for this purpose.

An original combination of experimental conditions is set to generate quasi-1D autoignition fronts or deflagrations propagating inside a wide laminar and hot region. For this purpose, the internal flow has been qualified from aerodynamic and thermal points of view. In particular, temperature gradients are generated in this core region using differential heating. The amplitude of the gradients is measured with thin thermocouples of 7.6 μm , which represents a specificity of the present work.

The influence of the mixture composition and thermodynamical properties is studied through a numerical approach in order to grasp the key conditions leading to spontaneous ignition front or deflagration. In particular, 0D computations of autoignition delay and laminar flame velocity are performed using chemical kinetic mechanisms for n-heptane oxidation. Ignition delays are computed taking into account the compression history of our RCM. The calculated ignition delay time are then used to calculate the spontaneous ignition velocity. This latest is compared to the laminar flame speed to delineate regions corresponding to autoignition or deflagration.

Three measurement devices, using the principles of high-speed PLIF-OH, Particle Image Velocimetry and chemiluminescence, have been set up to measure the reactive front propagation speed.

The characterization of the combustion regime was performed at different pressures and temperatures at TDC and with rich, normal and low oxygen mixtures. Mixture and conditions were selected based on the numerical study and aerodynamical conditions. The optical records confirm that the dynamics of autoignition fronts is strongly dependent on (i) the gaseous mixture composition and the thermodynamical conditions, and (ii) on thermal gradients in the unburned mixture. In particular, the author evidences experimental conditions for which a steeper gradient or a change in mixture composition leads to a transition from autoignition to deflagration.

Keywords: Combustion, Spontaneous, Deflagration, Gas as fuel, Air, Internal combustion engines, Spark ignition, Thermodynamics, Particle image velocimetry, Chemiluminescence, Rapid Compression Machine, Thermal Gradient

Table des matières

Remerciements	3
Résumé	6
Abstract	7
Table des matières	9
Liste des Figures	12
Liste des Tableaux	17
Nomenclature	18
Introduction	21
1. Bibliographie sur la combustion à basse température	26
1.1 Moteurs alternatifs à combustion interne : modes de combustion conventionnels	26
1.2 Objectifs de la combustion à basse température	27
1.3 Avantages de la combustion à basse température	29
1.4 Techniques pour la Combustion à Basse Température	29
1.5 Défis pour les moteurs HCCI	32
1.5.1 Plage de fonctionnement limitée	32
1.6 Stratégie de contrôle de la combustion	33
1.6.1 Délais d'autoinflammation	34
1.6.2 Recirculation de gaz brûlés (Dilution)	34
1.6.3 Effet des paramètres du moteur	35
1.6.4 Type de combustible	37
1.7 Application commerciale de moteurs HCCI	37
1.8 Phénomènes fondamentaux de combustion	39
1.8.1 Modes de combustion prémélangée	40
1.8.2 Physique de l'autoinflammation	55
1.8.3 Transition déflagration / autoinflammation	61
1.9 Machine à Compression Rapide (MCR) pour l'étude de l'autoinflammation	81
1.10 Conclusion du chapitre	83
2. Aspects Expérimentaux	86
2.1 Machine à Compression Rapide : principe de fonctionnement	86
2.1.1 Contrôle et acquisition	87
2.1.2 Système de Chauffe	87
2.1.3 Mélanges réactifs	89

2.1.4	Température et pression au PMH	92
2.2	Diagnostics optiques.....	93
2.2.1	Ombroscopie rapide.....	93
2.2.2	Vélocimétrie par image de particules – PIV	94
2.2.3	Visualisations directes par chimiluminescence	97
2.2.4	Fluorescence induite par Plan Laser - PLIF OH.....	101
2.2.5	Combinaison de diagnostics PLIF et PIV.....	107
2.3	Thermométrie.....	117
2.3.1	Etude numérique caractéristique des thermocouples à fil fin.....	119
2.3.2	Estimation numérique de la variation de température durant la compression	123
2.4	Méthodes numériques.....	124
2.4.1	Estimation de la vitesse de flammes laminaire.....	125
2.4.2	Délai d'autoinflammation et dynamique d'autoinflammation séquentielle	126
3.	Etude de la transition front d'autoinflammation/Déflagration en machine à compression rapide : résultats expérimentaux et numériques dans le cas d'un piston plat 131	
3.1	Caractérisation aérodynamique.....	132
3.2	Mesures de gradient thermique.....	136
3.3	Evolution de la pression et analyse optique	139
3.4	Résultats des délais d'autoinflammation.....	142
3.5	Évaluation des données numériques de vitesse de flamme laminaire	144
3.6	Étude paramétrique numérique de la transition autoinflammation/déflagration (AI/Df)	146
3.7	Caractérisation expérimentale du régime de combustion.....	148
3.8	Conclusion du chapitre.....	151
4.	Extension des conditions d'expérimentation par l'utilisation d'un Piston à cavité 155	
4.1	Aspects expérimentaux	156
4.1.1	Système de chauffe	156
4.1.2	Système de RE-COMpression RECO.....	157
4.2	Résultats expérimentaux.....	157
4.2.1	Caractérisation aérodynamique	157
4.2.2	Mesure du gradient thermique.....	160
4.2.3	Caractérisation des délais d'autoinflammation	165

4.2.4	Prédiction des régimes de combustion : Une approche numérique	168
4.2.5	Régimes de combustion des expérimentations réalisées.....	171
4.3	Conclusions du chapitre	185
5.	Conclusions et perspectives	189
5.1	Conclusions	189
5.2	Perspectives	191
6.	Bibliographie	195
7.	Annexe.....	212
7.1	Annexe 1	212
7.2	Annexe 2	213
7.3	Annexe 3	218
7.4	Annexe 4	235
7.5	Annexe 5	236
7.6	Annexe 6	218
7.7	Annexe 7	213
7.7.1	Formation de polluants	213
7.7.2	Développement des moteurs à multicylindre	214
7.7.3	Contrôle de la combustion	214
7.7.4	Phénomènes indésirables	214
7.8	Annexe 8	237

Liste des Figures

Figure 1-1: Evolution temporelle des nouveaux types des vehicules selon les normes [21].	28
Figure 1-2: : Processus d'allumage par compression d'une melange homogene [26].	31
Figure 1-3: Combustion HCCI : reduction de NOx et de suie [38].	31
Figure 1-4: Structure d'une flamme laminaire de premelange.	42
Figure 1-5: Notations utilisees pour les definitions de vitesse de flamme	44
Figure 1-6 : Resultats experimentaux des mesures de la vitesse de flamme laminaire presents dans la litterature a pression atmospherique et a 300 K en a), a differentes pressions et temperatures en b) et a differentes temperatures en c).	54
Figure 1-7: Relevés de pression et ça dérivée lors de l'autoinflammation en deux étapes d'un alcane [126].	56
Figure 1-8: Sensibilité de l'autoinflammation à la concentration molaire et à la température au PMH pour le mélange n-pentane/air à la stichométrie [126].	57
Figure 1-9: Sensibilité thermique du délai d'autoinflammation de l'isooctane à une concentration molaire en fin de compression de 265 mol.m ⁻³ : carrés $\phi = 0.8$, triangles : $\phi = 1$, cercles : $\phi = 1.2$ [126].	58
Figure 1-10: Sensibilité thermique du délai d'autoinflammation pour des hydrocarbures linéaires et ramifiés [130].	59
Figure 1-11: Transition des fronts de flamme à T = 700 K [143].	64
Figure 1-12: a) Evolution temporelle de la vitesse du front normalisée à la vitesse de flamme laminaire correspondante, cas 1D laminaire à différents température initiale et fluctuation de température T' [144]. b) Evolution temporelle du la vitesse du front moyenne normalisée à la vitesse de flamme laminaire correspondante pour une température initiale moyenne de 1035 K et délais d'autoinflammation homogène $\tau_0 = 2.5$ ms, à différents fluctuation de température T' [146].	66
Figure 1-13: Diagramme de régime de combustion proposé par Bradley et al [157].	70
Figure 1-14: Représentation de champ de température initiale imposé dans le domaine d'étude 1D mono—carburant.	72
Figure 1-15: Comparaison des évolutions temporelles de la vitesse de déplacement du front (cas B) à la vitesse théorique et à la vitesse de flamme laminaire. a) cas c = 0.03, b) cas c = 0.5 [33].	72
Figure 1-16: Diagramme représentatif de régime de combustion proposé par Grogan et al. [17].	76
Figure 1-17: Superposition des contours de flamme avec les lignes de champ lors de la combustion du mélange 1-hexène/air.	77
Figure 1-18: Iso-contours d'émission de l'autoinflammation de mélange CH ₄ /air à 40 bar au PMH et $\Phi = 1$ et profil de pression correspondant [6].	79
Figure 1-19: délai d'autoinflammation de l' isooctane à pression 20 (± 0.65) bar du deuxième workshop international sur les MCR [19]. Les symboles ouverts indiquent les délais d'allumage de la première étape, les symboles fermés représentent les délais d'allumage total.	81
Figure 2-1: Schéma représentatif de la machine à compression rapide. 1 : Vérin hydraulique, 2 : chambre de combustion, 3 : came, 4 : piston/cylindre, 5 : galet, 6 : système de freinage, 7 : vérin de rappel.	86
Figure 2-2: Profils de température initiaux mesurés sur l'axe y à l'aide d'un thermocouple de type K de diamètre de soudure de 600 μ m : cas d'un profil stratifié et d'un profil homogène, configuration à piston plat.	88
Figure 2-3: Dispositif d'ombroscopie rapide.	93
Figure 2-4: Schéma représentative de l'installation du système PIV.	95
Figure 2-5: Protocole expérimental de préparation du mélange et de l'ensemencement.	97
Figure 2-6: a) Image brute. b) Filtre médian. c) Filtre gaussien. Mélange n-heptane/O ₂ /N ₂ /CO ₂ (1.34/29.59/26.93/42.12 % en mole), 20 bar au PMH, $\Phi = 0.5$.	98

Figure 2-7: a) Image brute et influence des particules dans la détection des contours des fronts réactifs. b) Vitesse apparente (S_{ap}) correspondante dans le temps pour le mélange n-heptane/ $O_2/N_2/CO_2$ (1/11/15.14/10.52 en mole), 20 bar au PMH, $\Phi = 1$, $T_{ad} = 674$ K. _____	100
Figure 2-8: Evolution de la pression (a), image de chimiluminescence et contour du noyau d'autoinflammation (b), et évolution temporelle des contours avec un pas de temps de 0,23 ms (c). Mélange n-heptane - $O_2/N_2/CO_2$ (21 %/59,25 %/19,75 % par mole dans l'air synthétique) à $\Phi = 1$ et $P_{TDC} = 20$ bar. _____	101
Figure 2-9: Diagramme schématique du modèle à deux niveaux de la fluorescence induite [189]. _____	103
Figure 2-10: Schéma d'excitation - d'émission du radical OH [189]. _____	105
Figure 2-11: Variation du signal de fluorescence avec la température [189]. _____	105
Figure 2-12: a) Mesure du spectre de transmittance τ d'une flamme laminaire à pression constante [193]. b) comparaison du spectre de chimiluminescence et de la fluorescence. Spectre d'émission de la molécule OH à 2000 et à 1000 K en c) et d) respectivement. _____	106
Figure 2-13: a) Schéma explicatif du dispositif de la combinaison de mesure par PLIF OH et PIV. b) Chronogramme de synchronisation du dispositif de fluorescence induite par plan laser sur les radicaux OH et de la vélocimétrie par image de particule combiné. L'axe optique de la caméra SA5 rapide est perpendiculaire au hublot de visualisation. Un angle de 20° est appliqué entre les axes des deux caméras. _____	109
Figure 2-14: Résultats expérimentaux du spectre d'absorption de la molécule OH enregistré en deux période différents en a) et b) et comparaison avec les résultats de LIFBASE. _____	110
Figure 2-15: Schéma représentatif des filtres appliqués aux essais à différents instants. Mélange n-heptane - $O_2/N_2/CO_2$ (1/11/10.01/15.65 en mole), 20 bar, $\Phi = 1$. _____	112
Figure 2-16: a) Image filtrée, b) image brute avec les contours, c) position du front de flamme correspondant aux 10 tranches dans le temps. Mélange n-heptane/ $O_2/N_2/CO_2$ (1/11/12.83/12.83 en mole), $P_{TDC} = 20$ bar, $\Phi = 1$. _____	113
Figure 2-17: Comparaison entre les positions des fronts réactifs des différents tranches avec celles filtrées en a) et b) et les vitesses correspondantes en c) et d) avec les vitesses moyennes. e) vitesse moyenne final de la zone droite et la zone gauche. Configuration à piston à cavité. _____	114
Figure 2-18: (a) Champ de vitesse durant la combustion à partir de mesures PIV et la position de front en rouge. (b) Les profils des vitesses dans le temps sur une ligne verticale (tiret blanc en (a)) et les positions des fronts réactifs correspondants. _____	116
Figure 2-19: Schéma représentatif du thermocouple de type K, diamètre de soudure $7.6 \mu m$. _____	117
Figure 2-20 : a) Influence du diamètre de soudure sur la réponse du thermocouple. b) différence de température pour différents diamètres de soudures par rapport au $d = 7.6 \mu m$. c) influence du rapport longueur/diamètre du fils à la température. d) flux conductif, radiatif, et convectif dans le temps. _____	122
Figure 2-21: a) Profil de température initiale sur l'axe de piston (cylindre et chambre de combustion). b) distribution de la température théorique (T_{ad}) après la compression. c) variation de la température adiabatique durant et après la compression pour le cas d'une mélange inerte n-heptane/ N_2/CO_2 (1/42/10.34 en mole), $\Phi = 1$, à 47 et à 30 mm. _____	124
Figure 2-22: Résultats des simulations des deux domaines spatiaux 0.5 mm en a) et 34 mm en b) pour le mélange n-heptane/ O_2/N_2 à $P = 7$ bar et $T_0 = 700$ K. _____	126
Figure 2-23: Délais d'autoinflammation en fonction de la température, simulés en utilisant le schéma détaillé de San Diego avec (ligne pleine) et sans (ligne pointillée) historique de compression. _____	127
Figure 3-1: Schéma représentatif de Piston plat utilisé dans cette étude. _____	131
Figure 3-2: Mesures quantitatives de champ de température par PLIF dans le plan central de la MCR. $P_{PMH} = 10.7$ bar, $T_{ad} = 773$ K [178]. _____	133

- Figure 3-3: Champ de vitesse pendant et après la compression à partir de mesures PIV avec une nappe laser de 500 μm au plan médian de la chambre (a) et à 6 mm de la paroi de la chambre (b). Pression au PMH de 7, 20 et 40 bar. _____ 134
- Figure 3-4: Profil de vitesse moyenne obtenue par mesure de PIV avec nappe laser à $x = 6$ mm de la paroi latérale dans un carré (2x2 mm). Son centre est localisé à 3 mm par rapport à la culasse et à 6 mm par rapport au paroi latérale (voir carré noir dans la Figure 3-3). _____ 135
- Figure 3-5: (a) Profils de température initiale mesurés à l'aide d'un thermocouple de type K de 600 μm de diamètre de soudure. (b) Mesures de température brute et corrigée pendant et après la compression à l'aide de deux thermocouples à fil fin (7,6 μm) pour le cas du profil de température stratifié. _____ 137
- Figure 3-6: Evolution temporelle de la température théorique calculée (ligne pointillée orange et Bleue) et de celle mesurée corrigé (ligne orange et bleue). La ligne orange est associée au thermocouple supérieur et la ligne bleue correspond au thermocouple inférieur. Comparaison entre le gradient de température calculé (lignes pointillées vertes) et le gradient mesuré (ligne verte). _____ 139
- Figure 3-7: Évolution de la pression et images de chimiluminescence large bande. a) cas du GTAC faible pour le mélange n-heptane/ $\text{O}_2/\text{N}_2/\text{CO}_2$ (1/11/31,03/10,34 par mole) et b) cas du GTAC élevé pour le mélange n-heptane/ $\text{O}_2/\text{N}_2/\text{CO}_2$ (1/11/24,41/16,96 par mole). Délai d'autoinflammation d'environ 5 ms, 20 bar au PMH et mélange stœchiométrique. _____ 141
- Figure 3-8: Mesures des délais d'autoinflammation en fonction de la température du cœur adiabatique maximale au PMH pour des mélanges n-heptane - $\text{O}_2/\text{N}_2/\text{CO}_2$: profil de température homogène et stratifié et comparaison avec les résultats du schéma cinétique de San Diego et la littérature. a) 21 % de O_2 , 20 bar, au PMH. b) 30 % de O_2 , $\Phi = 1$, $P_{\text{PMH}} = 7$ bar. c) 21 % de O_2 , $\Phi = 1-0.5$, $P_{\text{PMH}} = 20$ bar. d) Fraction molaire de O_2 : 14, 21, 30 % dans l'air synthétique ; $\Phi = 1$, $P_{\text{PMH}} = 20$ bar. _____ 143
- Figure 3-9: S_L pour le n-heptane calculé numériquement en utilisant le schéma cinétique de San Diego [185] et comparaison avec les résultats des mesures dans la littérature en (a) et la corrélation de D'Adamo [105] et le schéma cinétique de PoliMi [201] en (b). _____ 145
- Figure 3-10: Rapport S_L sur S_{SP} en fonction de la variation de la pression (a) et de la richesse (b) à gradient de température constant (4,5 K/mm) et fraction molaire de O_2 . Influence de la fraction molaire de O_2 et de la température pour les mélanges n-heptane/ $\text{O}_2/\text{N}_2/\text{CO}_2$. $\Phi = 1$, $P_{\text{TDC}} = 20$ bar sur le rapport S_L/S_{SP} dans le cas d'un GTAP faible (a) et élevé (b) (respectivement 2,5 et 4,5 K/mm). _____ 147
- Figure 3-11: Comparaison entre S_{exp} et S_{SP} et S_L dans le cas d'un gradient de température après compression faible (violet) et fort (bordeaux) en fonction de la température du cœur au PMH à 21 % d'oxygène en a) et à 30, 21, 14 % d'oxygène et GTAC élevé en b). _____ 150
- Figure 4-1: a) Schéma représentatif du Piston à cavité (1.a) et de son géométrie (1.b) (figure de droite extraite de Wu et al. [204]). c) Schéma du montage de la chambre. _____ 156
- Figure 4-2 : Visualisation des gradients d'indice de réfraction par ombroscopie durant la compression de l'azote. $T_0 = 297$ K, $P_{\text{PMH}} = 20$ bar en a) et $P_{\text{PMH}} = 40$ bar en b). _____ 158
- Figure 4-3: Champ de vitesse pendant et après la compression à partir de mesures PIV avec une nappe laser de 500 μm au plan médian de la chambre (a) et à 6 mm de la paroi latérale (b). Pression au PMH de 7 et 20 bar. _____ 159
- Figure 4-4: Flasque latérale utilisée pour mesurer la température à 3 et à 20 mm par rapport à la culasse dans le plan central. b) mesures de température avec l'enveloppe de mesure (min/max) en couleur claire. _____ 161
- Figure 4-5 : Evolution temporelle de la température durant et après la compression sur le plan médian de la MCR, mesurée par des thermocouples 7,6 μm , et gradient de température dans la zone la plus proche du culasse (de 42 à 47 mm), cas profil de température initiale fortement stratifié (Gradient fort). Mélange inerte n-heptane/ N_2/CO_2 : 7 bar (resp. 20 bar et 25 % de CO_2 en a) et b) (resp. e) et f)) et 75 % de CO_2 en c) et d) (resp. g) et h)). _____ 162

- Figure 4-6: Evolution temporelle de la température durant et après la compression sur le plan médian de la MCR, mesurée par des thermocouples 7.6 μm , et gradient de température dans la zone la plus proche de la culasse (de 42 à 47 mm), cas profil de température initiale légèrement stratifié (Gradient faible). Mélange inerte n-heptane/ N_2/CO_2 : 7 bar (resp. 20 bar et 25 % de CO_2 en a) et b) (resp. e) et f)) et 75 % de CO_2 en c) et d) (resp. g) et h)). _____ 164
- Figure 4-7: Mesures des délais d'autoinflammation en fonction de la température du cœur adiabatique maximale au PMH pour des mélanges n-heptane - $\text{O}_2/\text{N}_2/\text{CO}_2$: profil de température homogène (GTAC faible) et stratifié (GTAC élevé). Comparaison entre les résultats des délais trouvés avec PLIF-OH et ceux des délais trouvés avec la chimiluminescence. a) 30 % de O_2 , $P_{\text{PMH}} = 7$ bar. b) 30 % de O_2 , $P_{\text{PMH}} = 20$ bar. c) 21 % de O_2 , $P_{\text{PMH}} = 7$ bar. d) 21 % de O_2 , $P_{\text{PMH}} = 20$ bar. e) 21 % de O_2 , $P_{\text{PMH}} = 30$ bar. c) 30 % de O_2 , $P_{\text{PMH}} = 30$ bar. _____ 165
- Figure 4-8: Mesures des délais d'autoinflammation en fonction de la température du cœur adiabatique maximale au PMH pour des mélanges n-heptane - $\text{O}_2/\text{N}_2/\text{CO}_2$, 30 %, 21 % et 14 % de O_2 dans l'air synthétique, 7 et 20 bar au PMH respectivement en (a) et (b). Cas d'un GTAC faible. _____ 167
- Figure 4-9: Etude du régime de combustion : critère de Sankaran (S_L/S_{sp}) en fonction de la pression et de la température au PMH. Mélange n-heptane/ $\text{O}_2/\text{N}_2/\text{CO}_2$, $\Phi = 1$: 30 % de O_2 , GTAC = 4.5 K/mm en a) et 2 K/mm en b), 21 % de O_2 , GTAC = 4.5 K/mm en c) et 2 K/mm en d). _____ 169
- Figure 4-10: Etude du régime de combustion : critère de Sankaran (S_L/S_{sp}) en fonction de la fraction molaire d' O_2 et de la température au PMH. Mélange n-heptane/ $\text{O}_2/\text{N}_2/\text{CO}_2$, $\Phi = 1$: 7 bar au PMH, GTAC = 4.5 K/mm en a) et 2 K/mm en b), 20 bar au PMH, GTAC = 4.5 K/mm en c) et 2 K/mm en d), 30 bar au PMH, GTAC = 4.5 K/mm en e) et 2 K/mm en f). _____ 170
- Figure 4-11: a) Evolution temporelle de la vitesse apparente mesurée par PLIF-OH et par PIV pour le mélange n-heptane- $\text{O}_2/\text{N}_2/\text{CO}_2$ (1/11/20.69/20.69 en mole), 30 bar au PMH, GTAC élevé, pour $\Delta P < 5$ %. b) comparaison des vitesses apparentes mesurées par PLIF-OH et PIV dans des différentes conditions expérimentales à 30 % de O_2 dans l'air synthétique. _____ 172
- Figure 4-12: Evolution temporelle de la vitesse apparente mesurée par Chimiluminescence et par PIV pour le mélange n-heptane - $\text{O}_2/\text{N}_2/\text{CO}_2$ (1/11/12.41/28.96 en mole), 30 bar au PMH, GTAC faible, pour $\Delta P < 5$ %. b) comparaison des vitesses apparentes mesurées par chimiluminescence et PIV dans des différentes conditions expérimentales à 21 % de O_2 dans l'air synthétique. c) écart relatif entre les S_{ap} moyennes calculées par PIV et par chimiluminescence. _____ 174
- Figure 4-13: Vitesse de front réactif en fonction de la température au PMH. S_{exp} calculée en prenant en considération la vitesse de gaz frais mesurée contre $S_{exp,\rho}$ calculée théoriquement en multipliant la vitesse apparente par ρ_u/ρ_b . Mélange à 21 % d'oxygène dans l'oxydant, cas d'un GTAC faible en a) et élevé en b). L'écart relatif à la vitesse théorique ($S_{exp,\rho}$) en c). _____ 176
- Figure 4-14: Vitesse de front réactif en fonction de T_{PMH} . S_{exp} calculée en prenant en considération la vitesse de gaz frais mesurée contre $S_{exp,\rho}$ calculée théoriquement en multipliant la vitesse apparente par ρ_u/ρ_b . Mélange à 30 % d'oxygène dans l'oxydant, GTAC faible en (a) et élevé en (b). _____ 178
- Figure 4-15: a) S_{sp} et S_L pour le mélange n - heptane/ $\text{O}_2/\text{N}_2/\text{CO}_2$ à 7 bar au PMH en fonction de la température du cœur adiabatique au PMH. Cas d'un GTAC faible, 21 % d' O_2 dans l'oxydant. b) S_{exp} comparée à S_{sp} et S_L . c) Etude numérique des régimes de combustion : critère de Sankaran (S_L/S_{sp}) à différents pourcentages molaires d'oxygène. _____ 180
- Figure 4-16: Comparaison entre S_{exp} et S_{sp} et S_L à 7 bar au PMH, cas d'un gradient de température après compression faible (a) et élevé (b) et à 20 bar au PMH, cas d'un gradient de température après compression faible (c) et élevé (d) en fonction de la température du cœur au PMH et à 30, 21, 14 % d' O_2 . _____ 182

Figure 4-17: Résultats expérimentaux de S_{exp} et comparaison à S_{sp} et S_L , à 7, 20 et 30 bar au PMH dans le cas d'un gradient de température après compression élevé et 21 % d'O ₂ dans l'oxydant. b) Résultats numériques correspondants (S_L/S_{sp}). _____	184
Figure 7-1: Instabilités dues aux forces de gravité : à gauche partie stable et à droite partie instable pour une flamme en expansion laminaire. _____	215
Figure 7-2: Schématisation d'un front de flamme perturbé par des instabilités Darrieus-Landau _____	216
Figure 7-3: Schéma des effets des instabilités thermo-diffusives sur un front de flammes laminaire. _____	217
Figure 7-4: Evolution temporelle de la température à 7 bar au PMH dans le plan centrale proche du paroi en a) et sur le coin en b) et à 20 bar sur le coin en c). Evolution temporelle de la température sur le plan médian de la MCR avec écart type à 7 bar au PMH en d). Cas d'un profil de température initiale fortement stratifié. _____	218
Figure 7-5: Résultats expérimentaux de la vitesse de flamme laminaire et de délai d'autoinflammation du n-butane issues de la littérature et comparaison avec les résultats de simulations en utilisant le schéma de San Diego. _____	235
Figure 7-6: Résultats expérimentaux de la vitesse de flamme laminaire et du n-heptane issues de la littérature et comparaison avec les résultats de simulations en utilisant le schéma de San Diego à 600 K. _____	235
Figure 7-7: Résultats expérimentaux de S_{exp} à 7, 20 et 30 bar au PMH à 30 % d'O ₂ dans l'oxydant et un GTAC faible en a) et élevé en b). Le cas de 21 % d'O ₂ dans l'oxydant et GTAC faible en c). _____	237

Liste des Tableaux

Tableau 1-1 : Tableau récapitulatif des principales mesures de vitesses de flammes de n-heptane.....	51
Tableau 2-1 : coefficients de la fonction polynomiale fournie par NASA. Schéma de San Diego [189].....	90
Tableau 7-1 : Normes antipollution pour les moteurs Diesel. [209].....	212
Tableau 7-2 : Normes antipollution pour les moteurs essence [209].....	212
Tableau 7-3: Profils de températures initiales.....	218

Nomenclature

Acronymes

AI	Autoinflammation
C.C.	Chambre de Combustion
Df	Déflagration
DAI	Délais d'Autoinflammation
EGR	Exhaust Gas Recirculation
GTAC	Gradient de Température Après Compression
HCCI	Homogeneous Charge Compression Ignition
LLNL	Lawrence Livermore National Laboratory
LTC	Low Temperature Combustion
SI	Spark Ignition (Moteur à Allumage Comandé)
CI	Compression Ignition (Moteur à Allumage par Compression)
ICE	Internal combustion engine (Moteur à Combustion Interne)
MCR	Machine à Compression Rapide
NTC	Negative Temperature Coefficient
PIV	Particle Image Velocimetry
PLIF	Planar Laser Induced Fluorescence
PMH	Particulate Matter
PMH	Point Mort Haut
P_{PMH}	Pression au Point Mort Haut
POLIMI	Politecnico Milano
PTC	Positive Temperature Coefficient
RC	Rapport de Compression
RECO	Système de RE-COMpression

S_{ap}	Vitesse apparente de front réactif
S_{exp}	Vitesse de front réactif mesuré expérimentalement par rapport aux gaz frais
S_L	Vitesse de flamme laminaire
S_{sp}	Vitesse d'autoinflammation théorique
T_{ad}	Température adiabatique
T_{PMH}	Température au Point Mort Haut
V_{gf}	Vitesse de gaz frais
Φ	Richesse
ρ_u	Masse volumique des gaz frais
ρ_b	Masse volumique des gaz brûlés
τ	Délais d'autoinflammation

Indices

sp	Spontaneous
gf	Gaz frais
i	Image i
exp	expérimental
ad	adiabatique
L	laminaire
b	Indice référant aux gaz brûlés
u	Indice référant aux gaz frais

Introduction

Les réglementations environnementales sont en constante évolution pour accélérer le développement de solutions scientifiques et technologiques permettant de répondre aux défis climatiques et sociétaux de la transition énergétique. Les seuils d'émission imposés par l'Union européenne obligent les constructeurs d'intégrer davantage d'innovations sur leurs véhicules et motorisations. Par conséquent, le développement de nouveaux concepts et systèmes de combustion efficaces et respectueux de l'environnement, est devenu de plus en plus important ces dernières années. Une partie des recherches consacrées aux moteurs alternatifs s'est concentrée sur les approches de combustion à basse température (LTC) en raison de leur potentiel pour réduire les émissions (NO_x et PM) par rapport aux méthodes de combustion conventionnelles. Ces nouvelles technologies, auxquelles pourront s'ajouter les effets liés à l'utilisation de carburants alternatifs tels que l'hydrogène, le gaz naturel (GNV /BioGNV), ou les e-fuels, accompagnent ces transformations en permettant d'adapter le moyen de transport à chaque besoin spécifique en permettant une transition vers des nouveaux modes de déplacement liés aux utilisations.

Parmi les différents concepts LTC, l'autoinflammation par compression de charge homogène (HCCI) combine les meilleures caractéristiques des moteurs à injection directe à allumage par compression (CIDI) et à allumage par étincelle (SI). Ces méthodes de combustion permettent d'exploiter un mélange air-carburant homogène pauvre avant la combustion, ce qui réduit les émissions de particules et de NO_x par rapport aux moteurs à allumage commandé [1]. L'allumage par compression offre également des gains d'efficacité thermodynamique comme dans les moteurs Diesel [2].

Cependant, à charge élevée, un taux de dégagement de chaleur libéré instantanément par l'autoinflammation durant la compression du mélange combustible/air homogène peut générer un niveau de bruit élevé dans la chambre de combustion. Ce phénomène peut provoquer des dommages mécaniques. Cela représente un défi majeur dans les approches de combustion HCCI. En effet, dans ce type de moteur le processus de combustion ne peut pas être contrôlé directement. Le début de la combustion est piloté par les propriétés chimiques et physiques du mélange air-carburant et l'historique de la température [3]. Plusieurs études ont démontré la forte relation entre le processus réactif, la distribution de la température et les gradients locaux avant le début du dégagement de chaleur [4], [5]. Les gradients de température provoquent une distribution spécifique des délais d'autoinflammation. Pour des valeurs de gradients suffisamment faibles, l'autoinflammation successive d'éléments fluides voisins se traduit par la propagation apparente d'une onde de combustion, également appelée front d'auto-inflammation [6]. Il est intéressant de noter que, contrairement au cas de la déflagration, la diffusion de la chaleur ne joue pas un rôle significatif dans ce mode de combustion.

Dans le travail de Zel'dovich [4], la vitesse du front réactif a été identifiée comme un paramètre clé de contrôle du régime de combustion. En fonction du gradient de délais d'autoinflammation également appelé gradient de réactivité, plusieurs modes de combustion tels que la déflagration, le front d'auto-inflammation et la détonation peuvent se former. En pratique, le contrôle du mode de combustion est essentiel pour la mise en œuvre de nombreuses technologies de combustion LTC, comme par exemple le HCCI, car il affecte considérablement le taux de dégagement de chaleur et limite ainsi la gamme effective des conditions de fonctionnement.

De nombreuses recherches fondamentales sont consacrées à la caractérisation du phénomène d'auto-inflammation. Au cours de la dernière décennie, un certain nombre d'études ont développé des approches numériques pour analyser le mode de combustion et la dépendance du processus d'allumage global aux conditions initiales du mélange [5], [7]–[10]. Ces études ont montré qu'en présence de grandes fluctuations de température, la déflagration se produit plutôt que l'auto-inflammation. En particulier, pour réaliser une estimation a priori du régime de combustion, Sankaran et al. [7] ont proposé un critère basé sur la comparaison entre la vitesse de la flamme laminaire (S_L) et la vitesse du front d'autoinflammation (S_{sp}) en s'appuyant sur un gradient de température dans le mélange imbrûlé à proximité de la zone de réaction juste avant le dégagement de chaleur. La vitesse d'auto-inflammation, S_{sp} , est pilotée par le gradient de réactivité résultant d'un gradient de température locale, de concentration d'espèces, ou des deux.

Si l'on considère les approches expérimentales, les machines à compression rapide et les tubes à choc sont des appareils idéaux pour quantifier le comportement d'allumage des mélanges air-carburant sur une large gamme de pression, température, richesse (Φ) et dilution. Ils ont été utilisés dans quelques études pour fournir des données expérimentales sur l'interaction entre les fronts de réaction et l'auto-inflammation [6], [11], [20], [12]–[19].

D'un point de vue plus général, il faut souligner que les gradients de réactivité sont des paramètres clés affectant la transition entre les différents régimes de combustion. La détermination expérimentale de ces gradients de réactivité dans des conditions de prémélange affronte des difficultés liées au mesure du gradient de température dans le mélange imbrûlé. D'ailleurs, peu de mesures de gradient sont disponibles dans la littérature. Ceci résulte probablement des très faibles niveaux de gradient de température nécessaires pour atteindre la transition, typiquement quelques K/mm, grandeur particulièrement difficile à mesurer en pratique. Un des objectifs de la présente étude est de générer des gradients de température stables dans une région suffisamment large et laminaire pour en faciliter la mesure. De plus, assurer une région large avec des gradients de température contrôlés est nécessaire pour

atteindre le second objectif de ce travail : étudier la formation et la propagation de différents fronts de réactions, et plus spécifiquement analyser les différents paramètres conduisant la transition entre l'auto-inflammation et la déflagration.

Dans la présente étude, une machine à compression rapide (MCR) optique est utilisée pour auto-enflammer des mélanges gazeux de n-heptane et d'air synthétique. Deux configurations ont été utilisées : la première avec un piston plat et la seconde avec un piston à cavité.

Ce manuscrit est composé de 4 chapitres. Le premier chapitre présente une introduction bibliographique. Nous y exposons brièvement les nouveaux modes de combustion à basse température ainsi que leurs avantages et techniques d'applications. Les défis qui doivent être surmontés pour utiliser largement cette méthode et les stratégies de contrôle de combustion dans ce type de moteur sont succinctement présentées par la suite, en particulier pour des applications à des moteurs fonctionnant en autoinflammation par compression de charge homogène. Dans la sous partie suivante, la flamme de prémélange ainsi que la physique de l'autoinflammation sont détaillées. Enfin, l'état de l'art sur la transition entre ces deux régimes de combustion est présenté.

L'ensemble des matériels et des méthodes utilisés est récapitulé dans le deuxième chapitre. Le montage expérimental ainsi que les différents outils de mesure et de diagnostic optique sont présentés. Les procédures de post-traitement des résultats expérimentaux sont détaillées. Les outils de simulation numérique utilisés dans cette étude sont détaillés.

Les résultats obtenus avec la configuration à piston plat sont présentés dans un troisième chapitre et font l'objet d'un article scientifique soumis au Journal of Combustion Science and Technology. Ils comprennent les résultats sur la caractérisation aérodynamique et thermique de cette configuration, la validation du schéma cinétique et les résultats de la prédiction numérique des régimes de combustion. Enfin, les résultats expérimentaux sur les régimes de combustion obtenus dans la MCR à piston plat sont analysés.

Le quatrième chapitre comporte plusieurs sous-parties décrivant les aspects expérimentaux liés à la nouvelle configuration avec piston à cavité. Tout d'abord, les résultats de caractérisation aérodynamique et thermique sont présentés, suivis des résultats de mesure du délai d'autoinflammation. L'étude paramétrique numérique qui suit a pour but de délimiter les régions correspondantes à l'autoinflammation et à la déflagration. Enfin, les résultats de mesure de vitesse apparente, de vitesse du gaz frais et les transition de régime associées sont rapportés et analysés en fonction de différents paramètres.

Chapitre I

1. Bibliographie sur la combustion à basse température

L'objectif de cette synthèse bibliographique est de faire le point sur les connaissances concernant la transition de régime de combustion pour les mélanges homogènes en composition.

D'abord, on rappelle l'avantage de la combustion à basse température des mélanges homogènes et les problématiques liés à des applications à une nouvelle génération des moteurs à combustion interne (HCCI, SICI, RCCI, ...).

Ensuite, les différents modes de combustion prémélangée sont détaillés. En particulier, l'attention est portée sur les deux régimes de combustion subsonique : la déflagration et l'autoinflammation.

Le chapitre se finit par une synthèse des travaux numériques et expérimentaux issus de la littérature sur la transition entre les régimes de combustion.

1.1 Moteurs alternatifs à combustion interne : modes de combustion conventionnels

Les moteurs à combustion interne (ICE) remontent à 1876 lorsque Otto a développé pour la première fois un moteur à allumage commandé (Spark ignition :SI) et à 1892 lorsque Diesel a inventé le moteur à allumage par compression (Compression Ignition : CI). Depuis lors, ces types de moteurs continuent à se développer afin de répondre aux demandes environnementales.

Bien que les performances des moteurs conventionnels SI et CI soient satisfaisantes, le moteur SI montre une faible efficacité à charge partielle et de fortes émissions de CO. Le moteur CI produit des émissions élevées de particules et de NO_x. Ces effets peuvent être attribués à leurs processus de combustion conventionnel.

Dans le moteur à allumage commandé (moteur à essence), le carburant et l'air sont mélangés dans le système d'admission, avant d'être introduit dans le cylindre, puis comprimés. Dans les conditions d'opérations normales, la combustion est initiée aux alentours du point mort haut (PMH) par un dépôt local d'énergie sous la forme d'une étincelle générée par une bougie. Une flamme turbulente se développe et se propage à travers le prémélange air-carburant jusqu'à ce qu'elle s'éteigne à une faible distance de la paroi, du fait des transferts thermiques plus importants. Ce phénomène de coincement de flamme, génère une fine couche de gaz imbrûlés ce qui affecte les émissions d'hydrocarbures imbrûlés et de CO surtout liée aux cavités. De plus, l'essence comme le diesel, est un combustible qui peut s'autoenflammer, ce qui est à l'origine du phénomène de cliquetis, une combustion

généralement incontrôlée et qui apparaît pour des taux de compression volumétriques trop élevés. Des valeurs proches de 10 : 1 sont généralement retenues pour les moteurs SI.

Les principaux polluants générés par ce type de moteur sont : (1) Le monoxyde de carbone (CO) qui résulte de la dissociation de dioxyde de carbone à hautes températures, (2) Les hydrocarbures imbrulés, produits par combustion incomplète à cause du temps de résidence court du gaz dans la chambre et du phénomène de coincement de flamme notamment, (3) enfin, dans ce type de moteurs, la température est élevée (jusqu'au 2500 K), ce qui est à l'origine de la production de monoxyde d'azote (NO) et autres NO_x.

Dans les moteurs à allumage par compression (moteurs Diesel), seul l'air est introduit dans le cylindre par les soupapes d'admission. Le carburant est injecté directement dans le cylindre vers la fin de la course de compression. Le carburant se vaporise et se mélange avec l'air (injecté dans le cylindre au début de cycle) à hautes température et pression. Lorsque la température et la pression de l'air atteignent un niveau suffisant, l'inflammation spontanée d'une partie du prémélange air-carburant se produit après une période de retard de quelques degrés d'angle de vilebrequin. Une flamme de diffusion sépare alors les différentes zones du cylindre.

Compte tenu des rapports volumétriques bien supérieurs dans les moteurs Diesel (typiquement 18 :1) par rapport aux moteurs à essence, on remarque que pour la même quantité de combustible brûlé, le rendement thermique du moteur Diesel est meilleur que celui du moteur à essence. Ce point constitue l'avantage majeur des moteurs à allumage par compression.

Dans les moteurs Diesel, le mélange est riche localement et pauvre globalement, ce qui provoque la formation de suies. De plus, la combustion à haute température et à richesse proche de la stœchiométrie implique la formation de NO_x. Dans les groupes propulsifs actuels, les différents polluants formés durant la combustion sont traités en aval en utilisant des catalyseurs, des pièges à NO_x, filtres à particule etc.

1.2 Objectifs de la combustion à basse température

Considérant les réglementations strictes sur les émissions de gaz à effets de serre et de polluants, il est important de développer de nouveaux concepts et systèmes de combustion efficaces et respectueux de l'environnement, capables d'utiliser des carburants conventionnels et alternatifs. Ces dernières années, une partie des recherches s'est concentrée sur les technologies de combustion à basse température (LTC : *Low Temperature combustion*) en raison de leur potentiel pour réduire les émissions et dans certains cas atteindre une efficacité supérieure par rapport aux modes de combustion conventionnels, tout en respectant les législations environnementales strictes imposées au secteur automobile.

Au cours des vingt dernières années, et pour les véhicules particuliers, la législation européenne a évolué et six normes se sont ainsi succédées dans le but de réduire les émissions de monoxyde de carbone (CO), d'oxydes d'azote (NO_x), de particules (PM) et d'hydrocarbures méthaniques (HC) et non méthaniques (HCNM).

Les limites imposées sur les différents polluants sont logiquement distinctes d'une technologie de moteur à l'autre. La norme en vigueur actuellement est l'EURO VI qui se concentre plus spécifiquement sur les émissions des NO_x, des HC et des HCNM.

Par exemple, les règles des seuils d'émissions de polluants à ne pas dépasser se sont durci depuis le 1er janvier 2021 par la norme Euro 6.d. L'oxyde d'azote (NO_x), le monoxyde de carbone (CO) et les hydrocarbure (HC) sont concernés. Une harmonisation entre les moteurs diesel et essence en termes d'émissions de gaz polluants sera prévue par la future norme Euro 7, dont l'entrée en vigueur est prévue pour l'année 2025. Cette norme consiste encore à une diminution des niveaux d'émissions d'oxydes d'azote notamment et une diminution de la taille des particules prises en compte (10 nm au lieu de 23 nm) [21].



Figure 1-1: Evolution temporelle des nouveaux types des véhicules selon les normes [21].

Les évolutions dans les normes associées aux moteurs à allumage commandé et allumage par compression (essence et Diesel) jusqu'à la norme Euro 6c sont présentées en Annexe 7.1 dans les Tableau 7-1 et Tableau 7-2.

On notera que le contexte réglementaire a évolué fortement depuis le début de ce travail de thèse, notamment en ce qui concerne la législation européenne pour les normes de performance en matière d'émissions de CO₂ pour les voitures particulières neuves et les véhicules utilitaires légers. En particulier, il est envisagé par le parlement européen d'ici 2035 un objectif de 100 % de réduction des émissions de gaz à effet de serre, et « l'abandon des moteurs à combustion interne au profit de technologies à émissions faibles ou nulles » et précise toutefois que « La proposition est neutre sur le plan technologique et sera assortie de mesures visant à encourager l'utilisation de carburants à zéro émission » [22], [23] / Procédure législative 2021/0197/COD du parlement européen. Pour ce qui concerne les poids lourds, et dans le but d'atteindre les objectifs fixés par les accords de Paris [24], la norme européenne EU 2019/1242 impose une réduction de 30 % des émissions de CO₂ d'ici 2030 [25]. De ce point de vue, l'utilisation de modes de combustion à basse température en moteur alternatif à

combustion interne ne semble pas être exclue pour l'instant, et en particulier dans le cadre de carburants dits « à émission neutre en CO₂ ».

1.3 Avantages de la combustion à basse température

Cette partie synthétise l'article de Agarwal et al. [26].

La combustion à basse température présente plusieurs avantages par rapport aux modes de combustion conventionnels :

- a) Le LTC a un potentiel d'émissions significativement plus faibles que les moteurs à injection directe à allumage par compression (CI) ainsi qu'aux moteurs à allumage par étincelle à injection directe (DISI : *Direct Injection Spark Ignition*). Il réduit simultanément les émissions de NO_x et de PM.

Dans le cas de la LTC, le front de flamme n'existe pas, c'est-à-dire qu'il y a une absence totale de zones de température excessivement élevée et des mélanges riches en raison de la forte homogénéité du mélange air-carburant. Par conséquent, il n'y a pas de production de suies dans un cycle LTC idéal. De plus, il se caractérise par une température du gaz basse uniformément distribuée dans le cylindre. Par conséquent, les émissions de NO_x sont limitées à des niveaux ultra-bas, de sorte que le LTC n'est pas affecté par le compromis suies-NO_x.

- b) D'après l'auteur, les moteurs LTC conviennent au remplacement des moteurs SI et CI conventionnels. Ces moteurs peuvent être couplés à des moteurs hybrides avancés (*electric series hybrid powertrains*), pour combiner leurs avantages [27], [28].
- c) Un autre avantage majeur du LTC est sa capacité à utiliser à la fois l'essence et le Diesel ainsi qu'une large gamme de carburants alternatifs dont le bioDiesel, les alcools, etc [29].
- d) D'après [26], le LTC permet de travailler avec un taux de compression élevé (dépend de la qualité du combustible) avec un temps de combustion inférieur. Il se rapproche ainsi d'une combustion à volume constant et atteint une efficacité thermique relativement plus élevée, notamment en raison de sa température de combustion plus basse, ce qui réduit les pertes par rayonnement.

1.4 Techniques pour la Combustion à Basse Température

Les modes de combustion à basse température comprennent plusieurs techniques telles que l'autoinflammation par compression de charge homogène (Homogeneous Charge Compression Ignition -HCCI), l'allumage par compression induite par étincelles (Spark Induced Compression Ignition - SICI), l'allumage par compression d'une charge pré-mélangé (Premixed Charge Compression Ignition - PCCI), l'allumage par compression contrôlé par

réactivité (Reactivity Controlled Compression Ignition - RCCI), etc. Ces nouveaux modes de combustion, assurent une efficacité thermique élevée et une faible émission de NO_x et de suie grâce à la combustion de mélanges relativement homogène, pauvres ou dilués [19], [30]–[32]. Des efforts importants sont en cours pour bien comprendre les processus physiques et chimiques impliqués dans la combustion à basse température qui affectent les prestations du moteur et les émissions.

Dans ce contexte, les moteurs Dual-Fuel (RCCI) permettent d'atteindre des rendements comparables au moteur Diesel, tout en diminuant fortement les émissions polluantes de suies et d'oxydes d'azote (NO_x). L'autoinflammation d'un pré-mélange pauvre à fort indice d'octane (généralement un mélange air/méthane) dans ce moteur, est réalisé par l'injection d'un spray pilote à fort indice de cétane (généralement un carburant Diesel). Ce type de combustion implique une interaction complexe entre des régimes d'auto inflammation (AI) et la déflagration (Df). La modélisation de ces interactions, et notamment la transition AI/Df a fait l'objet de travail de thèse de Tarot et al. [33] et d'autres recherches [34]–[36] .

L'HCCI est un concept de combustion intermédiaire, entre le moteur à cycle Otto et le moteur Diesel. En effet, depuis le début du XXe siècle, les moteurs à bulbe chaud fonctionnaient avec une combustion de type HCCI. Ils ont montré une efficacité équivalente à un moteur Diesel et supérieure à celle des moteurs à essence contemporains. La combustion volumétrique par autoinflammation d'un mélange pauvre air-carburant par compression conduit à un rendement élevé du moteur, des émissions NO ultra faibles et une faible production de particules. Une schéma représentatif de ce type de combustion est présenté dans la Figure 1-2 [26].

Dans un moteur HCCI (basé sur le cycle Otto à quatre temps), la bonne distribution du carburant est d'une grande importance pour contrôler le processus de combustion [37]. Après la fermeture de la soupape d'admission, le piston commence à comprimer le mélange carburant-air, et le dégagement de chaleur commence à avoir lieu dans la chambre de combustion. Ce qui augmente la température et la pression du cylindre.

Lorsque le piston s'approche du point mort haut (PMH), l'augmentation de température est suffisante pour provoquer la combustion spontanée du mélange air-combustible (aucune étincelle n'est nécessaire) à travers l'autoinflammation.

Contrairement aux moteurs à essence classiques (et même aux moteurs Diesel), le processus de combustion dans les moteurs HCCI est une libération d'énergie à basse température dans toute la chambre de combustion. L'ensemble du mélange air et carburant est brûlé simultanément produisant une puissance équivalente, mais en utilisant beaucoup moins de carburant et en produisant beaucoup moins d'émissions de NO_x et de PM dans le processus [37]. La Figure 1-3 représente la région de formation des NO_x et de la suie en fonction de la

richesse et de la température (ϕ -T) [38]. La formation de NO_x dans les produits de combustion dépend largement de la température de la combustion. D'après la Figure 1-3, les NO_x sont généralement produits à haute température et à faible richesse. Si la température de la flamme est maintenue en dessous de 2200 K, il est possible de réduire la formation de NO_x .

Dans ces types de combustion, le début du dégagement de chaleur, ainsi que le délai d'autoinflammation sont contrôlés indirectement.

Les réactions chimiques au sein de la charge peuvent être accélérées en augmentant sa température au début de la compression en préchauffant l'air d'admission ou bien en retenant une fraction de gaz de combustion chaud du cycle moteur précédent dans le cylindre [39].

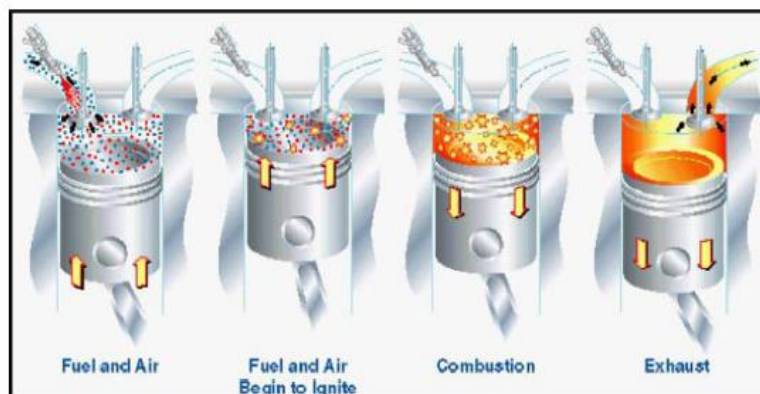


Figure 1-2: : Processus d'allumage par compression d'une mélange homogène [26].

Le début de la combustion dans le mode HCCI peut être contrôlé à travers la combinaison des différentes variables tel que la température et la pression initiale de charge, le rapport de compression, le niveau de turbulence, la non-homogénéité de température du mélange et la dilution. Ce type de combustion implique par conséquent une interaction complexe entre des régimes d'auto inflammation (AI) et la déflagration (Df).

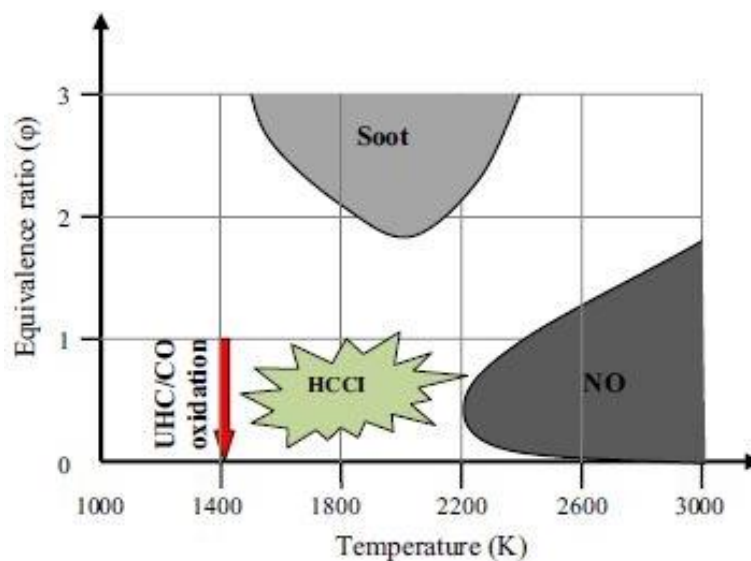


Figure 1-3: Combustion HCCI : réduction de NO_x et de suie [38].

Pour conclure, les avantages de l'utilisation du HCCI sont : (1) le fonctionnement dans des conditions de mélange pauvre et de taux de compression (> 15) comparables à ceux des moteurs Diesel, il est donc possible d'obtenir des rendements plus élevés par rapport aux moteurs SI ; (2) sa capacité de produire moins d'émissions de NO_x et de PM ; (3) la possibilité d'utiliser une large gamme de carburants conventionnels et alternatifs (H_2 , GNV/BioGNV, e-fuels..) [26]. Cependant, ces nouveaux modes de combustion présentent certains inconvénients, tels que les émissions élevées de HC et de CO [40].

Malgré les avantages présentés ci-dessus concernant la combustion à basse température, il reste encore nombreux défis à résoudre avant de pouvoir les mettre en œuvre, notamment la compréhension des interactions entre les régimes de combustion. En particulier, la transition entre l'auto-inflammation et la déflagration.

Dans la partie suivante, quelques défis auxquels sont confrontés les moteurs HCCI dans leurs applications sont présentés.

1.5 Défis pour les moteurs HCCI

Bien qu'il existe plusieurs avantages de la combustion HCCI, certains défis doivent être surmontés pour utiliser largement ce mode, et ceci en contrôlant à la fois la température, la pression et la composition du mélange air-carburant de sorte à ce qu'il s'autoenflamme près du PMH. Les émissions élevées de CO et HC [40], [41], le développement des moteurs à multicylindre, le contrôle de la combustion et l'extension de la plage de fonctionnement constituent les principales problématiques à résoudre. Dans la partie suivante, la problématique concernant la plage de fonctionnement est détaillée. Les autres défis seront présentés en Annexe 7.2.

1.5.1 Plage de fonctionnement limitée

L'un des principaux obstacles à la compréhension des avantages potentiels de HCCI est sa plage de fonctionnement limitée. Les moteurs automobiles doivent fonctionner dans une large gamme de conditions de fonctionnement de charge et de vitesse. Il est donc nécessaire d'élargir la plage de fonctionnement du moteur HCCI.

Or, à des charges trop élevées, le contrôle de l'autoinflammation est difficile. De plus, la combustion peut devenir très rapide et intense, entraînant des niveaux de bruit inacceptables, des dommages potentiels au moteur et éventuellement des niveaux inacceptables d'émissions de NO_x [42].

De plus, il est difficile de contrôler le régime de combustion à des charges moteur élevées en raison de l'absence du moyen direct qui permet de contrôler la combustion. Malheureusement, dans les moteurs à combustion HCCI, afin de contrôler le taux de

dégagement de chaleur et les émissions de NO_x , le moteur doit fonctionner avec des mélanges hautement dilués, soit par l'air soit par des gaz résiduels. Par conséquent, les moteurs HCCI ne peuvent pas fonctionner à une pression moyenne effective aussi élevée que les moteurs conventionnels [43], [44].

Lorsque la charge du moteur diminue, le mélange devient finalement trop pauvre et la température du gaz pendant la combustion devient trop basse ce qui empêche les réactions d'oxydation du CO d'avoir lieu. L'émission élevée du CO qui en résulte réduit considérablement l'efficacité de la combustion [44].

Les autres contraintes principales à faibles charges comprennent un décalage de combustion, une variation cyclique accrue et d'éventuels ratés d'allumage. Ces phénomènes proviennent du manque d'énergie thermique disponible pour l'autoinflammation du mélange carburant-air [44]–[46].

Par conséquent, la gamme des conditions de fonctionnement en mode HCCI est généralement limitée à une région relativement petite.

Pour surmonter les obstacles ci-dessus, un moteur peut être utilisé dans différents modes : les modes CI ou SI peuvent être utilisés d'un tiers à la moitié de la plage de charge de fonctionnement et le reste peut être effectué en mode HCCI. Les travaux de recherche effectués par Lim et al. [47] indiquent que la plage de fonctionnement peut être considérablement étendue en stratifiant partiellement la charge (stratification de température et de mélange) en présence des charges de moteur élevées pour contrôler le phénomène de dégagement de chaleur. D'autres méthodes proposées pour contrôler la combustion HCCI à des charges élevées comprennent la variation de rapport de compression, l'ajout d'additifs et la gestion thermique.

Cette partie reflète la nécessité de caractériser de manière détaillée le régime de combustion, suite à l'autoinflammation par compression d'un mélange homogène, afin de trouver des solutions pratiques visant l'extension de la plage de fonctionnement de ces types de moteurs ce qui était initialement un des objectifs de ce travail de thèse.

1.6 Stratégie de contrôle de la combustion

Le fonctionnement stable et efficace du moteurs LTC nécessite des temps de combustion précis et contrôlés. La pression, la température et les conditions de mélanges air-fuel sont les paramètres qui pilotent le début de la combustion dans ce type de moteur. Par conséquent, le début de la combustion n'est contrôlé qu'indirectement. Si le contrôle de la combustion n'est pas assez rapide, une combustion trop avancée ou trop tardive peut avoir lieu. Une combustion trop avancée peut produire un taux d'augmentation de pression ou une pression de cylindre maximale inacceptable, provoquant un bruit excessif (cliquetis), ce qui peut potentiellement

endommager le moteur. De plus, les émissions de NO_x du moteur ont tendance à augmenter avec la diminution du délai d'autoinflammation [48].

Par ailleurs, un retard de combustion conduit à une combustion incomplète et à une augmentation des émissions de CO et de HC. L'inconvénient de la combustion trop tardive est le raté d'allumage complet qui, s'il se répète, peut provoquer le blocage du moteur. Une autre possibilité est que le moteur entre dans un cercle avec un cycle de ratés (combustion incomplète) suivi d'un cycle avec une combustion très forte due à des résidus riches en carburant, suivi d'un autre raté et ainsi de suite [49].

Un contrôle de la combustion est donc nécessaire pour garantir un temps de combustion correct. Plusieurs moyens ont été suggérées par les chercheurs afin de contrôler la phase de combustion dans les moteurs HCCI tels que : calage variable de soupape (VVT), rapport de compression variable (RCV), pression et température d'injection, composition du combustible, recirculation de gaz d'échappement (dilution). Les sections suivantes décrivent certaines stratégies de contrôle dans les moteurs HCCI.

1.6.1 Délais d'autoinflammation

L'un des paramètres les plus significatifs de performance du moteur à combustion interne est le délai d'autoinflammation. Le type de carburant utilisé et sa concentration dans la charge du cylindre ont un effet important sur le retard d'autoinflammation.

Dans le cas des moteurs HCCI, l'autoinflammation doit se produire près du point mort haut pour obtenir de meilleures performances. On constate que les performances du moteur sont meilleures lorsque le début de la combustion se situe entre 5 et 15 degrés d'angle de vilebrequin après le PMH [50], [51]. Pour cette raison, le délai d'autoinflammation devrait être conforme aux exigences de combustion du HCCI.

Une méthode rapide et précise de prédiction du début de la combustion est essentielle pour contrôler le moteur HCCI en temps réel. Il existe différents modèles pour prédire le début de la combustion et le délai d'autoinflammation (voir les parties suivantes). Les propriétés chimiques du carburant, telles que l'indice de cétane (IC), la vitesse de rotation et la charge du moteur ont un effet essentiel sur le délai d'autoinflammation des moteurs à combustion interne.

1.6.2 Recirculation de gaz brûlés (Dilution)

Le contrôle thermique est une méthode qui aide à contrôler la combustion dans les moteurs HCCI. Le réglage du taux d'EGR (Exhaust Gas Recirculation) est la technique la plus couramment utilisée pour régler la température dans le cylindre affectant le début de la combustion. L'EGR est essentiel pour obtenir simultanément de faibles émissions de suies et de NO_x du moteur LTC sans pénaliser la consommation de carburant. La présence des

constituants à capacité thermique élevée dans les gaz d'échappements tels que le CO₂, l'eau, l'azote, l'oxygène, le CO, les PM, les HC, les NO_x et d'autres espèces intermédiaires de réactions de combustion participent au contrôle de la combustion [52]–[54].

L'application de l'EGR montre un certain nombre d'effet sur la combustion HCCI. Le premier est l'effet de préchauffage dans lequel la température de charge d'entrée augmente lorsque l'EGR chaud se mélange avec le mélange air / carburant. Le deuxième est l'effet de dilution où l'introduction d'EGR conduit à une réduction de la concentration en oxygène. Troisièmement, la capacité thermique élevée du CO₂ et de la vapeur d'eau, obtenue avec l'introduction d'EGR augmente la capacité thermique totale du mélange ce qui entraînerait une réduction de la température de charge à la fin de la compression. Finalement, l'effet chimique des produits de combustion imbrûlés (HC, CO, CO₂, NO, H₂O, etc.) présents dans l'EGR et participant aux réactions chimiques conduit à un effet modéré sur les vitesses de réaction.

En intégrant tous ces effets, le début de la combustion HCCI et sa durée peuvent être contrôlés en régulant la quantité d'EGR [26], [37]. Par conséquent, l'EGR permet d'éviter le début de la combustion excessivement avancé (qui est à l'origine de cliquetis) par des réactions à basse température.

Toutefois, les chercheurs ont également souligné la nécessité de contrôler les taux de dilution, car le rendement de conversion maximal du carburant a été atteint à des niveaux de dilution de charge modérés. La sur-dilution entraîne un mauvais compromis entre le rendement de conversion au travail et le rendement de combustion, ce qui réduit le rendement de conversion du carburant. Un autre avantage de la dilution de charge est l'augmentation de délais d'autoinflammation qui améliore la pression moyenne indiquée (IMEP) [26].

1.6.3 Effet des paramètres du moteur

Cette partie examine les effets de divers paramètres moteur sur les délais d'autoinflammation, le taux de combustion, les performances et les émissions afin de développer une méthode de contrôle appropriée. Cela permet à son tour d'optimiser les délais d'autoinflammation et réguler le taux de dégagement de chaleur.

1.6.3.1 Température d'admission

La température de l'air d'admission est l'un des paramètres principaux de contrôle de la combustion en mode HCCI car elle affecte l'historique de température du mélange. Le préchauffage de la charge d'admission est la stratégie la plus étudiée par de nombreux chercheurs pour régir les aspects de la combustion HCCI. Il aide à l'homogénéisation du mélange air/carburant et à l'amélioration de sa capacité à s'autoenflammer.

En effet, le début de la combustion et le taux de dégagement de la chaleur sont fortement influencés par la température d'air d'admission [37]. Si cette température est élevée, elle entraîne un avancement du début de la combustion, une réduction de sa durée accompagnée d'une diminution des émissions de CO et de HC et une augmentation des émissions de NO_x. Si la température d'admission est réduite, le délai d'autoinflammation se prolonge, entraînant ainsi un meilleur prémélange air/carburant.

Lu Chen [55] a indiqué que lorsque la température de la charge d'admission augmente (de 31°C à 54°C), les émissions de NO_x augmentent de manière linéaire (de 10 ppm à 50 ppm) en adaptant un régime du moteur fixe et un taux d'EGR de 30 %.

Nathan et ses collaborateurs ont utilisé l'acétylène comme carburant dans un moteur HCCI. Ils ont étudié l'effet de la variation de la température d'admission et du taux d'EGR sur le processus de la combustion. Les résultats expérimentaux montrent qu'une efficacité thermique comparable à celle du moteur conventionnel peut être obtenue en choisissant un taux d'EGR optimisé. De plus, le contrôle de la température d'admission et du taux d'EGR est nécessaire afin d'éviter le cliquetis [56].

1.6.3.2 Pression lors de l'injection

La densité et le rendement volumétrique dans les cylindres peuvent être améliorés avec une pression de suralimentation élevée. L'évaporation du carburant est accrue avec une pression d'admission élevée en raison des températures élevées dans les cylindres. Le temps de mélange peut être réduit avec la pression de suralimentation, ce qui est avantageux pour tous les systèmes d'injection précoce [38]. Le rendement de la combustion peut être légèrement amélioré à des niveaux de suralimentation élevés, et des taux d'EGR optimiser [57].

1.6.3.3 Rapport de compression

Afin d'avoir une injection complète du carburant avant le début de l'autoinflammation, une des techniques possibles est de retarder le délai d'autoinflammation en limitant le rapport de compression (RC). La réduction du RC permet d'avoir une température du gaz plus basse pendant la course de compression du moteur.

Olsson Tunestål et ses collaborateurs ont démontré que le cliquetis dans la combustion HCCI de Diesel peut être contrôlé en réduisant le RC [48]. En effet, la réduction du taux de compression empêche l'autoinflammation explosive en réduisant l'augmentation de la température du gaz final équivalente à une réduction du taux de dégagement de la chaleur.

L'équipe de Peng Zhao a étudié les effets de la réduction du RC sur la combustion HCCI. Elle a trouvé que la réduction du RC de 18 : 1 à 12 : 1 réduit le cliquetis du moteur et augmente la IMEP maximale de 2,7 à 3,5 bar [58].

1.6.4 Type de combustible

Le mode de combustion et la configuration du moteur ont une influence majeure sur le type de carburant à utiliser dans les moteurs à combustion interne conventionnels.

Concernant l'essence, elle est considérée être le carburant le plus approprié pour les moteurs à allumage par étincelle car elle présente de bonnes caractéristiques de volatilité et d'anti-cliquetis.

Le Diesel est le carburant le plus adapté aux moteurs à allumage par compression en raison de sa viscosité élevée et de sa faible résistance à l'autoinflammation.

Les moteurs commerciaux conventionnels ne peuvent pas fonctionner en mode de combustion LTC car ils fonctionnent sur une large gamme de vitesses et de conditions de charge avec des niveaux de bruit, de stabilité et d'émissions acceptables.

Dans le système LTC, l'allumage et la combustion sont contrôlés par les propriétés physiques et chimiques du carburant, dans lequel l'historique spatiale et temporelle joue un rôle dominant dans le contrôle de la combustion.

En mode de combustion HCCI, il est possible d'utiliser n'importe quel type de carburant, qui peut être vaporisé et mélangé avec l'air avant l'allumage [59].

Les propriétés principales du carburant pour les moteurs HCCI sont la volatilité du carburant et les caractéristiques d'autoinflammation (nombre de cétane). Les carburants à indice de cétane élevé peuvent améliorer la capacité de démarrage à froid du moteur, élargir la limite de combustion pauvre, réduire les variations d'un cycle à l'autre et améliorer les caractéristiques de mode de transition. Or, ils ont un effet négatif sur les limites de combustion du mélange riche. En ce qui concerne les carburants à indice d'octane élevé, ils ont un effet opposé à celui des carburants à indice de cétane élevé [60]. Un grand nombre de chercheurs ont étudié les effets des différents carburants sur les moteurs LTC [61]–[66].

1.7 Application commerciale de moteurs HCCI

L'HCCI est une technique de combustion qui présente un fort potentiel d'amélioration de l'efficacité thermique des moteurs à essence et de réduction considérable des émissions de NO_x et de suie des moteurs Diesel.

Les études ont confirmé le rôle dominant de la cinétique chimique dans l'HCCI qui a une grande importance pour de nouvelles recherches. Deux moteurs ont été commercialisés sur la base du mode HCCI. Le premier d'entre eux a été développé par Nissan Motors [67] et appelé *Combustion Modulated kinetics* (MK) et le second a été développé par Honda [68] et nommé *activated radical combustion system* (AR).

La technique MK est basée sur le concept de l'augmentation de la période de retard d'autoinflammation qui à son tour allonge le temps de mélange air-carburant. Ce résultat est obtenu grâce à l'injection directe tardive (DI) de Diesel dans un moteur à injection directe à allumage par compression.

Le calage de l'injection de carburant est retardé de 7° avant le point mort haut (PMH) à 4° après le point mort haut avec un taux de *swirl* et un rapport d'EGR élevés dans les conditions de faibles charges.

Par conséquent, le temps requis pour un mélange homogène complet d'air et de carburant est plus court que la période de retard d'autoinflammation dans des conditions de faible charge. En raison de la faible richesse, il en résulte des émissions de NO_x et de PM extrêmement faibles.

Les moteurs *Clews competition motorcycles* (CCM) MK 2.5 et 3.0 sont disponibles dans le commerce au Japon depuis 1998.

De son côté, Honda a utilisé un moteur de production SI à deux temps pour fonctionner en mode HCCI. Active Radical (AR) est également un moteur à deux modes. Il fonctionne comme un moteur SI à fortes charges durant le ralentissement et pour les démarrages à froid.

Le moteur a un faible taux de compression ($\text{RC} = 6.1: 1$). Le fonctionnement HCCI est obtenu en étranglant l'échappement. Avec une telle solution, le moteur fonctionne avec une fraction élevée de gaz résiduels chauds, ce qui est suffisant pour obtenir une combustion HCCI même à un taux de compression très faible.

Ce moteur a démontré une économie de carburant de 27 % et une réduction de 50 % des émissions d'hydrocarbures imbrûlés (UHC) par rapport à un moteur conventionnel à deux temps [69].

En conclusion de cette première partie de la bibliographie, on a présenté les nouvelles technologies de combustion à basse température qui satisfait les réglementations strictes sur les émissions des polluants. Le point est fait sur l'avantage et l'inconvénient de ces nouveaux systèmes de combustion. En particulier, les différentes stratégies de contrôle de la combustion pour étendre la plage de fonctionnement et éviter les phénomènes indésirables. Parmi ces stratégies de contrôle, nous avons souligné l'importance de contrôler le début de la combustion, dicté par la cinétique chimique de l'autoinflammation, et la transition entre les différents régimes de combustion qui peuvent être présents à différentes conditions de charge. Il est suggéré d'utiliser la méthode de stratification thermique comme paramètre de contrôle de la combustion, en plus de la concentration d'oxygène, de la pression et de la température initiale. Ces paramètres principaux ont fait l'objet de ce travail de thèse : l'étude de la sensibilité de la limite de la transition front d'autoinflammation/déflagration aux propriétés de combustion du mélange.

La partie suivante s'attache à la théorie des flammes laminaires de prémélange et à la physique de l'auto-inflammation. Les travaux concernant la transition entre ces deux régimes de combustion seront ensuite présentés.

1.8 Phénomènes fondamentaux de combustion

La combustion est une réaction chimique, globalement exothermique, dont le résultat global est un dégagement de chaleur. Des processus endothermiques, comme la pyrolyse ou la vaporisation peuvent être aussi impliqués. Durant la combustion, une émission de rayonnement et une augmentation de la température sont mis en évidence.

La combustion peut avoir lieu dans un système ouvert ou fermé (c'est-à-dire avec ou sans échange de matière entre le système et son environnement) ou dans un système isolé ou non isolé (c'est-à-dire sans ou avec échange de matière et d'énergie).

Les réactions chimiques ne peuvent se produire que lorsque les espèces chimiques (atomes, ions, radicaux et molécules) entrent en contact ou sont suffisamment proches les unes des autres pour se modifier mutuellement. Les réactions doivent être lentes si la vitesse du mouvement de l'espèce est lente, car les collisions seront relativement peu fréquentes. C'est la raison fondamentale pour laquelle les réactions de combustion se produisent principalement en phase gazeuse, et pourquoi en général les liquides ne brûlent qu'après la vaporisation. Une des exceptions est le carbone, qui brûle principalement à l'état solide, même s'il libère des produits volatils lors du chauffage.

Considérons un système fermé homogène dans lequel se produisent des réactions chimiques globalement exothermiques. Après un certain laps de temps, les conditions de concentration, de pression et de température, peuvent entraîner une augmentation brusque de la vitesse des réactions.

Dans un tel processus, les transferts de chaleur sont généralement insuffisants pour évacuer la chaleur produite et la température augmente. Cela entraîne une forte augmentation des vitesses de réaction, d'où une augmentation de la quantité de chaleur dégagée, et ainsi de suite. La pression y augmente également et le processus s'accompagne généralement d'une brève émission de lumière.

Pour ces raisons, le terme autoinflammation (parfois appelé allumage spontané) est utilisé pour décrire le phénomène d'augmentation brusque des vitesses de réaction. Le phénomène est fondamentalement différent d'une déflagration par exemple et les différents modes de combustion prémélangée sont décrits dans le paragraphe suivant.

1.8.1 Modes de combustion prémélangée

Deux régimes de combustion subsonique ont été proposés pour les fronts de réaction se propageant dans des prémélanges par Zeldovich [4].

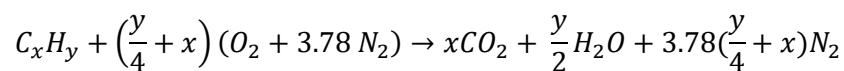
Dans le régime de déflagration normal, la vitesse de propagation du front de réaction est caractérisée par la vitesse laminaire de la flamme où la propagation du front est régie par l'équilibre réactif diffusif dans la flamme.

Dans le régime du front d'autoinflammation spontané (ou autoinflammation séquentielle), le front n'est qu'une suite d'événements d'autoinflammation résultant d'un gradient de réactivité préexistant, qui donne l'apparence d'une propagation du front. Ce gradient de réactivité peut résulter d'un gradient de température et/ou de composition chimique. La vitesse de propagation apparente de ces fronts est généralement beaucoup plus élevée que celle d'une flamme laminaire.

1.8.1.1 Structure d'une flamme laminaire de prémélange

Les processus de combustion résultent généralement d'une succession de réactions chimiques élémentaires. En pratique, le schéma réactionnel complet peut être représenté par une réaction globale, entre un carburant et un comburant. Dans le cas particulier de la combustion d'un hydrocarbure dans l'air (20.9 % O_2 et 79.1 % N_2) l'équation est la suivante :

Équation 1-1 :



Pour que la condition soit suffisante à la formation d'une flamme de prémélange, la proportion de mélange de combustible et de carburant doit être comprise entre les deux limites de flammabilité inférieure et supérieure. En dehors de ces limites, il n'est pas possible d'entretenir la propagation de la flamme. Ces deux limites dépendent de type du carburant et des conditions aérothermochimiques (température, pression, écoulement).

La proportion de carburant par rapport à celle de l'oxydant peut-être exprimée avec la richesse ϕ définie comme suit :

Équation 1-2 :

$$\phi = \frac{\left(\frac{\text{quantité de combustible}}{\text{quantité de carburant}}\right)_{\text{mélange étudié}}}{\left(\frac{\text{quantité de combustible}}{\text{quantité de comburant}}\right)_{\text{mélange stoechiométrique}}}$$

- Théories des flammes laminaires

Plusieurs théories ont été développées afin de définir la vitesse fondamentale de flamme. En général, elles sont divisées en trois catégories : les théories globales, les théories thermiques et les théories de diffusion [70]. La chaleur et les espèces réactives produites localement par la réaction diffusent vers les gaz frais. Ainsi, la flamme se propage en échauffant les gaz frais adjacents jusqu'à l'obtention des conditions d'inflammation.

Théorie thermique :

D'après la théorie de Mallard et Le Châtelier [71], la zone intermédiaire entre les gaz frais et les gaz brûlés peut être séparée en deux zones : la zone de préchauffage et la zone de réaction (voir Figure 1-4).

La zone de diffusion thermique où les gaz frais sont chauffés, de la température initiale T_0 à la température d'inflammation T_i , à travers les flux de chaleur provenant de gaz brûlés ce qui augmente la température sur une épaisseur δ_p . Dans cette zone, les réactions chimiques peuvent être considérées comme négligeables.

La zone de réaction d'épaisseur δ_r où la réaction chimique induit une augmentation rapide de la température du mélange gazeux, de la température T_i à la température de flamme T_f , et une transformation en produits de combustion.

Théorie radicalaires (de diffusion)

Cette théorie prend en considération la diffusion des radicaux présente dans le front de flamme vers le gaz frais. Elle est basé sur le travail de Tanford et Paese [72].

- Théories globales

Les théories globales comprennent à la fois les phénomènes de transfert de matière (diffusion) et les phénomènes de transfert thermique décrit dans la partie précédente par la théorie de Mallard et Châtelier [71]. Ces deux types de phénomènes peuvent être associés à des mécanismes cinétiques détaillés pour être intégrés à des codes de calculs numériques dans le but de calculer la vitesse fondamentale de flamme [73].

Lewis et Von Elbe [74] ont développé la première théorie complète.

Afin de déterminer la vitesse de la flamme, cette théorie est associée aux techniques de calcul pour résoudre les équations de conservation de la masse, de l'énergie et des espèces dans un état stationnaire avec une flamme unidimensionnelle [73]. Ce qui permet de surmonter le problème de la température d'inflammation en considérant qu'il soit proche de celle de la flamme adiabatique.

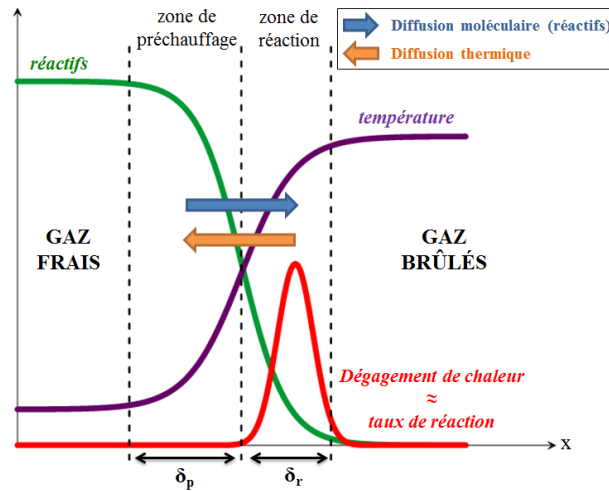


Figure 1-4: Structure d'une flamme laminaire de prémélange.

Cependant, les valeurs obtenues restent imprécises, même si la théorie complète représente bien la variation de vitesse en fonction de la vitesse de réaction et de la diffusivité, aussi que de la pression, température et concentration.

- Vitesse de flamme laminaire (VFL)

La vitesse fondamentale de flamme est la vitesse à laquelle les gaz frais sont consommés par la flamme. Ce paramètre présente une grande dépendance au type d'hydrocarbure utilisé, aux conditions thermodynamiques et de composition chimique du mélange : température, pression, richesse et de niveau de dilution (EGR).

Selon Borghi et Destriau [70] dans un milieu prémélangé, l'épaisseur de la flamme peut être considérée comme négligeable si l'écoulement est de type non turbulent. Les gaz frais et les gaz brûlés sont séparés par une mince zone de réaction, appelé le front de flamme. Dans le cas idéal ou la flamme est de type plat stabilisée sur un brûleur, la composante tangentielle de la vitesse de propagation du front de flamme est inexistante. Cette condition correspond à la vitesse de flamme laminaire S_L [70].

Parmi les propriétés de la flamme, la VFL est considérée comme un paramètre important car il constitue une base pour la combustion turbulente, et il contient également des informations sur la réactivité, la diffusivité et l'exo thermicité.

En outre, la valeur de la vitesse de la flamme a des effets importants sur la propension d'une flamme à remonter un écoulement et à s'éteindre. Dans la communauté de la combustion, la vitesse de la flamme laminaire est également l'un des paramètres qui aident à valider les modèles de cinétique chimique et aide à la conception des chambres de combustion [75]. De plus, la comparaison des vitesses de combustion laminaire avec des résultats de modèles 1-D est souvent utilisée pour la validation des mécanismes réactionnels détaillés.

Afin d'exprimer la vitesse fondamentale de flamme laminaire S_L , des hypothèses sont prises en considération telles que : la température dans la zone de préchauffage varie d'une manière linéaire, l'écoulement du gaz frais a lieu dans une direction normale au front de flamme, et que la flamme est monodimensionnelle. La vitesse de flamme laminaire peut être définie de deux manières différentes selon Poinso et Veynante [76]:

- Dans le cas général, la VFL S_L correspond à la vitesse de consommation des réactifs, et donc la vitesse à laquelle sont formés les produits. Il est basé donc sur le taux de réaction \dot{w}_k , dans l'hypothèse d'un front de flamme infiniment mince :

Équation 1-3 :

$$S_L = \frac{1}{\rho_u(Y_k^b - Y_k^u)} \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{w}_k dn$$

Avec ρ_u la masse volumique des gaz frais, Y_k^b et Y_k^u sont les fractions massiques de l'espèce chimique k dans les gaz frais et dans les gaz brûlés respectivement.

- La vitesse de flamme laminaire S_L peut être définie aussi à travers la vitesse absolue S_b (vitesse de propagation de la flamme) définie localement et la vitesse de déplacement de gaz frais u_u .

Par définition, la vitesse de flamme laminaire S_L est normale au front de flamme. Elle peut être exprimé en fonction de la vitesse des gaz frais u_u et de la vitesse de propagation de la flamme S_b à travers la relation vectorielle suivante :

Équation 1-4 :

$$S_L \vec{n} = \vec{S}_b - \vec{u}_u$$

Avec \vec{S}_b vecteur de vitesse locale du front de flamme, \vec{u}_u le vecteur vitesse de l'écoulement et \vec{n} le vecteur normal au front de flamme unitaire (Voir Figure 1-5).

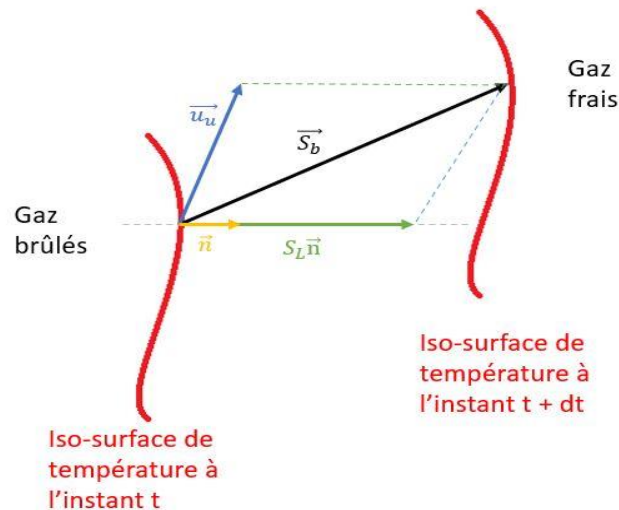


Figure 1-5: Notations utilisées pour les définitions de vitesse de flamme

Dans le cas d'une flamme plane ou sphérique, les vitesses \vec{S}_b et \vec{u}_u sont colinéaires au vecteur normal \vec{n} . On obtient alors :

Équation 1-5 :

$$S_L = S_b - u_u$$

Les vitesses S_b et S_L dépendent des déformations du front de flamme telles que l'étirement.

- Épaisseur de flamme laminaire

L'épaisseur de la zone réactionnelle est également un paramètre d'une grande importance dans la caractérisation des flammes laminares. Ce paramètre a été largement étudié dans la littérature, on peut citer plus de sept définitions différentes de ce paramètre [77], [78]. Toutefois, les définitions les plus utilisées sont celle de Zeldovich [79] et celle de Spalding [80]. Celle de Zeldovich est exprimé par l'Équation 1-6, en utilisant la définition établie par Zeldovich [79] déduite de l'équilibre entre la diffusion des espèces et la diffusion thermique. Autrement dit, la quantité de chaleur dégagée durant la combustion augmente la température des gaz frais dans l'épaisseur δ_L à la température adiabatique de flamme :

Équation 1-6 :

$$\delta_L = \frac{\lambda}{\rho_u C_p S_L^0}$$

Où λ , ρ_u et C_p sont respectivement la conductivité thermique, la masse volumique et la capacité calorifique massique à pression constante des réactifs, S_L^0 est la vitesse de flamme laminaire d'une flamme adiabatique, plane et non étirée.

Une définition plus proche des mesures expérimentales pour l'épaisseur de flamme laminaire est celle de Spalding ci-dessous.

Équation 1-7 :

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

- Étirement de front de flamme

Pratiquement, la flamme plane adiabatique est très difficile à reproduire expérimentalement. En effet, le front de flamme subit des déformations à cause des contraintes extérieures locales (pertes de chaleur, profil de vitesse non plat,...). Ces déformations peuvent diminuer ou accélérer la vitesse de flamme, et générer des extinctions de flamme. La vitesse de flamme est alors modifiée localement.

L'étirement de flamme a été largement étudié dans la littérature. Williams [81] propose la formulation générale d'un facteur d'étirement de front de flamme κ , qui représente la variation locale dans le temps d'un élément de surface A de la flamme :

Équation 1-8 :

$$\kappa = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt}$$

Différentes formulations du facteur d'étirement κ sont présentes dans la littérature (Candel et Poinsot [82]).

1.8.1.2 Technique de mesure des vitesses de flammes

Les études utilisant des flammes laminaires sont particulièrement intéressantes pour les flammes prémélangées en raison de la nature bien définie des concentrations de réactifs dans le mélange. Les flammes prémélangées de faible dimension qui sont actuellement utilisées comprennent les flammes stabilisées sur un brûleur, les flammes stagnantes et les flammes sphériques en expansion. Le type de données obtenues dans ces configurations dépend de la pression thermodynamique, avec des profils de concentration des espèces limités aux basses pressions, et des vitesses de flamme laminaire, S_L^0 , sur une large gamme de pression. Pour les pressions intermédiaires, on peut également obtenir des données sur l'inflammation et l'extinction de la flamme. La sensibilité de ces données de flamme à la cinétique est nettement inférieure à celle obtenue dans les réacteurs homogènes [83]. La VFL peut être mesuré en utilisant différentes techniques telles que : (1) Flammes stabilisées pour les études d'allumage, de propagation et d'extinction, (2) Flammes stabilisées par le brûleur pour les études de propagation de la flamme-méthode de flux de chaleur, (3) méthode du canal

divergent extrêmement chauffé, (4) méthode du brûleur, (5) tube annulaire divergent, (6) flamme sphérique. Pour plus de détails sur les autres techniques, le lecteur se référera à Konnov et ses collaborateurs [84].

- Vitesse de flamme à haute température

Si les expériences de vitesse de flamme à haute température sont d'une importance pratique pour le développement de modèles cinétiques fiables et la conception de la prochaine génération de brûleurs et de systèmes propulsifs, il en va de même pour les expériences de vitesse de flamme visant à caractériser les carburants de masse molaire élevée. Les expériences destinées à étudier les combustibles lourds sont souvent compliquées par le fait que pour maintenir le combustible à l'état gazeux, la pression partielle du combustible doit rester bien en dessous de la pression de vapeur du combustible. Ceci est généralement obtenu en augmentant la température du mélange gazeux combustible/oxydant. Cependant, pour certains combustibles, la température requise peut souvent dépasser la température à laquelle le combustible, s'il a le temps de réagir, commence à se pyrolyser ou à s'autoenflammer. En raison des longs délais associés au chauffage du mélange combustible/oxydant dans les expériences conventionnelles (potentiellement quelques secondes dans les expériences basées sur l'écoulement, quelques minutes dans les expériences à réacteur statique [85]), il est presque impossible de mesurer la vitesse de flamme de combustibles pratiques à des températures et des pressions pertinentes pour le moteur en utilisant les méthodes établies.

En effet, les expériences de flamme à expansion sphérique sont bien adaptées à une large gamme de conditions de pression : ~ 0.2 atm à > 10 atm. En fait, les flammes à expansion sphérique se sont avérées être la seule configuration de flamme fiable pour les mesures de vitesse de flamme à haute pression, principalement parce que ces expériences sont menées dans des conditions statiques et sont donc insensibles à la turbulence d'écoulement à haute pression inhérente aux expériences de vitesse de flamme basées sur l'écoulement [86].

Les flammes en stagnation, les flammes stabilisées par le brûleur et les flammes formées par la méthode du canal divergent sont couramment utilisées pour obtenir des mesures de vitesse de flamme entre 0,2 atm et ~ 10 atm.

Malgré la large gamme de pression couverte par les résultats de vitesse de flamme actuellement disponibles dans la littérature, il reste difficile à couvrir les régimes de combustion à haute température en utilisant les méthodes traditionnelles. Il est à noter qu'il existe très peu de données de VFL à température supérieure à 500 K [84]. Néanmoins, un certain nombre d'approches différentes sont actuellement utilisées pour obtenir des données sur la vitesse de la flamme à des températures supérieures à 500 K. Metghalchi et Keck [87] ont été les

premiers à enregistrer l'augmentation de la pression dans une chambre à volume constant et à appliquer une hypothèse isentropique à l'augmentation de pression et de température subie par le gaz non brûlé. En partant de conditions initiales de gaz non brûlés de 500 K et 7,6 atm, des conditions allant jusqu'à 40 atm et 700 K ont pu être atteintes. Cependant, cette méthode est limitée par le fait que la température élevée est accompagnée d'une augmentation de pression dans la chambre à cause du couplage isentropique entre la température et la pression.

Une deuxième approche, couramment utilisée dans les expériences de canaux divergents pour obtenir des résultats de VFL à haute température, consiste à utiliser un brûleur poreux, externe au canal, pour préchauffer le mélange combustible/oxydant. Cette stratégie permet de mesurer la vitesse de la flamme à des températures allant jusqu'à 650 K [88]. Il convient de noter que Zhao et al. ont également obtenu des mesures de vitesse de flamme à des températures de 650 K en utilisant la méthode de stagnation de la paroi par l'ajout de rubans chauffants [89].

Ferris et al. [86] ont introduit une nouvelle technique expérimentale pour mesurer la VFL à haute température et pression en utilisant un allumage induit par laser dans un tube à choc. Une caméra rapide a été utilisée pour visualiser la propagation des flammes après les ondes de pression. Les flammes sont déclenchées par un allumage par étincelle induit par laser et les images acquises capturent l'émission de radicaux hydroxyyles excités (OH^*) à travers une paroi frontale transparente dans le tube à choc. Les combustibles utilisés dans cette étude sont le méthane pour le régime à basse température (400-580 K) afin de comparer les résultats avec la littérature et le propane dans le régime à basse température et à température élevée (760-830 K). Les mesures du VFL à haute température sont faites à 1 atm pour le mélange propane/21 % O_2 /47.4 % N_2 /31.6 % He et à richesse 0.8. Une fraction d'azote a été remplacée par l'hélium afin de garantir la stabilité de la flamme à haute température ; l'addition de l'hélium élimine les instabilités thermo-diffusives en augmentant le nombre de Lewis (rapport entre la diffusivité thermique et la diffusivité de masse) effectif du mélange et élimine les instabilités hydrodynamiques en augmentant l'épaisseur relative du front de flamme. Les mesures de la vitesse de flamme à basse température ont montré un bon accord avec les résultats présente dans la littérature pour le méthane et le propane. A haute température, les mesures de VFL se sont avérées se situer entre les résultats prévus par les schémas cinétiques d'Aramco et du LLNL. L'étude sur la VFL à haute température en utilisant la même technique a été élargi par Susa et ces collaborateurs pour différents types de combustibles tels que l'isooctane et le n-heptane dans une mélange d'air formé de 21 % O_2 et 79 % N_2 pour les températures inférieure à 600 K et de 18 % O_2 /41 % N_2 /41 % He pour les températures supérieures à 600

K (600-900 K) [90]–[92]. Ils ont été les premiers à observer expérimentalement le comportement NTC dans les mesures de la vitesse de flamme.

L'équipe de Halter [93] a développé un dispositif expérimental innovant, qui consiste en une chambre sphérique équipé d'un accès optique de 360° permettant d'enregistrer le rayon de la flamme jusqu'à la paroi et l'enregistrement simultané de la pression. Ce système unique permet de suivre l'évolution du front de flamme pendant tout le processus de combustion.

Lorsque des données expérimentales ne sont pas disponibles, une méthode couramment utilisée pour obtenir des estimations de la vitesse de flamme à haute température consiste à utiliser un exposant de température, dérivé des mesures de la vitesse de flamme effectuées à des températures plus basses, pour extrapoler à des températures plus élevées. Cette technique est basée sur la corrélation entre la température initiale et la vitesse de la flamme décrite par l'Équation 1-9 à travers l'exposant α de température dérivée empiriquement.

Lors de la propagation du front de flamme, plusieurs phénomènes différents peuvent être à l'origine d'instabilité de la flamme. Ces phénomènes sont liés aux interactions de plusieurs mécanismes physiques qui peuvent influencer la dynamique de la flamme et varier sa morphologie. Certains peuvent être liés aux mécanismes de propagation du front de la flamme tels que les instabilités hydrodynamiques et thermo-diffusives, et d'autres sont liées aux conditions expérimentales comme les forces de gravité (voir l'Annexe 7.3 pour plus de détails).

1.8.1.3 Analyse numérique de la flamme laminaire prémélangée

Codes de simulation unidimensionnels pour la vitesse de combustion laminaire

Par définition, S_L est la vitesse d'une flamme libre adiabatique unidimensionnelle stable non étirée se propageant dans le double domaine infini et elle résulte de l'influence combinée de la réactivité, de la diffusivité et de l'exothermie du mélange [84]. La définition de la vitesse de la flamme laminaire la rend adaptée aux calculs utilisant des schémas cinétiques, les propriétés thermodynamiques et de transport dans les codes informatiques 1-D. Elle ne dépend que de la pression, de la température et de la composition du mélange.

Les différents aspects liés à la variation de la VFL sont analysés à travers la résolution des équations de flamme laminaire unidimensionnelles ainsi que les mécanismes de réaction détaillés. Ces outils numériques aident à comprendre les aspects importants liés à la VFL comme par exemple l'effet chimique de la dilution avec le dioxyde de carbone CO_2 , ou bien le flux de chaleur provoqué par la diffusion de masse, lié à l'**effet Dufour**, et le flux de masse induit par le transfert de chaleur : l'**effet Soret**. Peuvent également être étudiés l'influence du rayonnement, de la richesse du mélange, la sensibilité à la pression, la température, et le rôle des différentes espèces dans le processus de combustion.

Différents outils numériques sont actuellement utilisés pour le calcul de la VFL. Le logiciel CHEMKIN-II a été largement utilisé, et des versions améliorées et désormais commerciales sont disponibles aujourd'hui. CANTERA [94] est un programme dont les sources sont en accès libres, en C++ orienté Objet. Il permet notamment la simulation numérique de flammes laminaires pré mélangées. D'autres codes ont été développés pour la simulation numérique de flammes laminaires 1D comme COSILAB/RUN1DL, Chem1D, ASURF1D et OpenSMOKE++.

Dans cette thèse, le code CANTERA (version 2.4.0) est utilisé pour la simulation de la vitesse de flamme laminaire.

1.8.1.4 Influence des différents paramètres sur la vitesse de flamme laminaire

Cette section, présente une analyse de l'influence de différents paramètres tels que la pression, la température, la richesse et la dilution sur la VFL pour différents mélanges air-carburant.

Dépendance de la température de la vitesse de flamme laminaire

Dans les applications générales, moteurs, turbines à gaz, la pression et la température initiale des mélanges air-carburant sont souvent supérieures aux conditions standard. La vitesse de combustion laminaire d'un mélange réactif dépend de la richesse du mélange ϕ , de la pression initiale p_u , de la température initiale T_u et des concentrations de dilution. Les corrélations de la dépendance de la VFL à ces paramètres sont à la fois basées sur les théories de la flamme et sur les corrélations empiriques.

En considérant les corrélations des lois de puissance comme les corrélations les plus populaires pour la dépendance de la température et de la pression, une équation décrivant la variation simultanée de la VFL avec la pression et la température peut être écrite d'après [87] comme suit :

Équation 1-9 :

$$S_L = S_L^0 \left(\frac{T_u}{T_{u,0}} \right)^\alpha \left(\frac{P_u}{P_{u,0}} \right)^\beta$$

Avec $P_{u,0}$, $T_{u,0}$, et S_L^0 sont respectivement des valeurs de pression et température de référence ($P_{u,0} = 1 \text{ atm}$, $T_{u,0} = 300 \text{ K}$), S_L^0 est la vitesse de combustion laminaire non-étirée pour ces conditions, α et β dépendent du carburant considéré et de la richesse.

Dans les sections ci-dessous, les effets de la pression, de la température et de la richesse sur les vitesses de flamme laminaire de divers mélanges air-carburant sont analysés. Les analyses des données expérimentales et les modèles cinétiques discutées dans la partie qui

suit montrent que les exposants de pression et de température α et β utilisés dans l'Équation 1-9 varient de manière significative en fonction de la composition du mélange.

En outre, ces paramètres empiriques varient également en fonction de la température et de la pression. Ainsi, l'extrapolation directe des mesures de VFL vers des pressions et des températures élevées pertinentes pour les conditions du moteur peut conduire à des incertitudes significatives. Néanmoins, à défaut d'une technique précise et exacte pour mesurer la VFL à des pressions et des températures élevées, ces exposants sont utiles pour estimer l'ordre de grandeur de sa valeur.

Effet de la dilution sur la vitesse de flamme laminaire

Considérant l'équation de combustion de l'hydrocarbure et de l'air (Équation 1-1), les flammes carburants/air sont déjà diluées dû à la présence de composants, comme le N_2 , qui est d'un point de vue de la combustion un absorbant de l'énergie thermique. Il va alors réduire à la fois la température et la vitesse de flamme. Son action est alors celle d'un diluant. Plus couramment, on parle de flammes diluées pour les mélanges carburant / air avec l'addition d'un certain pourcentage volumique d'un composé chimique tiers. Indépendamment du type de carburant, la dilution a pour effets principaux la réduction de la VFL et de la température de la flamme [89], [95]–[102].

La vitesse de la flamme laminaire présente une dépendance presque linéaire en termes de fraction massique de diluants [89], [95], [100], [102]–[106]. En outre, Galmiche [95] et ses collaborateurs ont trouvé un comportement non linéaire dans le cas où le dioxyde de carbone est utilisé comme diluant dû à l'effet thermique et chimique (non négligeable dans le cas de CO_2) qui ont un impact sur la réactivité de la flamme. La diminution de la VFL due à la dilution est prise en compte dans l'équation ci-dessous à travers la fraction massique de dilution Y_{res} :

Équation 1-10 :

$$S_L = S_L^0 \left(\frac{T_u}{T_{u,0}} \right)^\alpha \left(\frac{P_u}{P_{u,0}} \right)^\beta \cdot (1 - \gamma Y_{res})$$

Avec γ est une constante qui dépend du type d'hydrocarbure utilisé.

Dans un moteur, la présence de gaz brûlés dans la charge non brûlée des cylindres, due aux gaz résiduels et aux gaz d'échappement recyclés, entraîne une réduction substantielle de la vitesse de combustion laminaire. Tout gaz brûlé dans le mélange non brûlé réduit le pouvoir calorifique par unité de masse du mélange et réduit ainsi la température adiabatique de la flamme. Il agit comme un diluant [107].

1.8.1.5 Résultats expérimentaux issus de la littérature

Dans les sections suivantes, les effets de la pression, de la température et de la richesse sur les vitesses de combustion laminaire de mélanges n-heptane - air sont analysés.

- Mesure de vitesses de flammes laminaire du n-heptane

Le n-heptane est un hydrocarbure à chaîne linéaire largement étudié dans la littérature. Il a été retenu pour cette étude pour cette raison ainsi que pour son aptitude à l'autoinflammation ainsi que volatilité relativement haute. Il est utilisé comme composant de référence dans les essais en moteur CFR pour déterminer l'indice d'octane. Le Tableau 1-1 est un tableau récapitulatif des mesures de VFL présentes dans la littérature pour différentes conditions initiales et à travers différentes techniques, notamment la méthode du brûleur Bunsen, la méthode de la flamme à contre-courant, la méthode de la chambre à volume constant et celle de la méthode de la flamme plate (méthode du flux thermique).

Tableau 1-1 : Tableau récapitulatif des principales mesures de vitesses de flammes de n-heptane.

Année	Auteurs	Méthode	Températures (K)	Pression (atm)	Richesse
1959	Gibbs et al. [108]	Brûleur Bunsen	300-373		0.7-1.4
1980	Thomas Ryan et al. [101]	Flamme sphérique	470-570	3-6	0.7-1.3
1997	Douté et al. [109]	Flux de chaleur	298	0.06	0.7-2
1998	Davis et Law [110]	Flamme de stagnation/linéaire	300	1	0.7-1.7
2004	Huang et al. [111]	Flamme de stagnation/linéaire	300	1	0.7-1.4
2007	Kumar et al. [112]	Flamme de stagnation/linéaire	300-470	1	0.7-1.4
2009	Jerzembeck et al. [113]	Flamme sphérique/linéaire	373	10-25	0.7-1
2009	Smallbone et al. [114]	Flamme sphérique/linéaire	350	0.5-2	0.7-1.4

2010	Ji et al. [115]	Flamme de stagnation/non linéaire	353	1	0.75-1.5
2011	Kelley et al. [116]	Flamme sphérique/non linéaire	353	1-10	0.7-1.7
2011	Van Lipzig et al. [117]	Flux de chaleur	300	1	0.7-1.3
2011	Chong et al. [118]	Flamme de stagnation/linéaire	300-470	1	0.7-1.4
2012	Francisco V. et al. [119]	Flamme sphérique	363-453	3-7	0.8-1.1
2013	Sileghem et al. [120]	Fux de chaleur	300-358	1	0.7-1.3
2014	Dirrenberger et al. [121]	Flux de chaleur	300-398	1	0.6-1.5
2014	Knorsch et al. [122]	Flux de chaleur	348-423	1	0.6-1.6
2015	Manna et al. [123]	Flamme sphérique/linéaire	300	2	0.7-1.3
2019	Erjiang Hu et al. [124]	Flamme sphérique	358	1	0.8-1.5

Dès 1959, Gibbs et al. ont mesuré la VFL du n-heptane et d'autres hydrocarbures en utilisant un bruleur Bunsen. Thomas W. Ryan et Samuel S. Lestz [101] ont réalisé des mesures de VFL pour différents hydrocarbures tels que le n-heptane, l'isooctane, le méthanol, le méthane et le propane a pression et température élevée et en présence d'un diluant. Ils ont utilisé la méthode a bombe sphérique chauffée jusqu'à 477 K. Un mélange inerte de diazote et de dioxyde de carbone a été utilisé comme diluant. Ils ont trouvé que la présence d'un diluant inerte diminue la vitesse de flamme laminaire de l'ordre de 27 % pour chaque addition de 10 % du diluant. En 1997, Douté et al. [109] ont utilisé la méthode du flux thermique pour mesurer la VFL du n-heptane dans une mélange O₂/Ar à 6 kPa. Ils se sont concentrés sur l'analyse des principales voies de réaction des principaux produits de combustion et des hydrocarbures intermédiaires à petites molécules C1-C5.

Davis et al [110] ont mesuré la VFL des hydrocarbures entre C1-C8 en utilisant la méthode à contre-courant et ont analysé l'effet de la structure moléculaire sur la propagation de la

flamme des combustibles C1-C8 (alcanes, alcènes, alcynes et alcools) en 1998. Les résultats expérimentaux ont montré qu'à nombre égal d'atomes de carbone, plus la molécule était insaturée plus la vitesse de combustion laminaire du combustible était élevée. Les isomères dégradent la vitesse de combustion laminaire des alcanes et des oléfines en raison du mécanisme d'oxydation différent entre les alcanes normaux et les isomères. En 2004, Huang et al. [111] ont utilisé la méthode du flux thermique pour analyser les caractéristiques de combustion du mélange n-heptane/ gaz synthétique réformé (28 % H₂, 25 % CO, 47 % N₂).

En 2007 Kumar et ses collaborateurs [112] ont mesuré la VFL de mélanges n-heptane/air en utilisant la méthode de flamme de stagnation avec des techniques d'extrapolation linéaire et non linéaire. Cependant, ils n'ont rapporté que des données extrapolées d'une manière linéaire en précisant que la technique d'extrapolation linéaire donne des valeurs de VFL supérieures de 3 cm/s par rapport à la méthode non linéaire. Ils ont mesuré l'effet de la variation de la température initiale sur la VFL. Ils ont mesuré l'effet de la variation de la température initiale sur la VFL. Ils ont trouvé que la VFL du n-heptane est supérieure de 5 à 10 cm/s à celle d'isooctane dans les mêmes conditions initiales. Deux ans plus tard, le groupe de Smallbone [114] a mesuré la VFL du n-heptane à une pression initiale qui varie entre 0.5 et 2 atm dans un oxydant formé de 18 % O₂ et 82 % N₂. Plus récemment, Manna et al. [123] et Erijang Hu et al. [124] ont utilisé la méthode de flamme sphérique pour calculer la VFL du n-heptane sur une grande plage de richesse. La Figure 1-6 résume la VFL du n-heptane/air à différentes températures et pression, mesurée par différents chercheurs.

On peut voir que la VFL du n-heptane augmente d'abord et diminue ensuite à mesure que la richesse augmente. La VFL maximale se produit à une richesse de 1,1. D'après la Figure 1-6 (c), on peut déduire que lorsque la température initiale augmente, la VFL du n-heptane augmente tout en conservant une tendance parabolique. De la Figure 1-6(b) montre que l'augmentation de la pression entraîne une forte diminution de la VFL.

Dans cette étude, on s'intéresse à étudier la transition AI/DF. Dans cette partie, nous avons résumé les différentes mesures de la VFL réalisées à travers les différentes techniques. Les avantages et les inconvénients de chaque approche sont discutés par Egolfopoulos et al [83] et examinés plus en détail par Konnov et al [84]. Les résultats expérimentaux présents dans la littérature montrent qu'il n'y a pas de mesure de vitesse de flamme laminaire pour le n-heptane à des températures supérieures à 600 K. Dans la partie suivante on va parler de la physique de l'autoinflammation.

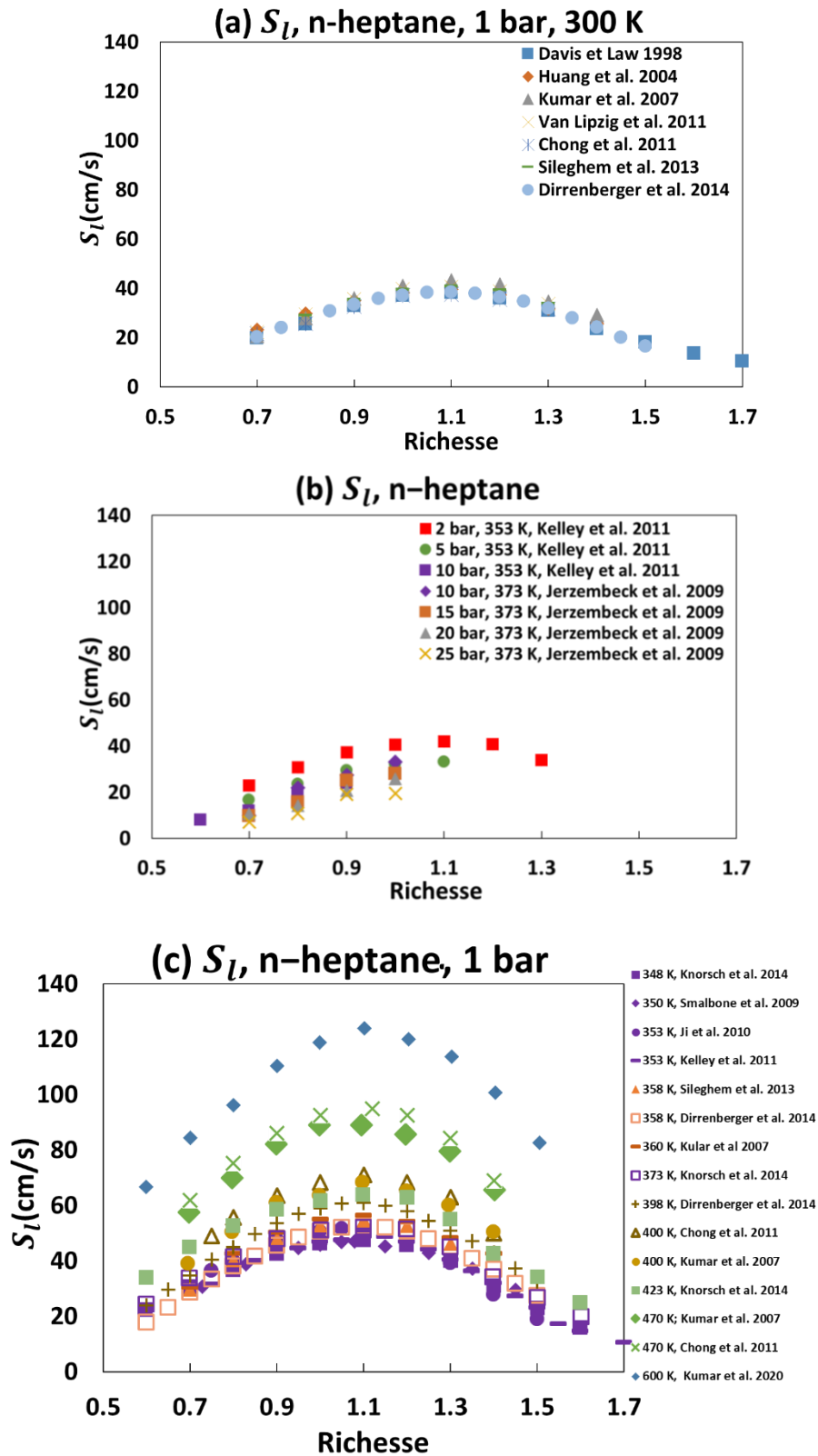


Figure 1-6 : Résultats expérimentaux des mesures de la vitesse de flamme laminaire présents dans la littérature à pression atmosphérique et à 300 K en a), à différentes pressions et températures en b) et à différentes températures en c).

1.8.2 Physique de l'autoinflammation

Le phénomène d'autoinflammation est caractérisé par une initiation spontanée de la combustion lorsque les conditions thermochimiques du milieu réactif sont favorables, après un certain délai appelé délai d'autoinflammation. Ce dernier dépend de la cinétique des réactions et donc de la température, de la pression initiale et de la composition initiale du mélange.

Autoinflammation des hydrocarbures

Pour comprendre de quelle manière les hydrocarbures atteignent l'autoinflammation, il est utile de détailler les processus par lesquels ils s'oxydent. De manière plus générale, la cinétique mise en jeu lors de la combustion des hydrocarbures passe par de nombreuses espèces et réactions intermédiaires, ce qui est l'objet du paragraphe suivant.

1.8.2.1 Mécanismes réactionnels

Les réactions élémentaires créent et consomment des radicaux libres, et sont catégorisées comme suit :

- Les réactions d'**initiation** rompent les premières liaisons des molécules des réactifs et produisent les premiers radicaux nécessaires aux réactions suivantes.
- Les réactions de **propagation** transforment certains radicaux en d'autres radicaux.
- Les réactions de **ramification** augmentent le nombre de radicaux, ce qui tend à accélérer le processus.
- Les réactions de **terminaison** suppriment des radicaux ou diminuent leur nombre. Par exemple, ce type de réaction intervient dans l'obtention des produits finaux de combustion.

L'ensemble de ces réactions entrent en compétition, et prennent successivement le dessus en fonction de la température, *via* leurs constantes de réaction respectives $K_n(T)$. Ainsi, lors de l'oxydation des hydrocarbures de taille intermédiaire, trois plages thermiques principales se dégagent. Chacune se caractérise par un comportement réactionnel distinct, bien que cela reste une vision simplifiée de la cinétique chimique détaillée :

- Mécanismes de basses températures ($T < 800$ K), caractérisés par un schéma complexe où le carburant est dégradé par étapes successives.
- Mécanismes des températures intermédiaires ($750 \text{ K} < T < 950 \text{ K}$), qui voit une importante formation de HO_2 correspondant à une étape de ramification (à basse température qui correspond à la flamme froide), qui produit ensuite du H_2O_2 qui correspondrait plutôt à une réaction de terminaison (fin de la flamme froide).

- Mécanismes de hautes températures ($T > 1000$ K), où H_2O_2 est fragmenté, créant de nombreux radicaux dont le radical OH, ce qui accélère la réaction globale par ramification.

Pour plus d'information sur la cinétique chimique des hydrocarbures, le lecteur pourra se référer au travail de Westbrook [125].

1.8.2.2 Allumage en deux étapes

Pour certains hydrocarbures, l'autoinflammation se fait en deux étapes (voir Figure 1-7). Un préallumage apparaît aux températures intermédiaires et basses, principalement dans le cas de chaînes carbonées suffisamment longues. 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 1-7 issue des travaux de Minetti et al. [126]. Temporellement, un premier dégagement de chaleur apparaît très rapidement, la « flamme froide ». 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 avec la flamme principale. Il n'est accessible que par l'emploi de photomultiplicateurs.

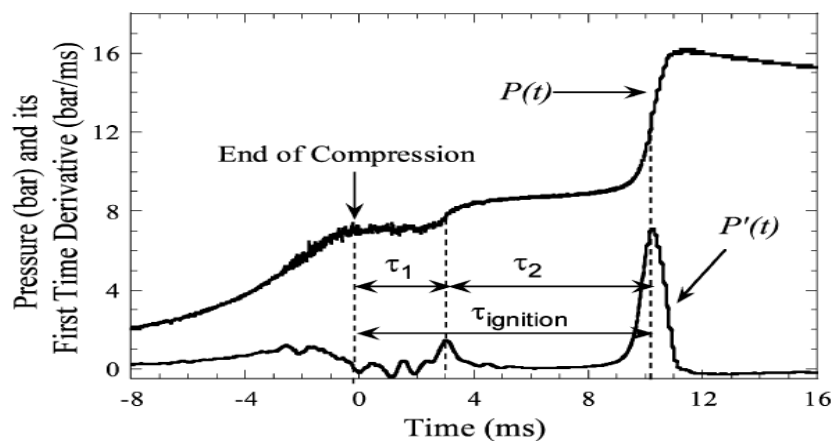


Figure 1-7: Relevés de pression et sa dérivée lors de l'autoinflammation en deux étapes d'un alcane [126].

Ce phénomène d'autoinflammation en deux étapes a la particularité de présenter une première cinétique de décomposition du carburant, très sensible à la température, et dont l'un des produits est le formaldéhyde CH_2O .

Comme mentionné plus haut, les radicaux créés réagissent entre eux et avec le dioxygène pour former par réactions de terminaison des molécules intermédiaires et stables plus petites, comme H_2O_2 . Elles ne seront consommées que plus tard par la flamme principale. Le début

de la consommation de ces réactifs est associé à une étape parfois qualifiée de flamme bleue [127].

1.8.2.3 Délais d'allumages : sensibilité aux paramètres thermochimiques

- Sensibilité à la température, la pression, la richesse et la dilution.

Pour une gamme de température et pression donnée, on corrèle généralement les mesures de délai d'allumage avec la température et la pression grâce à des relations du type [128]:

Équation 1-11 :

$$\tau = AP^{-n} \text{Exp}^{E_a/RT}$$

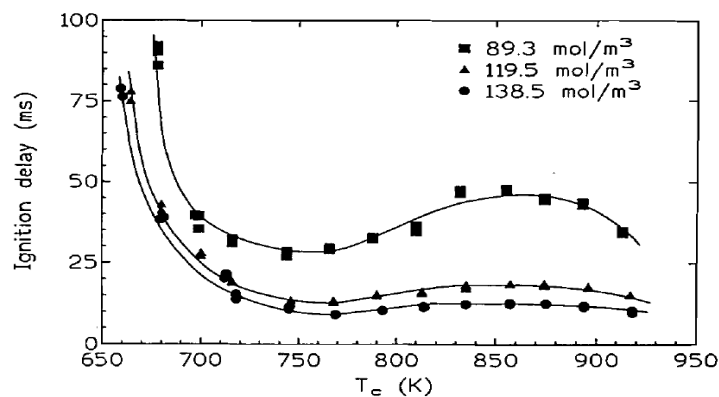


Figure 1-8: Sensibilité de l'autoinflammation à la concentration molaire et à la température au PMH pour le mélange n-pentane/air à la stoechiométrie [126].

La dépendance en température est donc très forte. On parle alors de dépendance positive à la température ou de coefficient de température positif pour le délai d'allumage (PTC). Un grand nombre d'hydrocarbures présente une zone de température dans laquelle cette tendance s'inverse et le délai d'allumage avec la température : on parle alors de zone de coefficient de température négatif (NTC). La Figure 1-8 en fournit un exemple pour trois alcanes linéaires. Les délais y sont globalement décroissants, sauf entre ~750 K et ~850 K où ils augmentent avec la température.

En ce qui concerne la sensibilité à la pression, le délai d'allumage d'un hydrocarbure diminue généralement quand la pression augmente ($n > 0$ dans l'éq. précédente). La sensibilité à ce paramètre est cependant nettement inférieure à celle de la température. De manière générale, la réactivité du mélange augmente avec sa richesse. La Figure 1-9 montre 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 masse volumique de la

charge accélère elle aussi l'autoinflammation. L'augmentation de pression possède le même effet puisqu'elle est directement liée à la masse volumique pour une compression donnée.

Le comportement NTC est affecté par le changement de certains paramètres. La diminution de la richesse ou l'augmentation de la densité réduisent son amplitude [126]. Les délais sont légèrement affectés par la pression sauf dans la zone NTC et au début de la zone PTC côté haute température. A richesse fixe, la forme NTC est atténuée par l'augmentation de pression pour le n-heptane [129]. De plus, modifier la richesse ou la pression décale la plage de température de cette zone. Un exemple de la sensibilité de l'autoinflammation à la richesse et à la région NTC pour l'isooctane est illustré dans la Figure 1-9.

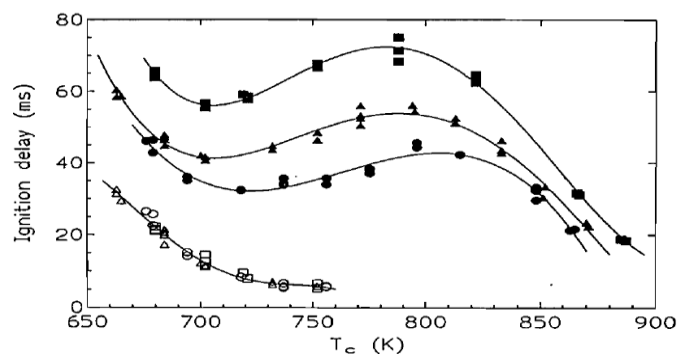


Figure 1-9: Sensibilité thermique du délai d'autoinflammation de l'isooctane à une concentration molaire en fin de compression de 265 mol.m⁻³ : carrés $\phi = 0.8$, triangles : $\phi = 1$, cercles : $\phi = 1.2$ [126].

1.8.2.4 Influence de la nature de l'hydrocarbure sur le délai d'allumage

La structure d'un combustible peut influencer sa capacité à s'autoenflammer. En effet, les alcanes linéaires ont une forte aptitude à l'autoinflammation, et ce d'autant plus que la chaîne est longue. Pour des conditions de pression et température fixées, cela signifie que les délais d'allumages sont plus courts. Au contraire les hydrocarbures à chaîne courte comme le méthane ou le butane ont tendance à être plus résistants à l'autoinflammation. Les alcanes ramifiés sont généralement moins aptes à l'autoinflammation que leur équivalent linéaire et enfin, les composés aromatiques et les alcools sont relativement difficiles à enflammer [107].

L'aptitude à l'autoinflammation des hydrocarbures traduit de plus certaines caractéristiques de la cinétique chimique associée à leur oxydation. Pour les alcanes linéaires plus lourds comme le n-butane et le n-pentane, plusieurs radicaux alkyles sont formés, certains produisant par décomposition des radicaux H, et d'autres des radicaux méthyles provoquant une terminaison de la chaîne.

Les mesures de délai d'autoinflammation rassemblées par Griffiths [130] à la Figure 1-10 mettent en avant ces tendances. Les n-alcanes se répartissent dans le sens des délais décroissant selon la longueur de la chaîne carbonée.

Les différences constatées lors de l'autoinflammation sont dues à l'énergie d'isomérisation plus élevée dans le cas d'une molécule ramifiée. Les liaisons carbone-carbone demandent moins d'énergie pour être cassées lorsque les carbones en question ne comportent pas de groupe alkyl supplémentaire.

Indépendamment de leur ramification, la flamme froide apparaît pour les hydrocarbures suffisamment lourds.

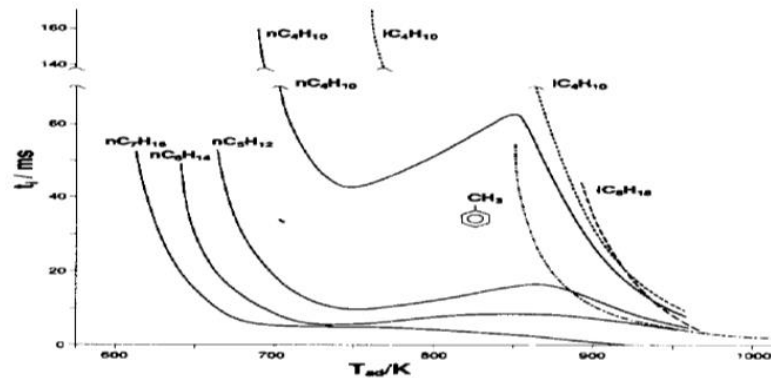


Figure 1-10: Sensibilité thermique du délai d'autoinflammation pour des hydrocarbures linéaires et ramifiés [130].

1.8.2.5 Indices de résistance à l'autoinflammation

Dans les moteurs à combustion conventionnels et à cause de la limitation posée par leur configuration et le mode de combustion, de combustibles spécifiques devront être utilisés. Pour les moteurs à allumage par étincelle, l'utilisation de l'essence est appropriée dû à sa bonne volatilité et ces caractéristiques antidétonantes ; tandis que pour les moteurs à allumage par compression, le diesel qui a une viscosité plus élevée et une plus faible résistance à l'autoallumage est plus approprié. La combustion de type HCCI peut accepter différents types de combustibles. L'allumage dans les moteurs HCCI se produit par l'autoinflammation du mélange combustible/air, ce qui reflète l'importance du choix du carburant sur la conception du moteur et les stratégies de contrôle.

Afin de mieux comprendre le carburant et les paramètres du moteur qui régissent le début de la réaction dans un moteur HCCI, Ryan et Matheaus [29] ont effectué des expériences de combustion à volume constant. Ils ont montré que les principales propriétés du combustible sont reliées aux caractéristiques de distillation et d'allumage.

Indice d'octane

L'indice d'octane (IO) a été conçu pour caractériser la résistance au cliquetis des carburants liquides dans les moteurs à allumage commandé. Au cours de la procédure de mesure, le taux de compression est adapté jusqu'à apparition de l'autoinflammation (cliquetis) avec le mélange

à étudier. L'indice d'octane a pour valeur le pourcentage volumique d'isooctane pour lequel on observe un comportement identique au mélange étudié, avec un mélange binaire isooctane/n-heptane. L'isooctane étant une molécule ramifiée, elle est plus résistante à l'autoinflammation que le n-heptane. Un indice d'octane 100 caractérise donc un combustible présentant une forte résistance au cliquetis.

Le RON (Research octane number) décrit le comportement du carburant dans le moteur à des températures et des vitesses faibles, et constitue une tentative de simulation du comportement à l'accélération. Il est mesuré par rapport à un mélange d'octane et de n-heptane. Le MON (motor octane number) est une meilleure mesure du comportement du carburant sous charge à températures et vitesses élevées. Sa définition est également basée sur le mélange d'iso-octane et de n-heptane qui a les mêmes performances. Pour identifier la qualité d'allumage des carburants pour la combustion HCCI, Kalghatgi et al. [65] ont défini un paramètre appelé "Octane Index" (OI) :

Équation 1-12 :

$$OI = (1 - K)RON + KMON = RON - KS$$

Où K est une constante dépendant des conditions de fonctionnement du moteur et S est la sensibilité du carburant.

Indice de cétane

L'indice de cétane (IC) indique 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'indice de cétane est particulièrement important pour les moteurs diesel où le carburant doit s'autoenflammer sous l'effet de la compression.

Les effets de l'indice de cétane (IC) sur l'autoinflammation, les performances et les émissions du HCCI ont également été étudiés par certains chercheurs. Szybist et al. [131] ont constaté que les carburants à haut IC présentaient un fort dégagement de chaleur à basse température (LTHR) et qu'aucun LTHR n'a été détecté pour les carburants d'IC<34. En outre, lors de la phase de combustion avancée, les carburants à faible IC présentaient des taux d'augmentation de pression et des émissions de NOx nettement plus élevés que les carburants à fort CN. Li et al [132] ont constaté que la diminution de l'indice de cétane dans les carburants réduit considérablement les émissions de fumée en raison de l'allongement du délai d'allumage et de l'amélioration subséquente de la formation du mélange. La diminution de l'indice de cétane des combustibles étend la plage de fonctionnement efficace en ce qui

concerne l'EGR et l'IMEP ainsi que les émissions de NO_x ultra faible et la combustion sans fumée.

1.8.3 Transition déflagration / autoinflammation

Inhomogénéité du mélange et stratification thermique

L'homogénéité du mélange air/carburant a des effets importants sur le processus de combustion dans les moteurs HCCI. Dans ces types de moteur, le début de la combustion est dicté par la cinétique chimique de l'autoinflammation. L'une des questions principales dans ces types de moteurs est de savoir comment contrôler l'instant d'autoinflammation et le taux de dégagement de la chaleur ou taux d'augmentation de la pression dans une large gamme de condition de charge. En particulier, le fonctionnement du moteur HCCI est généralement limité par un PRR (pressure release rate) excessif pendant la combustion à charge élevée (qui dépend de la pression maximale) et le cliquetis du moteur qui en résulte [133] et à faible charge ce type de moteur peut souffrir de raté d'allumage. Ainsi, le contrôle de la combustion nécessite un contrôle de la cinétique de l'autoinflammation, qui est influencé par la composition de la charge et de l'historique de la pression et de la température des réactifs pendant le processus de compression.

Afin de résoudre ce problème, il a été suggéré d'utiliser la méthode d'inhomogénéité du mélange et la méthode de stratification thermique [134]–[136]. Dans les moteurs HCCI, les inhomogénéités de la température et de la composition du mélange existent, et sont dues au transfert de masse et de la chaleur entre le gaz chaud et la paroi froide du cylindre ou à la présence de gaz brûlés résiduels.

Richter et ses collègues [137] ont réalisé des expériences pour évaluer le rôle des inhomogénéités dans les moteurs HCCI. Ils ont conclu que les inhomogénéités de charge étaient potentiellement élevées et jouaient un rôle important dans le processus de combustion. Dans le cas où le mélange est homogène et la combustion est adiabatique, l'instant d'autoinflammation et les émissions polluantes seraient uniquement régies par la cinétique chimique. En s'éloignant de ce cas idéal, la turbulence et les interactions turbulence/chimie jouent un rôle de plus en plus important [138]. Ce rôle a été validé à travers des études expérimentales [139] et numériques [5], [7], [140] qui ont montré que la turbulence et l'interaction turbulence/chimie peuvent influencer le délai d'autoinflammation, le processus de combustion et les émissions pour les moteurs HCCI.

1.8.3.1 Travaux numériques sur la transition de régime de combustion

La présence d'un front réactif se propageant a été observé dans les expériences du moteurs HCCI [141]. D'une manière plus générale, un grand nombre de travaux ont porté sur le régime

de propagation de ces fronts. Trois approches proposées dans la littérature pour étudier les différents régimes de combustion seront présentées ici :

- L'approche de Zeldovich

Zeldovich [4] a identifié trois régimes distincts d'un front de réaction se propageant à travers un mélange non uniforme : la propagation spontanée, la détonation normale et la déflagration.

Dans le régime de déflagration normal, la vitesse de propagation du front de réaction est caractérisée par la vitesse laminaire de la flamme et la propagation du front est régie par l'équilibre réactif diffusif dans la zone de réaction de la flamme.

Dans le régime du front d'autoinflammation spontané, le front est un ensemble des phénomènes d'autoinflammation en présence d'un gradient de température préexistant qui donne l'apparence d'une propagation frontale. La vitesse de propagation apparente de ces fronts est généralement beaucoup plus élevée que celle de la flamme laminaire. Pour la caractériser, une grandeur est universellement utilisée : le délai d'autoinflammation. Ce dernier correspond au temps nécessaire au combustible pour s'enflammer dans des conditions de température et de pression données et dépend de la cinétique de la réaction, de la température et de la pression initiale.

La vitesse d'autoinflammation S_{sp} définie par Zeldovich [4] est celle qui correspond à la propagation du noyau d'allumage lors de l'autoinflammation en présence d'un gradient de température.

Pour un front d'autoinflammation spontané, la vitesse d'autoinflammation S_{sp} est liée au gradient du délai d'autoinflammation $\nabla\tau$: $S_{sp} = 1/|\nabla\tau|$

La propagation spontanée du front d'autoinflammation se produit quand l'inverse de l'amplitude du gradient local du délai d'autoinflammation est supérieure à la vitesse de déflagration et inférieure à la vitesse de détonation :

$S_L < S_{sp} < a < S_D$ où a est la vitesse du son et S_L et S_D sont respectivement les vitesses de déflagration et de détonation.

Or, dans le cas d'un mélange uniforme en composition, la vitesse dépend uniquement des variations de température et elle peut être exprimée en fonction du gradient de température présent localement juste avant l'autoinflammation :

Équation 1-13 :

$$S_{sp} = \left(\left| \frac{d\tau}{dT_0} \cdot \frac{dT_0}{dx} \right| \right)^{-1}$$

Pour les faibles gradients de température initiaux, il est évident que la vitesse du front d'allumage spontané devient importante. Dans cette situation, il n'y a pas assez de temps pour que le transport par diffusion moléculaire et thermique vers les réactifs soit élevé. Cependant, à mesure que le gradient de température augmente, le front ralentit au point où le transport moléculaire vers les gaz frais devient plus important.

Selon le critère de Zel'dovich, la transition entre la déflagration et la propagation spontanée des fronts d'allumage est très sensible aux gradients spatiaux de température présents dans le mélange réactif et à la dépendance en température du délai d'autoinflammation. Par conséquent, il est raisonnable de supposer que les effets de compressibilité, par exemple, le chauffage par compression, peut jouer un rôle clé dans le contrôle du comportement des écoulements réactifs dans le régime de propagation spontanée. Cette hypothèse a déjà été validée numériquement par des études DNS, portant sur les conditions de moteur à allumage par compression. Ces études ont illustré une dépendance entre la vitesse de propagation du front et les gradients thermiques ou, en combinant l'effet thermiques et de composition, modulés par le mélange turbulent et l'augmentation de température par compression isentropique.

En effet, l'équipe de Sankaran [7] a réalisé des simulations numériques directes (DNS) avec chimie détaillée de l'autoinflammation d'un mélange homogène pauvre hydrogène-air en présence de turbulence et en considérant trois champs de température initiale caractérisés par une asymétrie différente de la fluctuation. L'effet de différentes distributions de température sur le comportement général de l'inflammation est étudié via des calculs bidimensionnels pour des mélanges hydrogène/air à haute pression. Suivant l'idée de Zel'dovich, un critère a été proposé par cette équipe afin de distinguer deux régimes d'allumage : propagation spontanée et déflagration. Ce critère est prédictif. Il peut déterminer la formation de fronts de déflagration a priori en fonction des conditions antérieures au tout début de l'inflammation. Il est basé sur la comparaison entre la VFL S_L et la vitesse d'autoinflammation S_{sp} en se basant sur un seuil de gradient de température au niveau de la zone de réaction au début de l'autoinflammation :

Dans le cas où $\frac{S_L}{S_{sp}} < 1$, la combustion a lieu sous un régime d'autoinflammation. Dans ce cas, l'effet de transfert de chaleur et de masse est considéré négligeable par rapport à l'effet de propagation du front réactif. Au contraire, un gradient de température élevé conduit à une faible réactivité de mélange et le régime est celui d'une déflagration. Dans ce cas l'inégalité

n'est plus valide. Ce travail a été étendu par Chen et al. [5] et Hawkes et al. [8] en réalisant des simulations DNS 3D, mais aussi 1D de l'autoinflammation en présence de différents gradients de température. Ces derniers concernent la combustion à volume constant d'un mélange homogène pauvre hydrogène/air. La vitesse du front est utilisée comme indicateur de la transition entre la déflagration et l'autoinflammation (Ai/Df) en la comparant avec la vitesse de flamme laminaire S_L . Les simulations 1D sont réalisées pour évaluer l'influence du gradient de température avant autoinflammation sur le comportement du front de réaction en conditions laminares. Les auteurs ont constaté que la propagation de l'autoinflammation semble être inversement proportionnelle au gradient de température lorsque ces derniers sont moyens à faibles, tandis que les effets diffusifs deviennent pertinents lorsque le gradient de température augmente. Un front d'autoinflammation a été observé à faible gradient de température et une déflagration dans le cas d'un gradient de température élevé.

- Les études de DNS multidimensionnelles

Pour une prévision plus précise en utilisant un modèle multizone ou un modèle de flammelette, il est nécessaire de clarifier les effets de la température et de la diffusion des espèces sur l'autoinflammation et de classer les régimes de combustion en détail [142]. Ju et al [143] ont réalisé une simulation unidimensionnelle d'une combustion HCCI assistée par étincelle (SAHCCI) d'un mélange n-heptane-air. Ils ont déclaré qu'il existe au moins six régimes de combustion différents et que le passage de l'un à l'autre est un phénomène clé pour un modèle d'allumage et de propagation de la flamme : un régime initial de propagation d'un front de flamme unique, un régime de flamme-double LTF (Low Temperature Flame) et HTF (High Temperature Flame) couplé, un régime de flamme-double LTF et HTF découplé, un régime d'allumage à basse température, un régime HTF unique et un régime d'allumage à chaud. La figure suivante montre la présence des différents régimes de combustion pour le n-heptane à 700 K dans les réacteurs 1D SAHCCI.

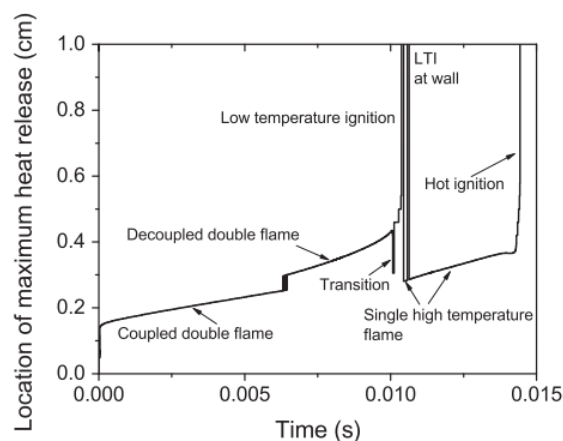


Figure 1-11: Transition des fronts de flamme à $T = 700$ K [143].

Yoo et ces collaborateurs [144] ont étudié l'effet de la stratification de la température initiale sur l'autoinflammation du mélange homogène pauvre n-heptane/air à travers des simulations DNS. Ils ont proposé une méthode de classification basée sur l'analyse du mode d'explosion chimique et le nombre Damköhler. Cette méthode distingue les régimes de combustion soit en régime d'allumage spontané, soit en ondes de déflagration. Il faut noter également que les fluctuations de température (T') avant l'allumage dans les moteurs HCCI sont d'environ 15-20 K [145], et qui sont bien inférieures à $T' = 60$ ou 100 K étudié dans cette étude. Toutefois, ces fortes fluctuations de température peuvent être obtenues par injection directe ou retardée dans la combustion de l'HCCI, de sorte qu'il est également important de comprendre les caractéristiques d'allumage de la combustion de l'HCCI avec des valeurs élevées de T' . On peut noter aussi que les simulations ont été réalisées dans un volume constant et sans prendre en considération le mouvement de piston comme dans les cas du moteur à combustion interne. Cette hypothèse peut modifier les caractéristiques de la combustion, c'est-à-dire que le délai d'autoinflammation global peut être réduit par un chauffage par compression isentropique au cours de la première phase d'allumage, et le mélange peut également être amélioré par la turbulence générée par la paroi du piston.

Les résultats montrent qu'une fluctuation de température élevée induit une dispersion temporelle du taux de dégagement de chaleur plus grande due à la prédominance du mode de déflagration aux fronts de réaction. Une autoinflammation spontanée est observée dans les cas des faibles fluctuations de température, et par conséquent, une autoinflammation simultanée se produit dans tout le domaine, ce qui entraîne une augmentation excessive de la pression (Figure 1-12 (a)). Les auteurs ont montré que le comportement du délai d'autoinflammation change avec les fluctuations de température en fonction de la valeur de la température moyenne et du régime NTC du combustible. Ainsi, si les fluctuations sont élevées, le délai d'autoinflammation augmente avec la température moyenne si elle reste inférieure à la limite de la zone NTC, alors qu'il diminue pour une température moyenne supérieure à la limite de la zone NTC. Pour une valeur de température moyenne à l'intérieur de la zone NTC, le délai d'autoinflammation augmente pour les petites fluctuations, mais il diminue pour les grandes fluctuations.

En outre, Yoo et al. ont également étudié les effets de l'échelle de temps de la turbulence sur l'autoinflammation. Ainsi, une échelle de temps de turbulence rapide homogénéise le mélange conduisant à une propagation plus rapide, tandis que des échelles de temps de turbulence plus longues ne sont pas capables d'homogénéiser la température et la propagation se produit principalement par déflagration. Cependant, l'effet des échelles de temps de turbulence sur le délai d'allumage est presque négligeable comparé à celui de la stratification thermique.

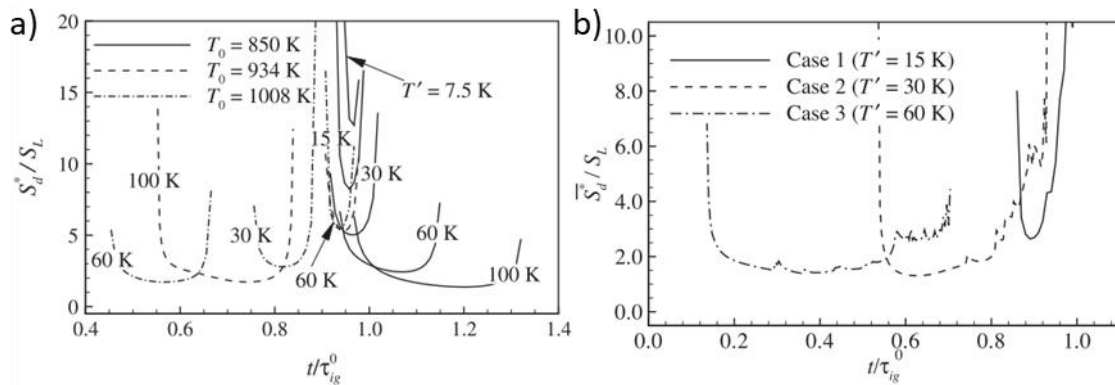


Figure 1-12: a) Evolution temporelle de la vitesse du front normalisée à la vitesse de flamme laminaire correspondante, cas 1D laminaire à différents température initiale et fluctuation de température T' [144]. b) Evolution temporelle de la vitesse du front moyenne normalisée à la vitesse de flamme laminaire correspondante pour une température initiale moyenne de 1035 K et délais d'autoinflammation homogène $\tau_0 = 2.5$ ms, à différents fluctuation de température T' [146].

D'autres études de Yoo et al [144], [146] et Luong et al [147] ont conclu de leur étude paramétrique qu'une forte stratification thermique induit la déflagration plutôt que l'autoinflammation. En effet, dans un contexte HCCI/SACI, Yoo et al. [146] étudient l'influence des fluctuations de vitesse u' , et du température T' et de l'échelle intégrale sur le régime de combustion avec des simulations DNS 2D pour l'iso-octane/air. De manière similaire aux conclusions de [144], l'analyse du bilan diffusion/réaction et de la vitesse de déplacement révèle que le régime de déflagration est favorisé par de fortes fluctuations de température T' (Figure 1-12 (b)).

Le critère basé sur l'analyse de mode d'explosion chimique utilisé par Yoo et al. [144] est proposé aussi par Chao Xu [148] pour identifier de manière systématique les différents modes de propagation de la flamme dans des champs d'écoulement complexes. Le critère a été d'abord validé dans des flammes libres de pré-mélangé hydrogène air 1-D. Un indicateur de mode de propagation de flamme est identifié à une température représentative dans la zone de préchauffage de la flamme pré mélangée, et il est démontré qu'il est robuste pour distinguer entre les modes de déflagration et d'autoinflammation pour diverses conditions de flamme. Il est également démontré que le résultat est insensible à la sélection de la température représentative. Ce critère a été ensuite appliqué pour analyser les résultats des simulations DNS 2-D de la combustion de n-heptane/air en HCCI en présence de différents niveaux de stratifications thermiques. Différents modes de propagation de la flamme sont identifiés dans les flammes stratifiées, et la contribution de chaque mode de propagation de la flamme au taux de combustion global est quantifiée. Dans le cas d'une stratification thermique importante ($T' = 100$ K), le mode de déflagration avec une vitesse de propagation proche de la vitesse de la flamme laminaire est présent en quantité significative sauf vers le début et la fin de la simulation où les ondes d'autoinflammation sont dominantes. Ces résultats montrent la transition de l'autoinflammation à la déflagration, puis à l'autoinflammation. Savard et ses

collaborateurs [149] ont étudié l'autoinflammation et la déflagration en régime turbulent dans des conditions proches des turbine à gaz en proposant un modèle permettant de prédire la transition entre les deux régimes. Dans le cadre d'études sur les phénomènes de combustion dans les chambres de combustion séquentielle à pré-mélange partiel pour des applications dans des turbines à gaz, des simulations 0D et 1D ont été réalisées par Schulz et al. [150] pour étudier la transition autoinflammation/Déflagration (AI/Df) dans des conditions de températures élevées (1000 – 1600K) et pression atmosphérique et haute. Ils ont identifié les limites entre trois régimes de combustion : (i) l'autoinflammation, (ii) la propagation de la flamme assistée par l'autoinflammation, et (iii) propagation de flamme pure. Ces cartes de régime ont été utilisées pour comprendre les modes de combustion dans les chambres de combustion séquentielles turbulentes, en réalisant des simulations 3D aux grandes échelles (LES) avec une chimie semi-détaillée.

En outre, El-Asrag et Ju [151] ont réalisé des simulations DNS pour étudier l'autoinflammation du mélange DME/air pauvre dans la région du coefficient de température négatif (NTC) et dans des conditions de stratification thermique/composition. Ils ont constaté que la stratification prolonge la durée de combustion avec un pic de dégagement de chaleur plus faible. Par rapport au cas de l'autoinflammation homogène, une réduction de 18 % du délai d'autoinflammation a été constatée dans les délais d'autoinflammation de la dernière étape, alors qu'elle a eu peu d'effet sur le délai d'autoinflammation de la première étape. Certains résultats précédents impliquent que la stratification du mélange peut jouer un rôle mineur sur le taux de montée en pression (Pressure release rate, PRR) par rapport à l'effet de la stratification thermique dans les moteurs HCCI. Cet article étend ces travaux précédents à une stratification de la composition à plus grande échelle.

Des simulations numériques DNS 1D utilisant le solveur KARFS ont été réalisés par Desai et al. [152] pour étudier la transition AI/Df du diméthyl-ether avec stratification thermique proche de celle présente dans les moteurs à combustion interne. Une analyse du bilan de vitesse de déplacement est effectuée pour quantifier la mode de combustion. Les résultats montrent la dépendance de la vitesse de propagation du front au niveau de réactivité en amont. Un passage de la déflagration à l'autoinflammation est observé quand le temps de résidence se rapproche du délai d'autoinflammation et la vitesse du front devient plus élevée avec la diminution du délai d'autoinflammation. Les résultats de simulations instationnaires avec des oscillations harmoniques de température montrent que la vitesse de propagation instantanée est très sensible aux échelles de temps de la stratification. Par conséquent, une transition cyclique du front de réaction de la déflagration à la propagation spontanée est observée.

Une étude numérique sur la structure et la vitesse de flamme 1-D n-heptane/air libre suite à une autoinflammation assistée a été réalisée par Gong et ses collaborateurs [153] sur une

plage de température variant entre 600-1000 K, de pression entre 5 et 20 bar et de richesse entre 0.5 et 1. Une augmentation de la vitesse de propagation a été observé avec l'augmentation du temps de résidence causant une transition de la déflagration vers l'autoinflammation. Cette transition est accompagnée par une réduction de la contribution de la diffusion moléculaire par rapport à la contribution de l'autoinflammation.

Des études DNS similaires à celles effectuées par Yoo et al. [144] citées précédemment ont été réalisées par Bansal et Im [9], [154]. Ils ont examiné l'effet des champs de température et de composition initiales sur la combustion HCCI en utilisant la simulation numérique directe (DNS) bidimensionnelle. Ils ont constaté que la propagation de la flamme pouvait dominer le processus de combustion avec une distribution non corrélée de la température et de la composition ou uniquement avec une stratification thermique, tandis que l'inflammation spontanée volumétrique pouvait prévaloir pour le cas où les champs de température et de composition sont inversement proportionnels.

Une analyse théorique a été menée par l'équipe de Im [10] afin de développer un diagramme de régime de combustion permettant de prédire les régimes d'autoinflammation faible et fort pour un mélange homogène en terme de composition en présence des fluctuations de températures turbulentes. Il s'agit d'une extension du travail de Zeldovich [4] et Sankaran et al. [7] pour combiner l'écoulement turbulent et les caractéristiques scalaires en termes de nombres caractéristiques de nombres de Damköhler turbulent et de Reynolds en introduisant un paramètre non-dimensionnel de sensibilité thermique à l'autoinflammation.

Des simulations numériques unidimensionnelles ont été effectuées par Pal et al. [155] pour caractériser l'autoinflammation du syngas à haute pression et faible température. L'influence de l'inhomogénéité de température représentée par des gradients de température globaux a été étudiée. Les analyses de la vitesse de propagation du front et du nombre de Damköhler du front ont permis une description détaillée de la propagation du front d'autoinflammation. Ils ont observé que l'autoinflammation devenait plus sensible à la présence de fluctuations de température lorsque la température globale était abaissée, ce qui a entraîné une transition du régime d'autoinflammation fort au régime faible, accompagnée d'une propagation accrue du front déflagrant. La classification des régimes de combustion a été étendue dans une étude plus récente [156] à un troisième régime défini comme suit : faible (A) - Front dominant , fort (B) - Reaction dominant - et régime mélangé fort - Mixing dominant -.

- L'approche de Bradley

La propagation du front d'allumage provenant des points chauds dans les moteurs HCCI peut également être décrite en utilisant une approche comme développée par Bradley et al. [157] et Gu et al [158]. Ils ont montré qu'il est possible d'estimer un gradient de température critique à partir duquel la propagation de l'autoinflammation atteint la vitesse du son. Une telle classification des différents régimes d'allumage dans diverses conditions de fonctionnement

du moteur fournit des informations importantes pour la modélisation de l'allumage et de la combustion HCCI.

En effet, les simulations 1D effectuées dans [157] ont permis d'établir le diagramme $\xi - \epsilon$ (Voir Figure 1-13) de Bradley des régimes de combustion lors de l'apparition du noyau d'autoinflammation. Des simulations numériques directes, DNS, de l'autoinflammation de mélange hydrogène/CO/air ont montré la présence d'une frontière où une onde de détonation peut se développer. Cette frontière a été définie par des paramètres non dimensionnels tels que, le rapport entre la vitesse acoustique et la vitesse d'autoinflammation a/S_{sp} et le rapport entre le rayon du noyau chaud et le temps d'excitation. Les phénomènes conduisant au super-cliquetis sont une séquence assez complexe d'événements comprenant la formation primaire de points chauds qui pré-allument et initient une propagation prématurée de la flamme, avec des augmentations antérieures de pression et de température dans le mélange non brûlé. Un point chaud secondaire, plus réactif, peut alors être généré dans les réactifs et conduire à une détonation.

L'étude numérique consiste en un domaine stratifié en température (noyau chaud avec gradient de température constant) et homogène en composition. Les coordonnées du diagramme de Bradley comportent des termes relatifs à la réactivité du noyau, et à son étendue spatiale :

$$\xi = \frac{a}{S_{sp}} = a \left(\frac{d\tau}{dT} \frac{dT}{dx} \right) \text{ et } \epsilon = \frac{r_0}{a\tau_e}$$

Tels que τ_e représente le temps d'emballage thermique appelé aussi temps d'excitation (temps nécessaire pour attendre le 5 % du dégagement de chaleur maximal), a est la vitesse du son aux conditions thermodynamiques locales, τ est le délai d'autoinflammation local, r_0 représente l'étendue du gradient thermique, r est une coordonnée spatiale et T est la température locale.

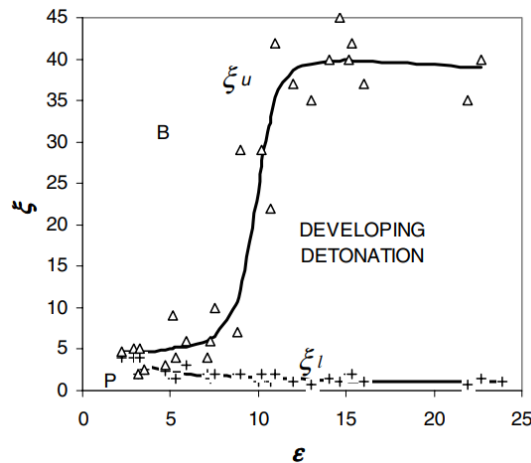


Figure 1-13: Diagramme de régime de combustion proposé par Bradley et al [157].

Trois régimes de combustion sont définis par Bradley : 1) La région Developing Detonation où la vitesse de propagation du front d'autoinflammation est comparable à la vitesse de détonation de Chapman-Jouguet, 2) la région de la vitesse de propagation subsonique B, 3) la région impliquant une propagation supersonique P. Ce travail a été étendu par Bates et al. [159], [160] en proposant une prise en compte de la turbulence.

Dans le travail de Gu et al. [158], cinq régimes de propagation sont identifiés sur la base d'un critère de gradient de température critique ξ :

$$\xi = \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right) \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_c^{-1}$$

Avec r une coordonnée spatiale, et $\left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_c^{-1}$ le gradient de température critique entraînant une vitesse de propagation du front d'autoinflammation égale à la vitesse de son a ($a = \sqrt{\gamma RT}$).

- $\xi = 0$: Explosion thermique (Autoinflammation en masse).
- $0 < \xi < \xi_l$: front d'AI propageant en vitesse supersonique.
- $\xi_l \leq \xi < \xi_u$: Régime de détonation. Couplage entre onde de réaction et onde de pression.
- $\xi_u \leq \xi < au_l^{-1}$: Propagation subsonique où le front se propage à une vitesse inférieure à la vitesse du son sans aucun couplage pression/réaction.
- $\xi \geq au_l^{-1}$: régime de déflagration. Les fronts réactifs sont guidés par l'interaction entre les termes diffusifs et de réaction.

où u_l correspond à la vitesse de flamme laminaire et ξ_l et ξ_u sont les valeurs limites supérieures et inférieures de ξ permettant un couplage pression/réaction.

Un gradient de réactivité donne lieu à une vitesse d'autoinflammation. Or, dans un cas extrême, cela peut conduire à une détonation [157], [161].

Des simulations instationnaires 1D à symétrie sphérique ont été réalisées par Santner et Goldsborough [162] à l'aide du solveur CFD ASURF, pour étudier les processus de combustion dans des conditions d'autoinflammation faible. Ils ont constaté que l'extinction du point chaud est influencée par la sensibilité cinétique du mélange, les gradients thermiques à travers le point chaud et les propriétés de transfert de chaleur du gaz, tandis qu'une autoinflammation forcée est contrôlée par la sensibilité cinétique du mélange, l'ajout de chaleur normalisé et le produit du taux de chauffe par compression et du temps d'induction chimique.

Une étude plus récente [163] sur l'autoinflammation du n-butanol, du toluène et de leur mélange, combine des mesures expérimentales sur une machine à compression rapide et des résultats des simulations numériques en utilisant un schéma cinétique détaillé, montre la présence de différents modes de propagation, autoinflammation subsonique, déflagration, détonation et explosion thermique. Les résultats ont été analysés en utilisant le diagramme de Bates [160]. Ils ont trouvé que le mode de propagation est fortement influencé par la température, la pression et le taux du n-butanol ajouté au substitut de l'essence. En particulier, à une pression de 20 bar et dans une plage de température entre 702 et 855 K, l'addition du n-butanol a déplacé les régimes vers la région de transition AI/Df dans le diagramme de détonation. En revanche, à 916 K et à 60 bar, l'ajout du n-butanol a eu l'effet inverse en déplaçant le régime plus profondément dans la région de développement de la détonation.

La propagation du front d'autoinflammation à partir d'un noyau d'autoinflammation pour des mélanges n-heptane/air/H₂O est étudiée numériquement par l'équipe de Yu [164] en utilisant des simulations unidimensionnelles. Ils ont observé la présence de trois modes d'autoinflammation en fonction du gradient de température imposé dans la zone du noyau d'autoinflammation : l'onde déflagrante supersonique, l'onde détonante et l'onde déflagrante subsonique. Il est également noté que la dilution par H₂O a une performance légèrement meilleure dans la suppression de la détonation par rapport à la dilution par le CO₂.

La transition AI/Df a été aussi étudié par Tarot et ses collaborateurs [33] en utilisant le solveur AVBP compressible permettant la résolution des équations de l'aérothermochimie. L'influence du gradient de réactivité sur le régime de combustion a été analysé dans deux cas : mono-carburant et dual fuel.

Dans le cas d'un mono-carburant, deux cas ont été analysés, B et D, correspondant à une stratification initiale de 1800 K à 1000 K et de 1400 K à 900 K respectivement (Figure 1-14).

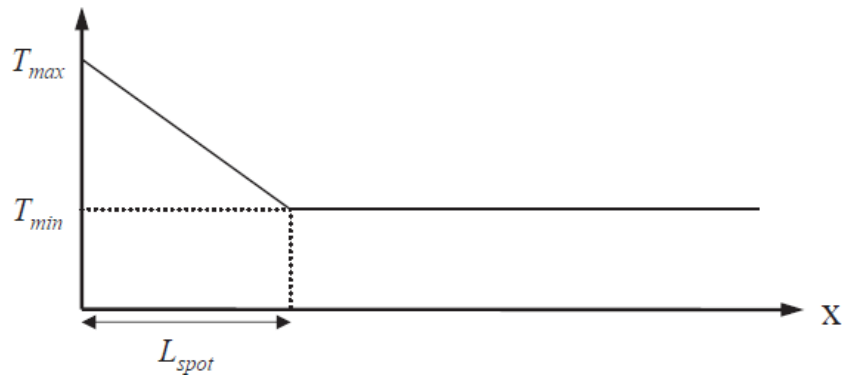


Figure 1-14: Représentation de champ de température initiale imposé dans le domaine d'étude 1D mono-carburant.

Deux vitesses de déplacement ont été définies en fonction de la position par rapport au gaz frais (à une variable d'avancement de réaction $c = 0.03$ et à $c = 0.5$, i.e. respectivement proche du gaz frais et au milieu du front de réaction). Dans le cas B, une transition de l'autoinflammation vers la déflagration a été observée autour de 0.7 ms en comparant la vitesse de déplacement à la vitesse de flamme laminaire et à celle d'AI théorique de Zeldovich (autoinflammation séquentielle). La vitesse de déplacement pour $c = 0.03$, notée $S_d^{c=0.03}$, montre un ralentissement partant d'une vitesse élevée (100 m/s) et aboutissant à valeur inférieure à celle d'une flamme laminaire ($S_L^{c=0.03}$), ce qui est attribué à un effet d'expansion/contraction du front de réaction accompagnant la transition entre l'AI et la déflagration, avant de rejoindre la $S_L^{c=0.03}$ (voir Figure 1-15 (a)). Cette période transitoire n'est pas observée pour $S_d^{c=0.5}$ où la vitesse de déplacement suit une diminution monotone jusqu'à rejoindre des valeurs proches de $S_L^{c=0.5}$ (voir Figure 1-15 (b)). Ils ont aussi comparé l'épaisseur du front de réaction qui diminue jusqu'à atteindre l'épaisseur de flamme laminaire δ_L .

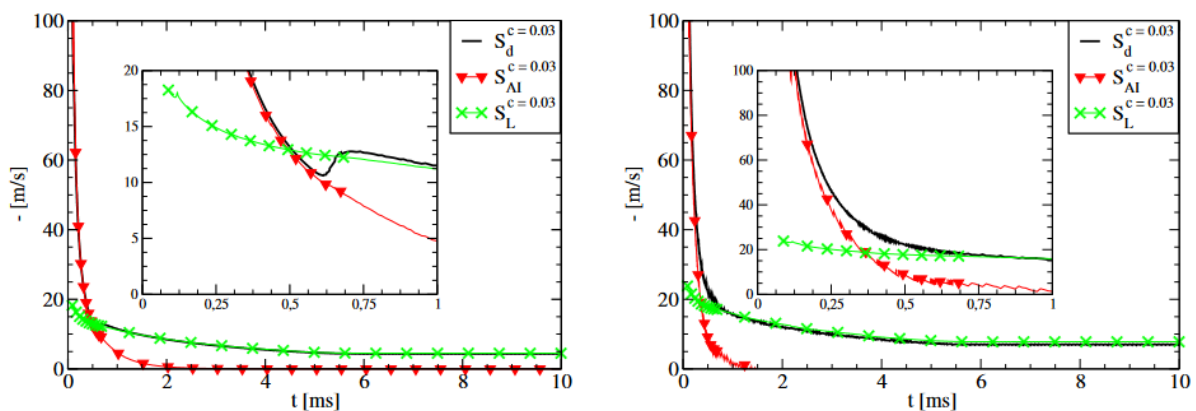


Figure 1-15: Comparaison des évolutions temporelles de la vitesse de déplacement du front (cas B) à la vitesse théorique et à la vitesse de flamme laminaire. a) cas $c = 0.03$, b) cas $c = 0.5$ [33].

La méthodologie est ensuite appliquée à des configurations 1D Dual-Fuel dans des conditions thermodynamiques typiques-moteur représentatives d'applications réelles. Les

tendances observées en conditions mono-carburant et bi-carburant sont semblables. La stratification en réactivité joue un rôle essentiel dans la transition AI/Df. Un fort gradient de réactivité favorise la transition vers la déflagration tandis qu'un gradient faible favorise une propagation d'un front d'AI. L'auteur montre également que la transition AI/Df est accompagnée par un amincissement progressif du front de réaction qui tend vers une épaisseur de flamme de pré-mélange δ_L . Ainsi, une épaisseur de front telle $\delta_{react} \gg \delta_L$ suggère la dominance d'un régime d'AI, tandis que $\delta_{react} \approx \delta_L$ indique un régime de déflagration.

1.8.3.2 Revue bibliographique des travaux expérimentaux liés aux transitions de régimes de combustion en lien avec l'autoinflammation

La validation des résultats numériques provenant de la littérature caractérisant les différents régimes de combustion et l'influence des différents paramètres nécessite des expériences dont les machines à compression rapides et les tubes à choc sont les bancs d'essais les plus utilisés pour ces applications.

Dans le cas d'un prémélange, la présence de fronts de réaction est étroitement liée aux gradients thermiques qui sont présents dans toutes les installations expérimentales. Les gradients thermiques sont créés (en partie) par le mélange induit lors de la compression dans les machines à compression rapide et par le comportement de choc non idéal et les effets de couche limite dans les tubes à choc. L'interaction entre l'autoinflammation et les fronts de réaction conduit à un comportement d'autoinflammation au niveau macroscopique généralement appelé autoinflammation faible, douce ou mixte (weak, mild, mixed en anglais) [17], [155], [165], [166]. Ce type de combustion a été étudié dans des tubes à choc [11], [12], [167]–[169] et dans des machines à compression rapide [6], [13], [17], [19], [20], [165].

En effet, de nombreuses études expérimentales et numériques ont montré que la stratification thermique inhérente ou conçue dans un cylindre de moteur HCCI peut étaler le taux de montée en pression dans des conditions de charge élevée en changeant le mode de combustion de l'autoinflammation simultanée en un mode de combustion mixte d'autoinflammation et de déflagration simultanées [5], [7]–[9], [144], [146], [170], [171].

L'autoinflammation non homogène a été étudiée dans des tubes à choc. L'équipe de Shao [168] a montré la présence des deux types d'autoinflammation, homogène et non homogène, dans un tube à choc en utilisant des imageries à haute vitesse de chimiluminescence OH* pour le mélange n-heptane/O₂/Ar(N₂). La température d'investigation était entre 700 et 1250 K à haute pression (> 10 atm).

Plusieurs études expérimentales de Wooldridge et ces collaborateurs [13], [17], [20], [165], [166], [172], portant sur différents combustibles en utilisant une machine à compression rapide,

ont également conclu que deux régimes d'autoinflammation différents sont observables, définis par des termes différents, tels que l'autoinflammation volumétrique, idéal ou fort en cas d'autoinflammation homogène et de propagation du front de réaction avant l'autoinflammation volumétrique ou faible pour l'autoinflammation inhomogène. Dans les études expérimentales, l'accès optique sur le MCR a été obtenu via un hublot et est réalisé en détectant la lumière visible ($\lambda > 400$ nm). Les vitesses de propagation des fronts de réaction en cas d'autoinflammation inhomogène ont été identifiées en utilisant des visualisations directes des images de chimiluminescence.

Walton et al. [166] ont étudié des mélanges de gaz de synthèse dans l'air avec une pression variant entre 7,2 et 26,7 bar et une température entre 855 et 1051 K dans des conditions non diluées. La richesse de la plupart des mélanges était de 0,4. Les enregistrements de pression pour la plupart des données, ont révélé un dégagement de chaleur notable avant l'autoinflammation, suivi de transitions vers l'autoinflammation volumétrique, mais sans détonation. Les images de chimiluminescence indiquent que les fronts de déflagration se sont propagés à travers le mélange avec des vitesses proches de 2 m/s, en commençant par un ou plusieurs noyaux, où la chimiluminescence correspondant aux augmentations graduelles de la pression. Pour les cas plus pauvres, aucun dégagement de chaleur préliminaire ou front visible n'a été observé, et les mélanges se sont enflammés de manière volumétrique.

Des études sur l'iso-octane couvrant une plage de pression entre 9 et 15 bar et de température entre 900 et 1020 K ont été effectuées par Walton et al. [13] avec une richesse variante entre 0.2 et 2 et un rapport diluant/O₂ compris entre 1.4 et 5.9 (molaire). Le régime de combustion, avec autoinflammation forte ou faible, semble être corrélé à un seuil de richesse ($\Phi = 0.4$). A partir des images de chimiluminescence, les auteurs ont constaté que les vitesses de propagation sont fonction de la fraction molaire du combustible.

Assanis et al. [173] ont étudié l'autoinflammation assistée par étincelle pour tester la transition entre la génération du noyau d'autoinflammation (via un dépôt de plasma à haute température), le développement et la propagation du front du flamme et l'autoinflammation forcée du mélange imbrûlé restant d'iso-octane/air. Des valeurs de pression entre 7.9 et 9.6 bar ont été testées dans une plage de température entre 942 et 1012 K. Une propagation de la flamme dans des conditions d'allumage par étincelles s'est avéré comparable à l'autoinflammation faible observé dans [166] et [13] sans étincelles. Certains mélanges étaient incapables de maintenir le noyau chaud imposé, soit à cause du refroidissement thermique, soit en raison de l'extinction de la flamme. Le seuil pour obtenir des flammes stables dépendait principalement de la richesse, près de $\Phi = 0.4$ (en tenant compte de la dilution), similaire au seuil trouvé dans [13].

Mansfield et Wooldridge [17], [165] reportent des expériences d'imagerie de l'autoinflammation pour du syngas et de l'iso-octane respectivement à l'intérieur d'une machine

a compression rapide dans des conditions thermodynamiques pertinentes pour les turbines à gaz et autres système de combustion. Ils ont signalé une phase précoce de propagation du front, appelée régime d'allumage " faible ", dans des conditions de basse température. Ils ont également confirmé que le délai d'autoinflammation dans de telles conditions est nettement plus court que la prédiction du délai d'allumage homogène correspondant. La prédiction de la limite d'autoinflammation forte a été effectuée en comparant la vitesse de flamme laminaire à la vitesse du front réactif induit par un gradient thermique donné. Un diagramme pression-température a été fourni pour distinguer les régimes d'allumage faible et fort. L'analyse des comportements d'autoinflammation a révélé une dépendance de la température, de la pression et de la richesse. La validité du critère de Sankaran [7] en tant qu'outil prédictif a été démontrée dans ces travaux. Un excellent accord avec les résultats expérimentaux est obtenu pour chaque vitesse en supposant un gradient de température de 5 K/mm.

Barraza-Botet et Wooldridge [172] ont étudié des mélanges iso-octane/éthanol et des mélanges d'éthanol pur, en observant uniquement des allumages homogènes à l'aide d'une caméra rapide.

La caractérisation de l'autoinflammation du mélange n-propane/air pauvre ($\Phi = 0.25, 0.5$) en utilisant simultanément l'enregistrement de pression et des images de chimiluminescence a été effectué par Burnett et Wooldridge [20] à des températures entre 900 et 1050 K. Le critère de Sankaran a été utilisé. Les résultats montrent que les mélanges pauvres à $\Phi = 0.25$ présentent exclusivement des caractéristiques d'autoinflammation fortes spatialement homogènes. A richesse 0.5, un régime d'autoinflammation mixte, spatialement inhomogène avec propagation de fronts de réaction localisés, a été observé.

L'équipe de Grogan [16] a développé un diagramme de régimes de combustion qui intègre les effets d'échange de chaleur et d'autoinflammation non homogène afin de mieux comprendre l'influence de ces phénomènes physiques sur les processus de combustion. Ce diagramme est basé sur le nombre de DamKöhler et du nombre de Reynolds, et cherche à fournir un guide opérationnel pour les expériences de machines à compression rapide. Ce diagramme en coordonnées $Re_t - Da_t$ est basé sur la comparaison entre la vitesse d'autoinflammation S_{sp} de Zeldovich, la vitesse de flamme laminaire et la vitesse du son a . les nombres de Reynolds sont calculés en fonction des fluctuations de vitesse turbulente u' et de l'échelle intégrale de la turbulence l_t et la viscosité cinématique ν :

$$Re_t = \frac{u' l_t}{\nu}$$

Le nombre de DamKöhler est exprimé en fonction du temps intégral turbulent, τ_t , et du délais d'autoinflammation τ : $Da_t = \frac{\tau_t}{\tau}$.

La sensibilité des délais d'autoinflammation aux fluctuations de température est représentée par $\frac{\partial \tau}{\partial T}$ et les fluctuations thermiques sont exprimées par $\frac{\partial T}{\partial \xi}$ ou ξ est une coordonnée spatiale.

Dans ce diagramme (Figure 1-16), quatre régimes de combustion sont reportés :

- Thermal Quenching : dans ce cas, le temps caractéristique de la turbulence τ_t est largement supérieur au temps caractéristique de diffusion du gradient, ce qui induit une homogénéisation du mélange avant l'autoinflammation par diffusion. Le régime de combustion correspond donc à une autoinflammation homogène uniforme dans la chambre de combustion.
- Mild : c'est le cas d'une hétérogénéité forte de température menant à l'apparition de déflagration à la suite de l'autoinflammation.
- Strong : dans ce cas, le temps caractéristique de diffusion est très long pour homogénéiser le mélange avant l'autoinflammation. La faible hétérogénéité conduit à une vitesse de déplacement transsonique et le régime est caractérisé par l'apparition de la détonation.
- Deflagration to Detonation Transition (DDT) : régime mixte où les deux phénomènes de déflagration et de détonation peuvent coexister.

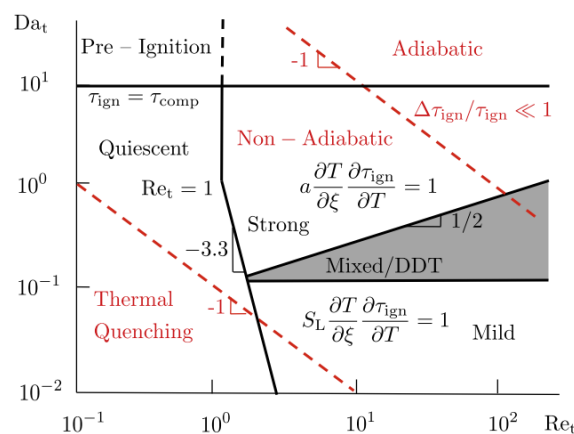


Figure 1-16: Diagramme représentatif de régime de combustion proposé par Grogan et al. [16].

La comparaison aux données expérimentales montre que le diagramme est bien adapté à la description des phénomènes d'autoinflammations dans les MCRs en intégrant les échelles de temps de la dissipation, de la chimie et du mélange.

Wang et ses collaborateurs. [18] ont mené des expériences optiques en utilisant des mélanges iso-octane à la stœchiométrie à 20 bar. Dans ces conditions non diluées, des expériences à pression élevée ont été menées, visualisant un événement d'allumage typique avec des augmentations de pression très rapides et des pressions de pointe très élevées supérieures à 100 bar, ce qui est courant pour les expériences dans les conditions du moteur. Ils ont conclu qu'un événement de super cliquetis se compose de trois étapes majeures. Dans un premier

temps, ils ont observé une déflagration avec une augmentation graduelle de la pression, suivie d'une détonation et d'une oscillation des fortes ondes de pression créées par la détonation.

L'équipe de Guibert [174] a étudié expérimentalement l'influence de l'aérodynamique sur le régime de combustion dans une machine à compression rapide pour différents combustibles à richesse 0.4, en couplant les visualisations par chimiluminescence et par vélocimétrie par image de particules. Les auteurs ont pu montrer l'existence d'une interaction entre l'aérodynamique au sein de la chambre et le développement de la combustion en utilisant les lignes de courant (cf. Figure 1-17), c'est-à-dire par comparaison de la courbure des contours du noyau d'autoinflammation, et des évolutions de l'étirement de la flamme. Ils ont également montré que le début de l'autoinflammation a eu lieu dans le coin supérieur droit de la chambre et que la région centrale, étant plus froide que le reste, apporte une augmentation du gradient de température et favorise la transition vers la déflagration. Le niveau initial de turbulence été aussi défini comme un paramètre lié à la coexistence des deux régimes de combustion, l'autoinflammation et la déflagration.

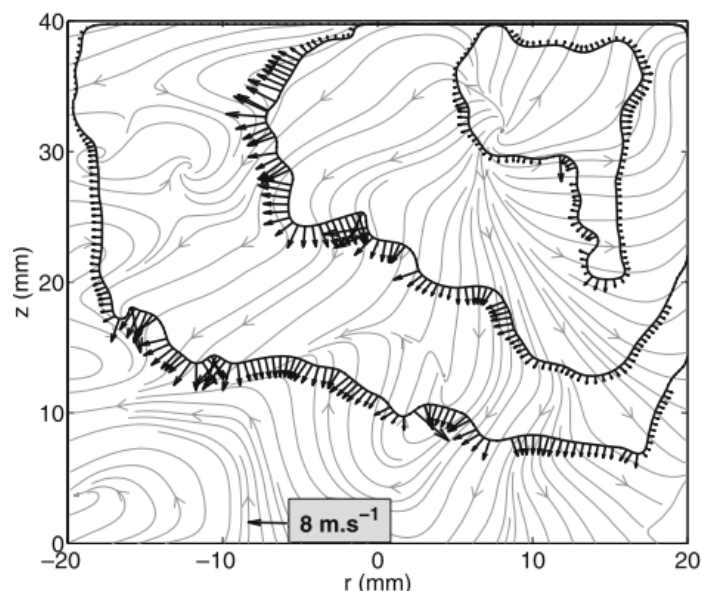


Figure 1-17: Superposition des contours de flamme avec les lignes de champ lors de la combustion du mélange 1-hexène/air.

Büttgen et ses collaborateurs [175] ont aussi utilisé une machine à compression rapide munie d'un accès optique pour étudier l'autoinflammation du mélange ethanol/air pauvre ($\Phi = 0.5$) à pression 15 et 20 bar et une température entre 850 et 900 K. Des visualisations directes ont été effectuées pour caractériser la propagation du front de réaction *via* la chimiluminescence OH* avec une fréquence d'enregistrement variant entre 15 et 74.5 kHz. La plupart des essais ont montré la présence d'autoinflammation non uniforme avec des fronts de réaction qui se sont propagé à des vitesses de l'ordre de 100-220 m/s, se transformant en ondes de détonation avec des vitesses proches de 1500 m/s. La plupart des essais ont montré que le dégagement de chaleur se produit entre 200 et 300 μ s. Cependant, quelques essais (<

5 %) ont montré des structures de type flamme beaucoup plus lentes (6-7 m/s) avec une augmentation lente de la pression avant l'autoinflammation globale. Une vitesse apparente de 1.9 m/s est détectée à 15 bar, qui est dans le même ordre de grandeur qu'une vitesse de flamme laminaire (1.4 m/s). Ainsi, le front de réaction observé est interprété comme un front de flamme sphérique en propagation.

L'équipe de Desantes et al. [176] a utilisé une machine de compression-expansion rapide avec un piston plat, pour étudier la propagation par autoinflammation dans des conditions HCCI. Des mesures de vitesse de propagation du front ont été effectuées avec du n-heptane et de l'iso-octane comme combustibles, comprimés à partir d'une condition initiale de température et de pression entre 358 et 458 K et 1.4 et 1.7 bar respectivement, à des taux de compression de 15 et 17. Différents niveaux de dilution (entre 0 et 50 % massique) et richesse (entre 0.3 et 0.8) ont été testés. Les mesures de pression et de position du piston ont été combinées avec l'imagerie par chimiluminescence OH* (30 kHz), où ils ont observé que les fronts s'initiaient en haut de la chambre en raison des gradients thermiques, qui sont supposés être causés par le transducteur de pression qui refroidit la partie basse. Les images de chimiluminescence ont été analysées pour extraire les vitesses de propagation des fronts, qui se sont avérées être comprises entre 300 et 600 m/s. La comparaison avec la vitesse sonique du gaz non brûlé a indiqué que presque tous les tests présentaient des vitesses de propagation subsoniques, alors que les vitesses étaient presque un ordre de grandeur plus rapide que celles attendues des fronts contrôlés par diffusion. Ils ont estimé les vitesses critiques de déflagration entre 43 et 55 m/s.

Les travaux de Boumejdi et al [15] concernent l'effet de décharges à barrière diélectrique de surface (SDBD) de l'ordre de la nanoseconde avec différentes tensions sur l'autoinflammation de mélanges contenant du méthane et du butane dans une MCR. En particulier, aucun effet significatif de la décharge n'a été signalé en dessous d'une valeur seuil appliquée à l'électrode haute tension et l'auto-allumage s'est produit dans ces conditions. Pour des valeurs de tension plus élevées, ils ont observé une propagation de flamme, mais elle n'a pas conduit à l'auto-inflammation du mélange restant.

Dans le contexte de combustion HCCI, des mesures des délais d'autoinflammation et des taux de dégagement de la chaleur ont été fait par Strozzini dans sa thèse dans une machine à compression rapide (MCR) à section carrée. Cette machine est conçue, contrairement à la plupart des MCR contemporaines, pour générer des hétérogénéités pendant la compression, et avoir un meilleur accès optique.

Des visualisations par ombroscopie ont mis en évidence la présence des zones homogènes (zone du cœur adiabatiques) qui disparaissent au bout de 20 ms. En dehors de cette zone,

l'écoulement est affecté d'une manière significative par la turbulence. Cela illustre la forte influence de la stratification thermique sur le processus d'autoinflammation. Strozzi et al. [136] ont utilisé la technique de fluorescence par plan laser en utilisant des mélanges toluène/inertes (sans O_2) pour mesurer le champ de température. Les gradients représentatifs étaient de 10-40 K/mm localement, et de plus de 150-200 K/mm aux transitions entre les régions les plus froides et les plus chaudes.

Les essais sont réalisés dans des conditions de pression et de température représentatives des moteurs alternatifs à combustion interne en vue de modéliser l'autoinflammation dans les moteurs HCCI avec un modèle zéro dimensionnel homogène avec une description détaillée de la cinétique chimique. Ces essais sont accompagnés par des mesures optiques afin de caractériser l'aérothermique au sein de la chambre. En effet, des mélanges stœchiométriques de méthane et d'air ont été utilisés à $P_c = 40$ bar et $T_c = 926-945$ K [177]. Pour ce combustible où l'autoinflammation a lieu en une seule étape, le taux de dégagement de la chaleur se révèle très sensible à l'instant d'autoinflammation, suggérant une influence forte de l'évolution temporelle de la répartition de température. Un mélange n-butane – air, présentant une autoinflammation en deux étapes, a également été considéré dans la thèse de Strozzi [128]. Dans ce cas, le phénomène est plus complexe dû à la présence de la zone NTC.

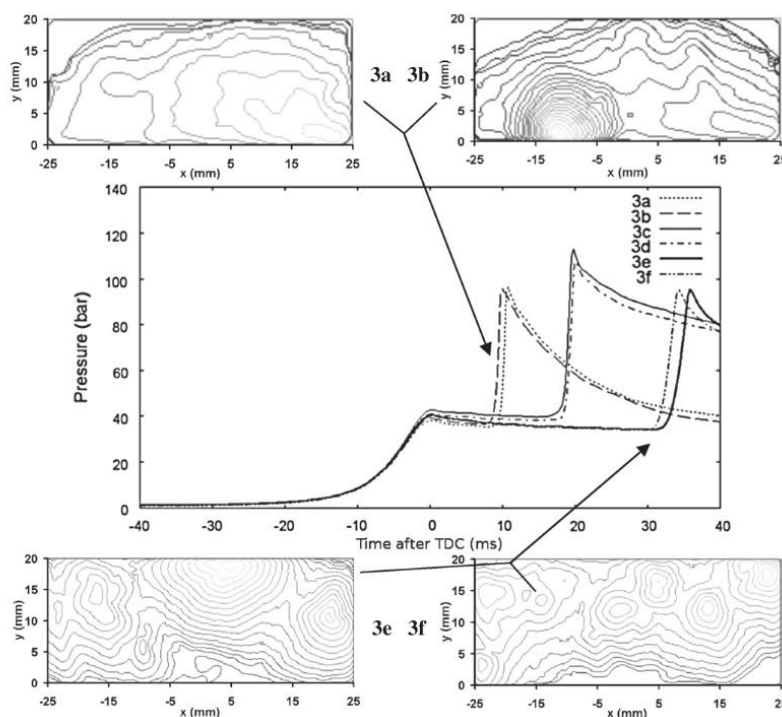


Figure 1-18: Iso-contours d'émission de l'autoinflammation de mélange CH_4 /air à 40 bar au PMH et $\Phi = 1$ et profil de pression correspondant [6].

Des visualisations directes des images de chimiluminescence sont analysées en détail dans [6]. Elles montrent qu'un régime d'autoinflammation est observé en présence d'une zone

centrale chaude homogène, tandis qu'une transition vers la déflagration domine le processus de combustion pour les délais longs où des gradients de température plus élevés délimitent les multiples et petites zones chaudes dans la chambre. Un algorithme de suivi des fronts par binarisation, avec des corrections pour l'expansion thermique des gaz brûlés, a été utilisé pour quantifier les vitesses de propagation apparentes, où certains fronts se sont propagés à 40-80 m/s, avec d'autres plus proches de 5 m/s. Les vitesses de flamme laminaire ont été estimées à environ 1 m/s [6], [177]. Le critère proposé par Sankaran (β) [7] est ensuite utilisé pour prédire a priori les régimes de combustion, en comparant la vitesse de flamme laminaire à la vitesse d'autoinflammation. Conformément aux observations, les auteurs ont montré que dans le cas d'un gradient de température faible (β faible), le nombre de noyaux d'autoinflammation est réduit et la vitesse de propagation de front de réaction attendue est élevée (entre 40 et 80 m/s) (Figure 1-18 (3a et 3b)). Cela est accompagné par un dégagement de chaleur important et le régime de combustion est une autoinflammation. Au contraire, quand le gradient de température est élevé, et donc dans le cas d'un β élevé, un nombre élevé de noyau d'autoinflammation est attendu, avec un taux de dégagement de la chaleur faible et une vitesse de propagation basse (~5 m/s). Dans ces conditions, le régime de combustion est celui d'une déflagration (voir Figure 1-18(3e et 3f)), ce qui est en accord avec les observations.

Ben Houidi et al. [178] ont ensuite étudié le n-hexane et un mélange de n-heptane/méthylcyclohexane pauvre ($\Phi = 0,4$) à $P_c = 12$ et 15 bar et une température entre 700 et 900 K. Dans ces conditions, le mélange de carburant présente un comportement à coefficient de température négatif (NTC). La distribution de température dans le plan central de la MCR a été mesurée en utilisant la fluorescence par plan laser sur la molécule de toluène. Les résultats montrent également une stratification de température élevée dans la chambre de combustion à la fin de la compression. Ces mesures ont validé la présence de la zone cœur chaud jusqu'à 30 ms après le point mort haut à 10 bar. Il est également montré que la propagation des fronts réactifs est fortement influencée par la stratification thermique. La plupart des fronts se sont propagé à grande vitesse, ~40-60 m/s, avec un pic à près de 1500 m/s.

Dans une étude plus récente, une analyse des modes de combustion pour les deux modes HCCI et SICI de mélange iso-octane air pauvre a été effectué par Strozzi et al. [19] en utilisant les images de chimiluminescences en parallèle avec la fluorescence induite par plan laser de l'espèce formaldéhyde (espèce formée durant le premier stage de l'oxydation des hydrocarbures). En accord avec les études précédentes, le taux d'augmentation de la pression est fortement corrélé au mode local de combustion : déflagration ou fronts d'autoinflammation. Ce mode de combustion dépend du délai d'autoinflammation, car le champ de température de pré-allumage résulte de l'aérodynamique instationnaire à grande échelle et du mélange

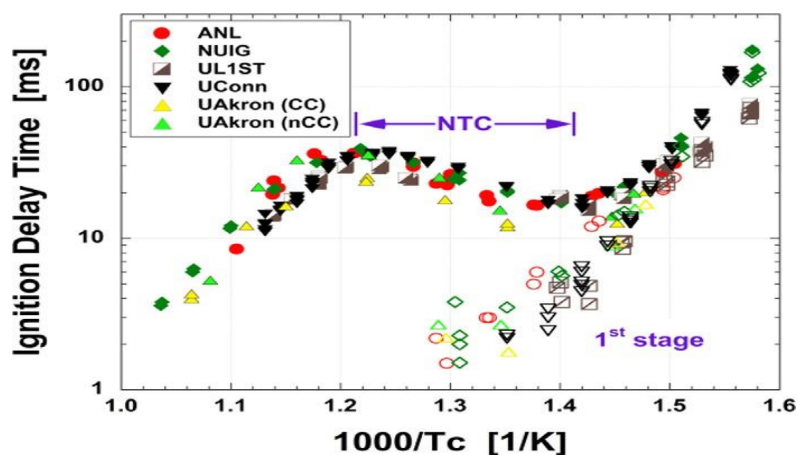
turbulent. Ces mesures ont récemment fait l'objet de simulations LES par Chung et al. [179]. Les modes de propagation de la flamme prédits par LES sont en accord avec les observations expérimentales.

1.9 Machine à Compression Rapide (MCR) pour l'étude de l'autoinflammation

Les MCR ont été utilisées très tôt comme outil de recherche sur la combustion dans les moteurs, en particulier pour étudier les phénomènes d'autoinflammation. Ces machines à piston mono-coup compriment un mélange gazeux dans une chambre de combustion, pour atteindre une pression et une température élevées et des conditions presque adiabatiques. Les MCR modernes sont souvent conçues de sorte que les mélanges et les conditions d'essai sont découplés de la mécanique des fluides et du mélange. Cette mécanique résulte du processus d'échange de gaz rencontrés en pratique dans les moteurs, permettant ainsi l'étude de l'autoinflammation dans des conditions contrôlées.

Dans les configurations modernes, les MCR sont capables de produire des conditions d'état thermo-chimique bien définies et contrôlées pendant de longues périodes (2-150 ms), permettant ainsi l'étude de chimie d'autoinflammation. Les températures en fin de compression sont dans l'intervalle 600-1000 K pour l'étude de l'autoinflammation mais certaines machines peuvent monter jusqu'à 2000 K. La pression peut varier de quelques bars à 70 bar au PMH et le taux de compression volumétrique varie généralement de 8 à 20.

De plus, certaines dispositions sont également en mesure de générer des non-uniformités contrôlées pour l'étude des interactions physico-chimiques. Une variété de diagnostics résolus dans le temps et l'espace peut être mise en œuvre pour acquérir une large gamme de mesures. Ce qui permet le développement et la validation des modèles de chimie



d'autoinflammation et d'interactions turbulence-chimie (TCI), ainsi que comprendre le

Figure 1-19: délai d'autoinflammation de l' isooctane à pression 20 (± 0.65) bar du deuxième workshop international sur les MCR [18]. Les symboles ouverts indiquent les délais d'allumage de la première étape, les symboles fermés représentent les délais d'allumage total.

comportement de carburants liquides peu volatiles dans les conditions représentatives des moteurs [180]. La simplicité relative, la gamme de conditions de pression et de température accessibles et la capacité d'adapter et de contrôler la composition des réactifs ont permis aux données acquises en MCR de quantifier de manière fiable les voies de réactivité d'une large gamme de carburants. L'évolution de certains systèmes réactionnels dépend fortement de la structure moléculaire du combustible ainsi que des historiques de température et de pression. Un exemple bien étudié est la phase d'autoinflammation retardée dans les hydrocarbures à longue chaîne, où une augmentation de température peut conduire à des temps d'allumage plus longs, et donc à une région de "coefficient de température négatif" (NTC).

Cette région apparaît autour de 700-850 K pour l'isooctane à une pression de 20 bar à un niveau de dilution égal à celui de l'air (c'est-à-dire 21 % O₂, base molaire), cf. Figure 1-19 [180].

Pour les MCRs, une attention particulière doit être accordée à la mesure des conditions thermiques locales, qui acquièrent des données pour quantifier la réactivité du combustible, comprendre la chimie de l'autoinflammation et étudier les interactions entre la chimie et les champs scalaires/vélocimétriques. Comme dans tous les dispositifs physiques, les conditions de l'état peuvent être affectées par la croissance de la couche limite et le mouvement du gaz, étant donné que différentes températures prédominent près des parois par rapport au centre ou au cœur des sections d'essai. Le déclenchement de l'autoinflammation et le dégagement de chaleur peuvent être modifiés intentionnellement (comme dans les moteurs alternatifs) ou involontairement par la présence d'inhomogénéités, de mélanges et de turbulence dans la chambre de combustion. Dans de nombreuses MCR actuelles, principalement dédiées à la mesure du délai d'autoinflammation, des efforts importants ont été consacrés à la suppression des non-uniformités [181].

Critère de détermination du délais d'autoinflammation

Les MCR sont souvent utilisées pour mesurer les délais d'autoinflammation de mélange réactif dans des conditions thermodynamiques données. Il est généralement défini en utilisant le signal de pression mesuré ou en utilisant les visualisations directes par chimiluminescence.

Différents critères peuvent être utilisés pour déterminer le délai d'autoinflammation :

- L'instant où la dérivée de pression est maximale [126]
- L'intersection entre la tangente à la moitié de l'augmentation de pression associé à l'autoinflammation et la tangente à la pression minimale avant le début de l'autoinflammation [15]
- Le début de la hausse en pression

- L'instant de pic maximal de niveau de gris des images (d'émission spontané de radicaux comme le OH*, CH*....) [182][183]

D'une manière générale, et dans le cas d'un profil de température initiale homogène, ces critères donnent des résultats assez proches et le critère basé sur l'instant d'un maximum local de la pente est le plus utilisé. La stratification en température dans la zone du cœur donne lieu à un écart notable entre les différents critères, ce point sera étudié dans le chapitre 3.

1.10 Conclusion du chapitre

Les caractéristiques de la combustion à basse température ont été évoquées dans ce premier chapitre, étant une nouvelle technologie de combustion pour la propulsion, intéressante vis-à-vis des législations strictes sur les émissions. L'état de l'art montre la présence des différents régimes de combustion, par exemple l'auto-inflammation et la déflagration, dans ces applications en fonction des paramètres du moteur.

L'importance d'identifier le régime de combustion lors de l'autoinflammation du mélange homogène et d'étudier sa sensibilité aux paramètres du moteur (la stratification thermique, la concentration d'oxygène, la pression et la température initiale) a été soulignée pour les régimes de combustion subsoniques. Les différents mécanismes de transition entre l'autoinflammation et la déflagration ont été décrits.

Au vu de l'état de l'art, plusieurs études numériques ont été réalisées pour étudier la transition AI/Df. Au niveau expérimental, les études sur la transition de régime sont souvent réalisées dans des conditions partiellement maîtrisées, vis-à-vis de la difficulté de mesurer le gradient de température local présent juste devant le front de flamme. L'objectif de ces travaux de thèse sera donc de générer des fronts d'autoinflammation ou déflagration quasi-1D, se propageant à l'intérieur d'une large région laminaire et chaude en présence d'un gradient de température bien caractérisé. On cherchera notamment à étudier la sensibilité de la limite de la transition déflagration - front d'autoinflammation aux propriétés de combustion du mélange.

Chapitre II

2. Aspects Expérimentaux

Ce chapitre décrit les moyens expérimentaux et numériques utilisés dans ce travail. On présente d'abord le dispositif expérimental utilisé puis les capteurs employés. On décrit également l'aspect diagnostic optique et les traitements d'images qui l'accompagne. Enfin, on présente les outils de simulation numérique utilisés.

2.1 Machine à Compression Rapide : principe de fonctionnement

Une Machine à Compression Rapide (MCR), développée en collaboration avec Akira Technologies pour l'institut Pprime, est utilisée pour cette étude. Elle a été construite pour répondre à des exigences particulières facilitant les études des différents phénomènes liés à la combustion. En effet, sa conception offre des accès optiques sur la totalité de la chambre de combustion et une compression comparable de celle d'un moteur thermique réel. Le volume de la chambre au PMH présente une géométrie parallélépipédique, il est modifiable grâce à l'utilisation de cales permettant le réglage du volume mort. A l'aide de ce montage, Il est possible d'obtenir une large gamme de températures et de pressions au point mort haut (PMH). Pour cette étude nous avons travaillé avec des valeurs de pression comprises entre 7 et 30 bar.

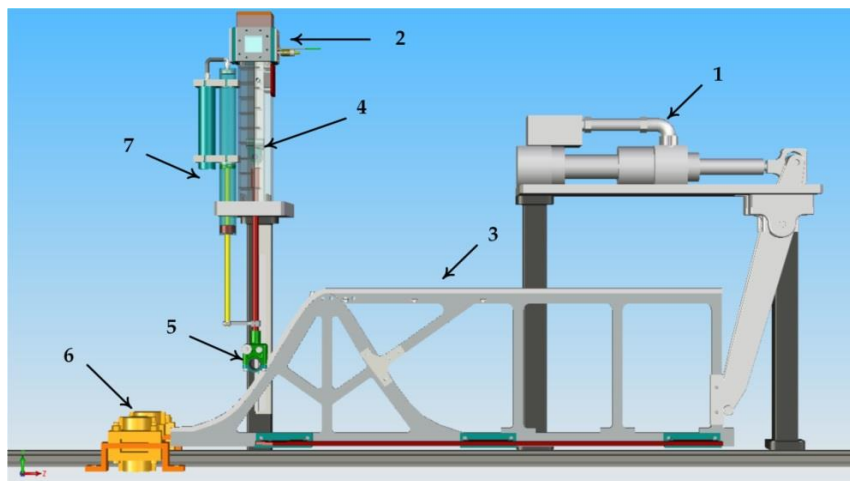


Figure 2-1: Schéma représentatif de la machine à compression rapide. 1 : Vérin hydraulique, 2 : chambre de combustion, 3 : came, 4 : piston/cylindre, 5 : galet, 6 : système de freinage, 7 : vérin de rappel.

La compression des mélanges réactifs est obtenue comme suit (se référer à la Figure 2-1 pour la numérotation) : Un vérin hydraulique (1) met en mouvement une came (3). La translation horizontale est transformée en un mouvement vertical *via* une roue de guidage (Galet 5) se déplaçant sur la came dont la forme définit le type de compression souhaitée. Le contact galet-came est assuré par un vérin de rappel pneumatique (7) monté parallèlement au

cylindre (4). Dans notre cas, le profil de came est choisi pour simuler un mouvement bielle-manivelle correspondant à une phase de compression d'un moteur quatre temps.

Dans cette étude, deux configurations ont été utilisées : configuration à piston plat et configuration à piston à cavité détaillé respectivement dans les chapitres 3 et 4.

Afin de garantir une visualisation optique de la totalité de la chambre de combustion *via* les faces latérales, un cylindre à section carrée et une chambre de combustion cubique ont été utilisés. Le piston de section carrée subit une course de 420 mm en environ 36 ms.

La MCR est équipée d'un système de chauffe des parois de la chambre et du cylindre permettant de fixer la température initiale au PMB entre 293 et $383 \pm 1,5$ K (voir partie 2.1.2). Enfin, le volume mort peut être adapté par un système de cales autorisant le réglage du rapport volumétrique (ϵ). Dans la présente étude, le taux de compression (ϵ) a été fixé à 9 ce qui correspond à un volume au point mort haut de 132 cm³ (volume mort).

2.1.1 Contrôle et acquisition

Une routine LabVIEW développée spécifiquement pour la MCR est utilisée comme une interface pour piloter le dispositif expérimental. Une carte d'Entrées/Sorties *National instrument 6259* reliée à un ordinateur gère simultanément le déclenchement de la manipulation et l'acquisition des données physiques provenant des différents capteurs utilisés.

Au cours d'une expérience, l'évolution rapide de la pression est mesurée avec un capteur de pression piézoélectrique *Kistler 6125CU20* couplé à un amplificateur de charge *Kistler 5018*. Le signal de pression ainsi obtenu est enregistré avec la carte d'acquisition à une fréquence d'échantillonnage de 100 kHz. La précision sur la mesure de la pression de ± 1.34 bar incluant celle induite par l'incertitude sur la linéarité du capteur (± 0.14 bar) et celle de l'amplificateur. La durée globale d'une expérience est de 500 ms, répartie principalement en deux phases : compression rapide (environ 36 ms) suivie d'une combustion à volume constant.

2.1.2 Système de Chauffe

La MCR est muni d'un système de chauffe à multizone (trois zones). Ce principe de chauffage multizones permet de générer un profil de température initiale dans la chambre de combustion stratifié ou bien plus homogène. Le système de chauffage utilise des couvertures chauffantes disposées sur la surface extérieure du cylindre couplées à des cartouches chauffantes installées dans la culasse de la chambre de combustion. Le pilotage de l'intensité du chauffage dans chaque zone permet de générer différents gradients de température au sein du gaz contenu dans la chambre de combustion. Après compression, dans la zone de cœur la plus chaude (zone de champ de température uniforme et homogène, appelée zone du cœur

adiabatique, qui est comprimée de manière isentropique), les gradients obtenus sont de quelques Kelvins par millimètre. Concernant le cylindre, la régulation de température s'effectue à l'aide de deux coffrets de régulations divisant le cylindre en deux parties dans le sens de sa longueur (supérieure et inférieure). Sur chacune de ces deux parties, un thermocouple de type K mesure la température nécessaire au système de régulation. Compte tenu des différents gradients de température souhaités dans cette étude, un tableau récapitulatif des consignes de températures qui aboutissent aux différents profils de température initiaux utilisés dans cette étude est donné en Annexe 7.4.

La qualification du système de chauffage a nécessité une attention particulière afin de garantir l'homogénéité ou la non homogénéité et la stabilité temporelle de la température du mélange au sein de la chambre. Le profil de température initiale a été vérifié le long de l'axe du piston à l'aide d'un thermocouple de type K de diamètre de soudure de l'ordre de $600\ \mu\text{m}$ (erreur $\pm 0.3^\circ\text{C}$) (voir Figure 2-2). S'agissant de la répartition de la température après la compression, les premiers mesures réalisées à l'aide de thermocouples ultra-fins sont présentés dans le chapitre 3. Plus de détails sur le piston et la chambre de combustion, on pourra se référer aux chapitres 3 et 4. (Figure 4-1) qui présentent plus en détail la chambre de combustion dans les deux configurations respectives.

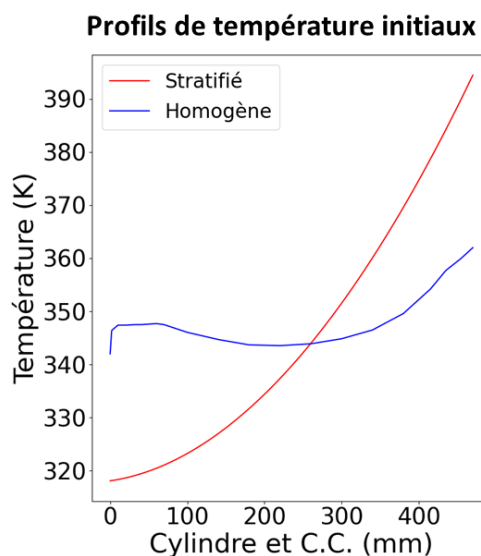


Figure 2-2: Profils de température initiaux mesurés sur l'axe y à l'aide d'un thermocouple de type K de diamètre de soudure de $600\ \mu\text{m}$: cas d'un profil stratifié et d'un profil homogène, configuration à piston plat.

2.1.3 Mélanges réactifs

Pour l'étude menée ici le mélange retenu est un mélange n-heptane - O₂/N₂/CO₂. Quatre paramètres sont variés pour ces mélanges : l'étude paramétrique portera sur la pression initiale, la dilution, la nature du gaz inerte et la richesse :

- Pression initiale : dans nos expériences, la pression initiale notée P₀, correspond à la pression de gaz frais introduite initialement dans la machine à compression rapide. Cette pression est mesurée à l'aide d'un capteur MKS maintenu en température (0-1300 mbar). Le pré-mélange carburant/oxydant est introduit à une pression initiale, avant compression, entre 0.4 et 0.46 bar pour les essais étudiés à 7 bar au PMH et entre 0.9 et 1.3 bar pour les essais réalisés à une pression au PMH de 20 bar.
- Dilution : Dans ce travail nous désignerons par dilution le pourcentage molaire de gaz inerte dans le mélange oxydant. Ainsi, dans le cas de l'air, la proportion en gaz inerte étant de 79 % et celle de l'oxygène de 21 %, nous aurons dans ce cas-là une dilution de 79 %. Dans cette étude, trois pourcentages molaires d'oxygène dans l'air synthétique ont été utilisés : 14, 21 et 30 % soit des dilutions respectives de 86 %, 79 % et 70 %.
- Nature du gaz inerte : afin de modifier la température au PMH, une pratique habituelle dans les MCRs consiste à remplacer l'azote du diluant par un mélange inerte de composition variable, par exemple (N₂, CO₂). La présence de CO₂ entraîne ainsi une diminution de la température en fin de compression et évite l'inflammation durant la compression. La température en fin de compression peut être adaptée sur un domaine de température plus large (600-730 K). Cette variation de la température au PMH résulte directement de la variation de rapports de capacité calorifique entre les différents mélanges induit par la présence de CO₂. Le rapport des capacités calorifiques à pression constante du mélange initiale est calculé en fonction de la température *via* l'équation suivante :

Équation 2-1 :

$$\gamma(T) = \frac{C_p(T)}{C_p(T) - R}$$

Avec R la constante universelle des gaz parfaits égale à 8.314 J.mol⁻¹.K⁻¹. La capacité calorifique à pression constante C_p est calculée en fonction de la température en utilisant les données thermodynamiques présentes dans la littérature. Cette base de données thermodynamiques renferme, pour chaque espèce, 14 coefficients polynomiaux a_i, permettant le calcul des grandeurs thermodynamiques tel que la capacité calorifique, l'enthalpie et l'entropie. Ces grandeurs sont exprimées sous forme

de polynômes NASA [184]. Pour la capacité calorifique, on utilise 5 coefficients via l'équation est ci-dessous.

$$\text{Équation 2-2 : } \frac{C_P(T)}{R} = a_1 + a_2T + a_3T^2 + a_4T^3 + a_5T^4$$

Les coefficients de la fonction polynomiale pour les différentes compositions du mélange sont présents dans le tableau ci-dessous (Tableau 2-1).

Tableau 2-1 : coefficients de la fonction polynomiale fournie par NASA. Schéma de San Diego [185].

	a_1	a_2 (1/K)	a_3 (1/K ²)	a_4 (1/K ³)	a_5 (1/K ⁴)
C_7H_{16}	-0.67E+00	8.10E-02	-4.23E-05	6.97E-09	8.37E-13
CO_2	2.36E+00	8.98E-03	-7.12E-06	2.46E-09	-1.44E-13
O_2	3.21E+00	1.13E-03	-5.76E-07	1.31E-09	-8.77E-13
N_2	3.30E+00	1.41E-03	-3.96E-06	5.64E-09	-2.44E-12

La capacité calorifique à pression constante du mélange est calculée ensuite à travers l'équation ci-dessous :

$$\text{Équation 2-3 : } C_P(T) = \sum X_i C_{Pi}(T)$$

i indique les substances, e.g. C_7H_{16} , CO_2 , O_2 et N_2 et X_i est la fraction molaire de la substance i . La température du cœur adiabatique en fin de compression T_{ad} pour chaque essai est calculée à partir du signal de pression comme indiqué dans la partie suivante.

- Richesse : Grâce à la pression partielle théorique calculée, on peut déterminer la richesse effective en utilisant la relation suivante :

Équation 2-4:

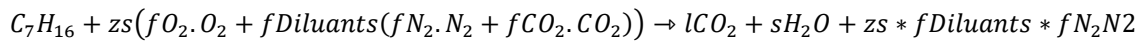
$$\phi = \frac{z_s}{z} = \frac{z_s}{\frac{P_0}{P_{heptane}} - 1}$$

$$\text{Avec, } z = \frac{n_{as}}{n_{heptane}} = \frac{P_{as}}{P_{heptane}} = \frac{P_0 - P_{heptane}}{P_{heptane}} = \frac{P_0}{P_{heptane}} - 1$$

n_{as} et $n_{heptane}$ sont les nombres de mole de l'oxydant et de n-heptane.

Dans la condition stœchiométrique, la formule de réaction chimique est exprimée dans l'équation suivante :

Équation 2-5 :



$$\text{Avec, } f_{N_2} = 1 - f_{CO_2} \text{ et } ZS = \frac{11}{f_{O_2}}$$

f_{N_2} et f_{CO_2} sont les fractions molaires de l'azote et de dioxyde de carbone respectivement dans le gaz inerte.

Les mélanges n-heptane/air synthétique sont préparés suivant la méthode des pressions partielles en commençant par la pression partielle la plus petite pour réduire les incertitudes. Dans notre cas en raison de la faible valeur de pression de vapeur saturante de l'hydrocarbure utilisé, les gaz sont pré-mélangés directement dans une préalablement chauffée. La ligne d'alimentation ainsi que les capteurs de pression statique sont également chauffés à 373 K.

Afin de préparer le mélange d'oxydant et de carburant, deux procédures ont été utilisées : injecter directement les gaz dans la chambre (comme décrit ci-dessus), ou préparer le mélange dans le système de recompression de l'institut Pprime qui permet la préparation d'un grand volume de mélange tout en le maintenant en température.

La méthode de préparation de mélange par injection directe dans la chambre est utilisée dans le chapitre 3 avec la configuration à piston plat. Celle en utilisant le système de recompression RECO est utilisée uniquement avec la configuration à piston à cavité dans le chapitre 4.

Dans le premier cas, une attente d'une heure est nécessaire après l'injection pour avoir un mélange homogène. C'est la durée idéale pour garantir l'homogénéisation du mélange d'après une étude réalisée précédemment par Badeau et Strozzi [186] sur l'influence du temps de repos sur l'auto-inflammation pour le mélange n-décane/air. Lors de nos expériences, le niveau de pression est vérifié avant le test pour s'assurer que la variation de pression est inférieure à 2 %. Avec ce protocole, qui ne concerne que le chapitre 3, il est nécessaire de vérifier que la richesse du mélange lors du tir soit égale à celle désirée. La machine à compression rapide n'étant pas parfaitement étanche, lorsque la pression initiale est sub-atmosphérique, une très faible quantité d'air s'infiltré dans la chambre de combustion, modifiant légèrement la richesse du mélange, ce qui est pris en compte dans l'étude.

La deuxième solution est l'utilisation du Banc Système de Recompression, appelé RECO. Ce système est équipé d'un réservoir de 10 L, et possède également un système chauffant. Il permet donc de préparer un mélange en grande quantité, d'assurer son homogénéité et de le chauffer à la température désirée. Il permet donc de diminuer le temps entre chaque tir d'une heure à 5 minutes, et ainsi multiplier le nombre de tirs avec le même mélange. Le temps

d'attente après le remplissage de RECO et avant de commencer les ensembles de tirs est toujours une heure.

La procédure standard de préparation de mélange est la suivante :

Tout d'abord, la chambre de combustion chauffée (e.g. RECO) et les lignes d'alimentation sont placées sous vide. Du n-heptane de haute pureté (>99 %) est ensuite injecté à l'aide de microsiringues (entre 25 et 100 μ l) à travers un septum. La pression absolue de combustible injecté est mesurée avec un capteur MKS Baratron 631 de 0-1300 mbar chauffé à 470 K (précision de 0,15 %). Pour garantir la vaporisation complète du carburant, la pression théorique du carburant liquide injecté pour une vaporisation totale est comparée à la pression mesurée du carburant et la différence s'est avérée toujours inférieure à 2 %. Enfin, « l'air » synthétique (gaz haute pureté 99,99 % O₂, N₂, CO₂) est ensuite introduit à travers des tubes chauffés pour atteindre la pression initiale requise.

2.1.4 Température et pression au PMH

Dans notre MCR, il existe une zone de champ de température uniforme et homogène, appelée zone du cœur adiabatique, qui est comprimée de manière isentropique, i.e. sa température est uniquement affectée par le biais du travail des forces de pression. Ainsi, la détente de cette zone après la compression résulte uniquement du refroidissement du reste de la charge sous l'effet des transferts de chaleur aux parois. Sa compression/détente durant l'ensemble de l'essai est déduite des signaux de pression expérimentaux via la relation suivante :

$$\text{Équation 2-6 :} \quad \ln\left(\frac{P_{PMH}}{P_0}\right) = \int_{T_0}^{T_{PMH}} \frac{\gamma(T)}{\gamma(T)-1} \frac{dT}{T}$$

Où T_0 est la température initiale, P_0 est la pression initiale, P_{TDC} est la pression mesurée au PMH

Pour utiliser ces équations, le coefficient de capacité calorifique $\gamma(T)$ est estimé en fonction de la composition molaire du gaz et de la capacité calorifique spécifique de chaque composant calculé à l'aide de l'Équation 2-3.

Tant que le cœur adiabatique subsiste, la température ainsi calculée est égale à la valeur maximale possible au sein du dispositif expérimental.

La pression au point mort haut (P_{PMH}) correspond alors à la pression mesurée au point mort haut où la dérivée de pression dP/dt est nulle.

Dans la littérature, le délai d'auto-inflammation est principalement défini comme le temps entre la fin de la compression (PMH) et le taux de montée maximale en pression (dP/dt) induit

par la combustion. Dans cette étude, un critère spécifique a été adopté pour la détermination du délai d'auto-inflammation dans le cas d'un mélange stratifié en température et sera expliqué dans la partie 2.2.3.

2.2 Diagnostics optiques

2.2.1 Ombroscopie rapide

L'ombroscopie rapide est une technique de diagnostic optique simple et efficace pour étudier des phénomènes présentant des gradients de densité.

Dans cette étude, l'ombroscopie est utilisée afin d'évaluer qualitativement l'évolution temporelle de l'écoulement induit par la compression lors de l'utilisation d'un piston à cavité dans le cas d'un mélange inerte. En effet, la loi de Gladstone-Dale stipule que l'indice de réfraction dépend de la masse volumique. Cette loi relie l'indice de réfraction n d'un gaz à sa masse volumique ρ : $n-1 = K\rho$ avec K est une constante. Grâce à l'ombroscopie, ce sont les gradients d'indice de réfraction, et donc ceux de densité, qui sont visualisés.

Compte tenu des échanges thermiques aux parois, l'écoulement présente des gradients de température et donc des gradients de densité qui peuvent être observés par cette technique. Cela permet de caractériser les variations aéro-thermo-chimiques dans la chambre de combustion et notamment de vérifier la présence et le positionnement des champs turbulents par rapport à la zone de cœur adiabatique.

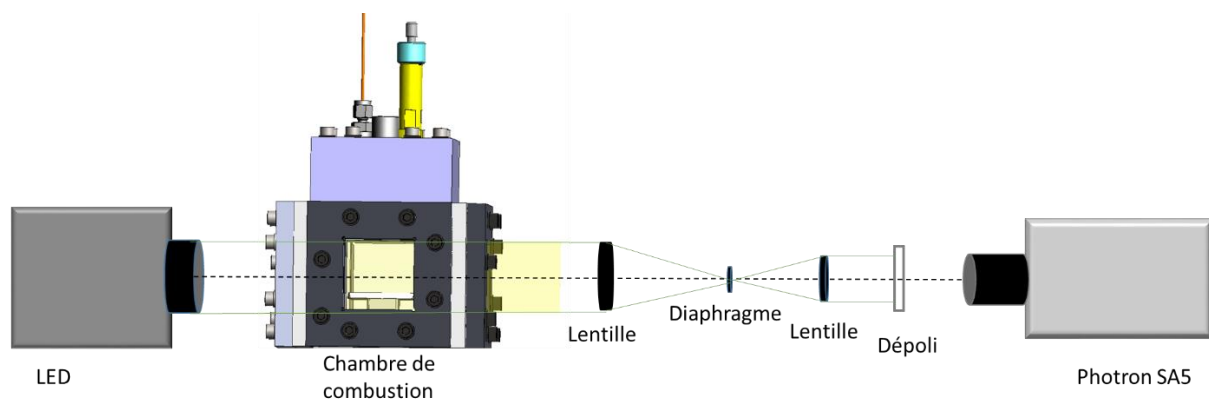


Figure 2-3: Dispositif d'ombroscopie rapide.

Principe de fonctionnement : l'ombroscopie, c'est le fait que les rayons lumineux parallèles illuminant le dispositif, venant de la gauche dans notre cas (Figure 2-3), traversent un milieu d'indice variable. Ils sont donc plus ou moins déviés selon les lois de Snell-Descartes :

$n_1 \cdot \sin(i_1) = n_2 \cdot \sin(i_2)$, avec n_i l'indice de réfraction et i_i l'angle à la normale de l'interface.

Ces déviations induisent sur l'écran de droite (dépoli) sur lequel la caméra monochrome est mise au point, des zones d'éclairage "normales" (blanc) lorsque le milieu traversé est d'indice constant, et des zones d'éclairage moindres (gris sombre) ou supérieures (gris clair) lorsque qu'il y a eu déviation au passage d'une portion de milieu d'indice n_2 différent, permettant ainsi la formation de l'image du phénomène, image enregistrée à l'aide d'une caméra (ici rapide pour suivre l'évolution du phénomène). Par cette technique, les visualisations sont donc réalisées selon une direction perpendiculaire à l'axe du cylindre.

Une source continue (LED collimatée / Opto-Engineering modèle V050LTCL080W) de diamètre 10 cm et de puissance 1 W est orientée vers un des accès optiques de la chambre de combustion pour éclairer la zone d'intérêt (la totalité de la chambre de combustion, cf. Figure 2-3). Une caméra rapide Photron SA5 est utilisée à une cadence de 17.5 kHz sur 640x616 pixels pour enregistrer les images permettant une résolution spatiale de 12.3 mm/pixel. Le déclenchement de la caméra est synchronisé avec la compression comme prescrit au § 2.2.3.

2.2.2 Vélocimétrie par image de particules – PIV

Afin de caractériser l'aérodynamique interne dans la chambre de combustion, on utilise la vélocimétrie par image de particules avec un mélange inerte, cf. chapitre 3 et 4 (configurations à piston plat et à piston à cavité respectivement). La vélocimétrie est également appliquée à des écoulements réactifs au chapitre 4 et la méthode utilisée sera détaillée au § 2.2.5.5.

La formation d'une zone de cœur adiabatique lors de la compression dépend fortement de l'aérodynamique dans la MCR durant et après la compression. La caractérisation de cette dernière est nécessaire pour identifier les régions adiabatiques, leurs caractéristiques (temps de résidence) ainsi que pour mesurer la vitesse du gaz frais en amont du front réactif.

Pour caractériser la distribution de vitesses dans la MCR, la technique PIV 2D-2C est utilisée avec de l'azote pur comme fluide. Trois niveaux différents de pression au PMH ont été analysés : 7, 20 et 40 bar. Le matériel utilisé dans cette étude est le suivant : un laser de PIV haute cadence (type double cavités Nd:YAG, pompé par diodes, Modèle Mesa PIV de chez CONTINUUM) est utilisé pour générer des doublets de pulses à une longueur d'onde de 532 nm et une fréquence de 12.5 KHz (environ 8 mJ/impulsion). Le faisceau laser est transformé en une nappe laser divergente, d'épaisseur 500 μm à l'aide d'un générateur de plan laser. La nappe résultante est placée à 6, 15, 25, 35 et 45 mm de la paroi latérale perpendiculairement au piston (voir Figure 2-4) pour permettre un diagnostic sur la largeur de la chambre de combustion. La diffusion de mie des particules d'oxyde de zirconium ZrO_2 (diamètre moyen de l'ordre de 1 μm , diamètre max < 5 μm) quiensemencent le fluide est enregistrée en utilisant une caméra SAZ positionnée perpendiculairement à la nappe laser. La

résolution spatiale des images est de 808x808 pixels (61.88 $\mu\text{m}/\text{pixel}$). La synchronisation entre la caméra et les impulsions laser est garantie par le module *LaVision HighSpeed controller*.

Le protocole suivi est le suivant : dans un premier temps, la chambre est mise sous vide ; les particules de ZrO_2 sont déposées dans les lignes d'alimentation à pression atmosphérique. A la fin, l'azote est injecté et la compression est réalisée quelques minutes après. Le protocole est défini de manière à limiter la contamination de la croix de mélange froide par des particules. Voir la Figure 2-5 pour plus de détails sur le protocole expérimental.

La chambre de combustion est nettoyée tous les trois tirs pour réduire l'impact des dépôts de particules sur les hublots.

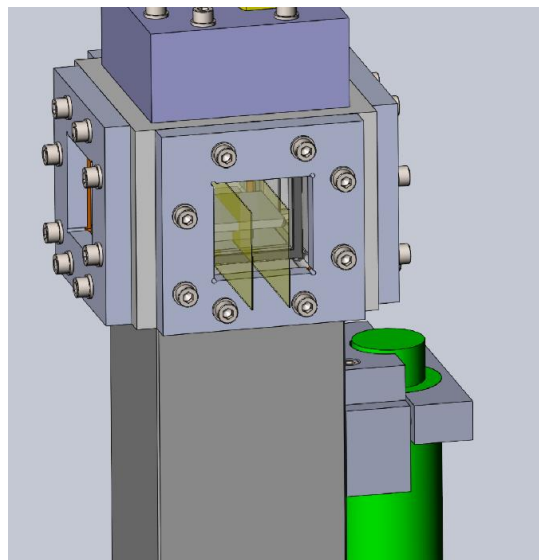
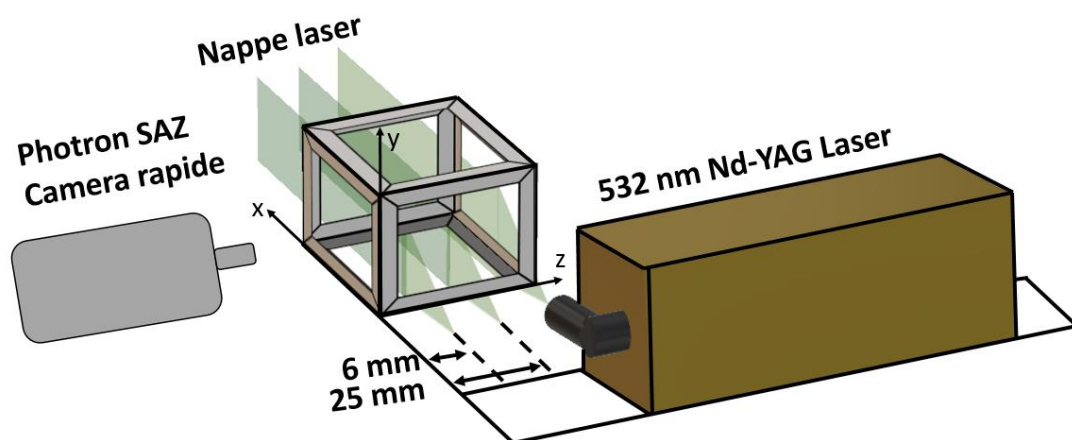


Figure 2-4: Schéma représentative de l'installation du système PIV.

Compte tenu des propriétés des écoulements en présence, l'intervalle temporel dt entre deux images a été choisi égal à 30 μs . Pour une fenêtre d'interrogation de 32x32 pixels et compte tenu du grossissement utilisé, la vitesse maximale mesurable est d'environ 16.5 m/s.

Cette valeur est largement supérieure à la vitesse maximale rencontrée et donc mesurée dans la MCR.

Les images acquises sont ensuite traitées et analysées en utilisant le software *LaVision Davis 8* de la manière suivante : tout d'abord, un filtre temporel est appliqué afin d'éliminer le bruit de fond en soustrayant l'intensité minimale. Une image avec un niveau de fond constant est obtenue en utilisant un filtre d'arrière-plan glissant en soustrayant la valeur du fond avec une longueur de filtre de 2 pixels. La fluctuation de l'intensité des particules est corrigée par un filtre Min/Max sur une fenêtre locale dont la longueur d'échelle est de 6 pixels.

Enfin, les vecteurs sont calculés avec l'algorithme de corrélation croisée (*cross-correlation algorithm*) en utilisant la méthode adaptative avec multiples itérations et une taille de cellule successivement décroissante : d'une fenêtre d'interrogation de 64x64 pixels avec recouvrement (*overlap*) de 25 % (1 itération) vers une pondération adaptative de 32x32 pixels avec recouvrement de 50 % (2 itérations). Ce qui résulte en 1 vecteur par millimètre (1 vecteur tous les 16 pixel et une résolution de 61 $\mu\text{m}/\text{pixel}$). Une seconde itération est réalisée pour la fenêtre la plus petite afin d'améliorer à nouveau la précision de l'estimation de vitesse. Les vecteurs vitesses sont post-traités pour supprimer les vecteurs dont le rapport de pic de corrélation est inférieur à 1,2 et éliminer les groupes comportant moins de 5 vecteurs. Le nombre de vecteur supprimés est inférieur à 2 %. Aucun post-traitement supplémentaire n'est utilisé.

On notera que quelques modifications sont apportées dans le cas d'un écoulement réactif, cf. § 2.2.5.5 pour plus de détails.

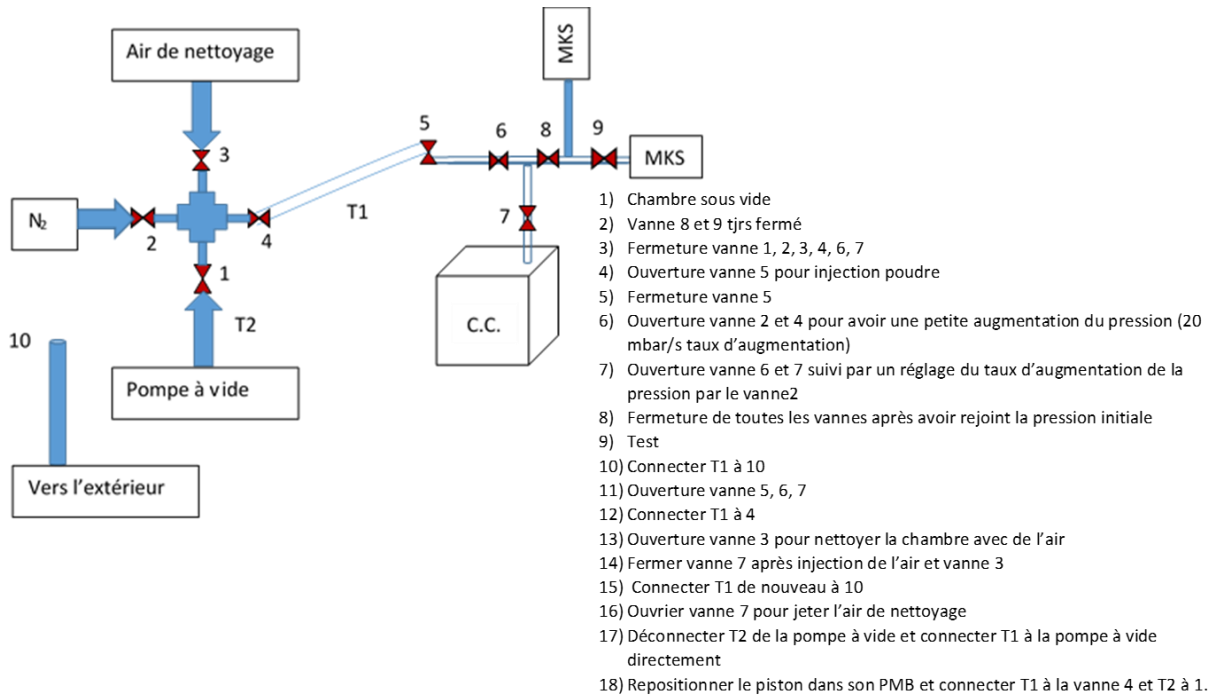


Figure 2-5: Protocole expérimental de préparation du mélange et de l'ensemencement.

2.2.3 Visualisations directes par chimiluminescence

L'objectif des visualisations par chimiluminescence est bien sûr d'observer les phénomènes de combustion dans la chambre, et, plus précisément, les flammes et les zones réactives *via* les émissions propres des molécules impliquées. Les enregistrements (photos ou vidéos) servent à apprécier qualitativement l'évolution temporelle et spatiale de la zone de réaction. Il s'agit d'une technique optique non intrusive qui exploite le rayonnement spontanément émis par les flammes.

En pratique, on place, perpendiculairement à la MCR, une caméra rapide en face du hublot latéral et on focalise l'image sur le plan médian de la chambre.

Le déclenchement de la caméra est synchronisé sur le signal de pression par l'intermédiaire d'un oscilloscope qui pilote un générateur d'impulsion stanford DG645.

Les visualisations par chimiluminescence peuvent être réalisées en large bande ou sur une molécule spécifique. Dans notre cas, nous avons choisi le radical OH* en filtrant le signal de chimiluminescence à l'aide d'un filtre ZBPA 310 nm ASAHI SPECTRA.

Les caméras rapides utilisées sont de type PHOTRON SA5 et PHOTRON SA-Z avec des fréquences d'acquisition comprises entre 12500 et 30000 Hz et la résolution spatiale est entre 69 et 84 $\mu\text{m}/\text{pixel}$.

Intensificateur

L'émission spontanée de la flamme et notamment des molécules de OH^* pouvant être très faible devant la capacité de détection des caméras rapides utilisées, l'utilisation d'intensificateur de signal s'avère nécessaire.

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 au moyen d'un groupe de lentilles-relais.

Traitement des images et calcul de vitesse

Le faible niveau de bruit des images de chimiluminescence permet de détecter les contours de la flamme et de calculer sa vitesse moyenne avec une bonne précision, voir exemple sur la Figure 2-8 (c). L'estimation de la vitesse de propagation du front réactif durant la combustion à l'aide de la visualisation par chimiluminescence sera utilisée pour discriminer les régimes de propagation de la combustion. Pour cela, les images sont d'abord post-traitées pour détecter les contours d'émission de lumière par chimiluminescence. Un filtre médian avec un noyau de 5x5 pixels est initialement appliqué afin d'éliminer le bruit (voir Figure 2-6 (b)). Un filtre gaussien est ensuite appliqué pour éliminer le bruit gaussien de l'image avec une taille de noyau de 31x31 pixels et une déviation standard de 5 % (voir Figure 2-6 (c)).

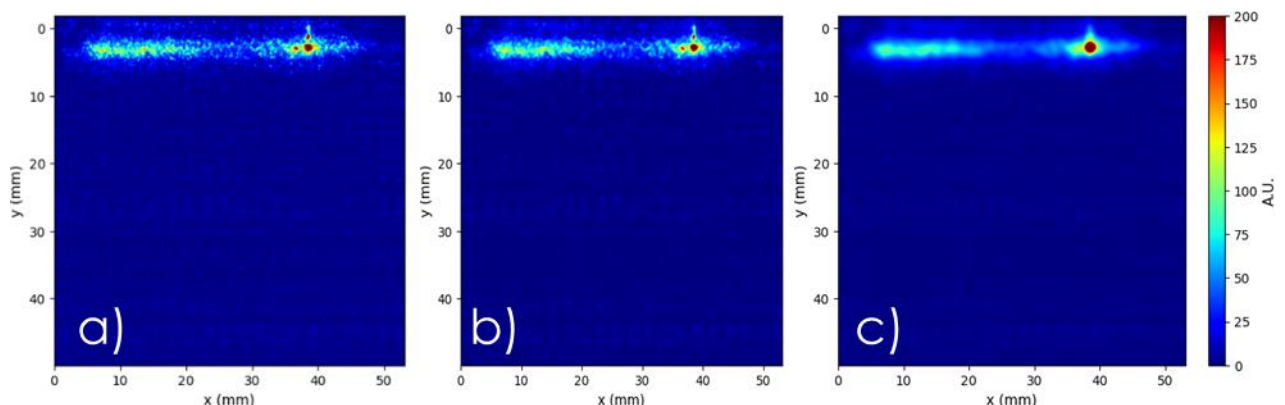


Figure 2-6: a) Image brute. b) Filtre médian. c) Filtre gaussien. Mélange *n*-heptane/ $\text{O}_2/\text{N}_2/\text{CO}_2$ (1.34/29.59/26.93/42.12 % en mole), 20 bar au PMH, $\Phi = 0.5$.

Le niveau de seuil est calculé pour chaque image filtrée à partir de son histogramme d'intensité (un seuil constant multiplié par la différence entre le minimum et le maximum de niveau de gris) pour créer des images binaires. Ceci est possible vu que le contraste est élevé entre la zone de front et l'image du fond. Or, la présence éventuelle de particules solides incandescentes dans les gaz brûlés affecte le niveau de seuil et donc les contours des fronts réactifs (Figure 2-7 (a.2, a.6)). Afin de s'affranchir de ce phénomène parasite, la procédure suivante est adoptée : le calcul du niveau de seuil est réalisé dans un endroit exempt de la

présence des particules parasites (Voir zone en tirets jaunes Figure 2-7 (a.1, a.5)) et il est adopté pour déterminer les contours sur l'image entière.

Un contour du front ainsi obtenu est superposé à l'image brute dans la Figure 2-7 (a.3, a.7) montrant la pertinence de la procédure.

Les fronts réactifs se propagent vers le bas et ont une forme globalement plane. Deux zones, une à droite et l'autre à gauche, de 12 mm de large chacune sont définies dans la chambre. Les positions moyennes des contours (Y_{\min_gauche} et Y_{\min_droite}) sont déterminées sur chaque image. Ces positions sont ensuite utilisées pour calculer la composante verticale de la vitesse apparente (S_{ap}). En effet, la morphologie de la flamme est telle que son inclinaison par rapport à l'horizontale est faible. C'est la raison pour laquelle la composante horizontale est négligée dans le calcul de la vitesse. Cette dernière représente donc la distance entre deux contours consécutifs divisée par le pas de temps de l'acquisition :

Équation 2-7 :

$$S_{ap_gauche} = \frac{Y_{\min_gauche}[t + dt] - Y_{\min_gauche}[t]}{dt}$$

$$S_{ap_droite} = \frac{Y_{\min_droite}[t + dt] - Y_{\min_droite}[t]}{dt}$$

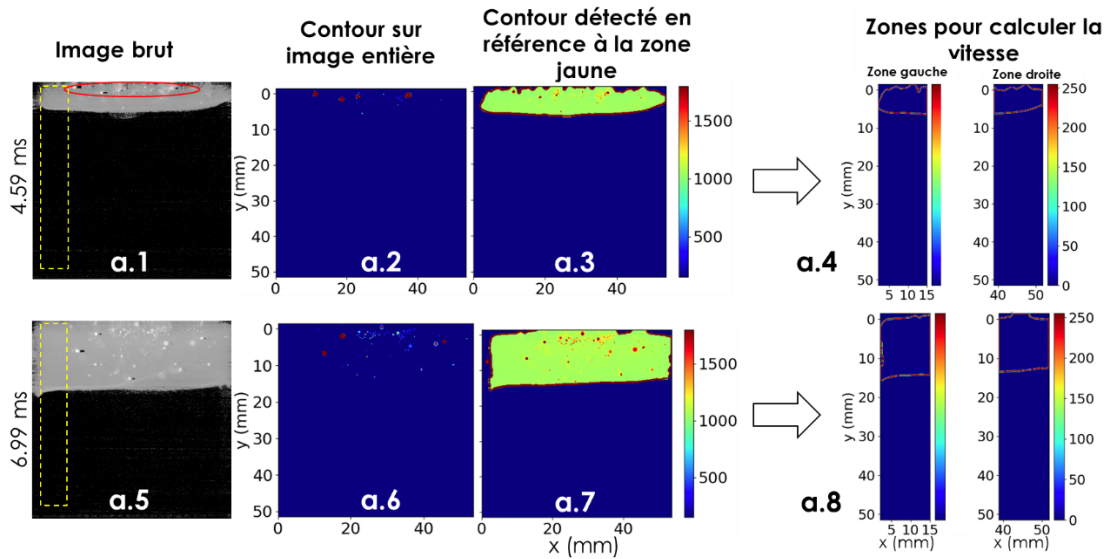
Les vitesses S_{ap_gauche} et S_{ap_droite} correspondantes aux visualisations de la Figure 2-7 (a) sont tracées sur la Figure 2-7 (b). La zone déclarée 'Zone d'intérêt' est la période durant laquelle la variation de pression reste inférieure à 5 % ($\Delta P < 5\%$). Les vitesses ainsi déterminées dans la zone d'intérêt montrent une propagation à vitesse constante et identique entre la zone droite et la zone gauche de la chambre. Ce comportement a été vérifié pour l'ensemble des tests dans les différentes conditions de mélange et de température.

En conséquence, une vitesse moyenne de la zone droite est ensuite calculée dans cette zone d'intérêt temporelle correspondant à une variation de 5 % de la pression. Par la suite, cette vitesse moyenne est considérée comme la vitesse apparente ($S_{ap_moyenne}$) du front réactif :

Équation 2-8 :

$$S_{ap_moyenne} = \frac{\sum_{i=1}^n \text{pour } \Delta P < 5\% S_{api}}{n}$$

Les fluctuations de vitesse par rapport à la valeur moyenne pour chaque test sont calculées et restent inférieures à 12 %.



b) n-heptane/O₂/N₂/CO₂, P_{TDC} = 20 bar, T_{ad} = 674 K, Φ = 1

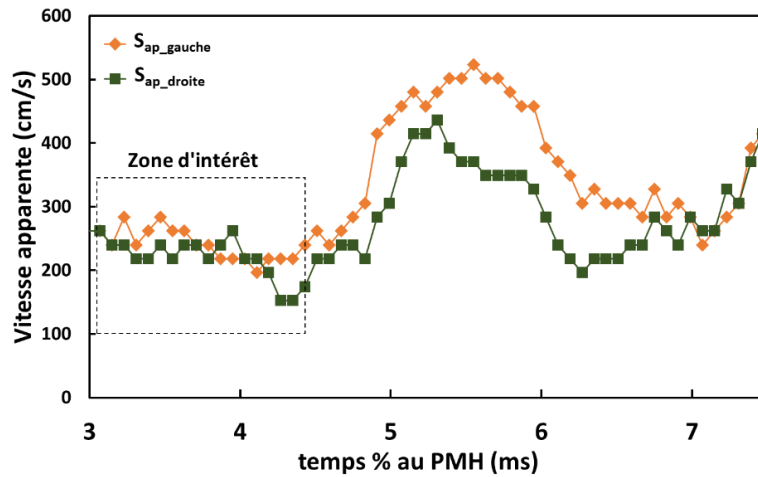


Figure 2-7: a) Image brute et influence des particules dans la détection des contours des fronts réactifs. b) Vitesse apparente (S_{ap}) correspondante dans le temps pour le mélange n-heptane/O₂/N₂/CO₂ (1/11/15.14/10.52 en mole), 20 bar au PMH, Φ = 1, T_{ad} = 674 K.

À ces premiers stades de la combustion, les gaz brûlés se dilatent presque librement (la variation de pression étant inférieure à 5 %). Compte tenu de l'aspect de la flamme, son étirement est négligeable lors de la propagation sur les 10 premiers millimètres. La vitesse du front par rapport au gaz frais S_{exp} est ensuite déterminée en multipliant la vitesse apparente (S_{ap}) mesurée par le rapport ρ_b/ρ_u [76]:

Équation 2-9 :

$$S_{exp} = S_{ap_moyenne} * \frac{\rho_b}{\rho_u}$$

où ρ_u et ρ_b sont respectivement les densités du mélange non brûlé et brûlé.

Critère pour la détermination du délai d'autoinflammation

Cette étude se concentre sur l'effet d'un gradient de température après compression (GTAC) et sur le comportement d'un noyau d'auto-inflammation juste après sa formation.

Dans notre montage expérimental, une stratification thermique peut éventuellement exister à l'intérieur de la région de cœur chaud. Aussi un critère spécifique est établi pour déterminer le délai d'autoinflammation (DAI) à l'aide de l'imagerie par chimiluminescence. Il correspond au début de la formation du noyau de d'autoinflammation dans la zone du cœur. Cet instant est proche du début de l'augmentation de la pression, voir la Figure 2-8 (a). En raison du comportement PTC (coefficient positif de température) du délai d'autoinflammation dans la plage de température étudiée, le noyau est situé près de la culasse où la température est maximale, par exemple à $y = 47$ mm, voir Figure 2-8 (b). Cet emplacement correspond à la température la plus élevée des gaz avant le début du dégagement de chaleur. Connaissant le profil de température initial dans la MCR, on suppose une compression homothétique 1D pour déterminer la température du fluide situé à $y = 47$ mm au PMH et ultérieurement, en supposant le fluide immobile après la compression.

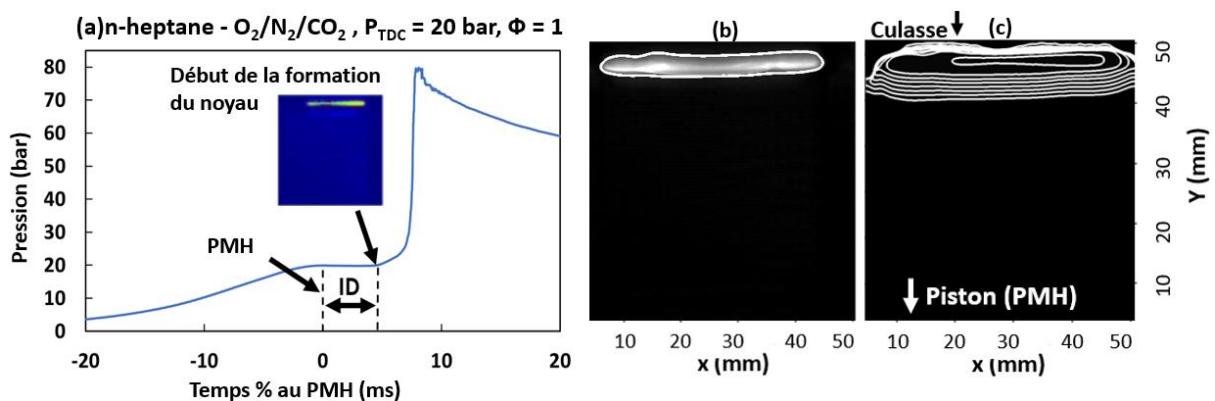


Figure 2-8: Evolution de la pression (a), image de chimiluminescence et contour du noyau d'autoinflammation (b), et évolution temporelle des contours avec un pas de temps de 0,23 ms (c). Mélange n-heptane - $O_2/N_2/CO_2$ (21 %/59,25 %/19,75 % par mole dans l'air synthétique) à $\Phi = 1$ et $P_{TDC} = 20$ bar.

Cette dernière est utilisée comme entrée pour calculer la température du cœur adiabatique à $y = 47$ mm au PMH qui est choisie pour tracer les DAI en fonction de $1000/T_{ad}$. La pertinence de cette méthodologie a été corroborée par les mesures de thermométrie présentées au paragraphe 3.2.

2.2.4 Fluorescence induite par Plan Laser - PLIF OH

La visualisation par chimiluminescence des phénomènes de combustion présente l'inconvénient d'intégrer les émissions sur la totalité de la profondeur de visualisation, ce qui revient à intégrer l'ensemble des phénomènes physiques intervenant sur la profondeur de la

chambre de combustion. Pour surmonter ce problème, la fluorescence induite par plan laser permet de s'affranchir de cette intégration 3D et d'observer seulement les phénomènes dans un plan spécifique. On présente dans les pages suivantes quelques éléments liés à la théorie de la fluorescence, les choix retenus seront exposés plus loin au § 2.2.5.

Le diagnostic de PLIF (Planar Laser Induced Fluorescence) est basé sur le principe général d'une excitation laser induisant une interaction lumière-matière : on utilise la capacité d'atomes ou de molécules à emmagasiner puis à restituer de l'énergie lumineuse, dans un processus inélastique [187]. Dans le cas de la fluorescence, l'apport d'énergie de la lumière laser est absorbé par certaines molécules présentes naturellement ou rajoutées dans l'écoulement. La désexcitation de ces molécules s'accompagne d'une émission lumineuse : fluorescence ou phosphorescence. La fluorescence, par opposition à la phosphorescence, est caractérisée par un temps caractéristique de réémission très court de l'ordre de dizaine de nanosecondes (10^{-9} à 10^{-6} secondes), contre 10^{-3} à 10 secondes pour la phosphorescence. Compte tenu des temps caractéristiques de nos phénomènes, l'advection par exemple (10^{-3} - 10^{-4} s), la fluorescence est donc particulièrement intéressante dans l'objectif d'une mesure instantanée puisqu'elle ne dépend que de l'état du milieu au moment précédent l'excitation.

2.2.4.1 *Modèle à deux niveaux*

Les théories de la fluorescence induite par laser décrivent l'intensité de l'émission spontanée de lumière à partir d'un ensemble de molécules qui ont été excitées à un niveau d'énergie électronique supérieur par l'absorption de photons. La plupart des développements théoriques commencent par la prise en compte de deux états quantiques ou plus. Les équations d'équilibre pour les populations moléculaires dans chaque état donnent des expressions générales pour le signal de fluorescence induit par le laser. Dans cette section, nous présenterons le principe à l'aide du modèle le plus simple qui ne retient que deux niveaux qui sont donc directement couplés au niveau énergétique du laser.

Dans le modèle de fluorescence à deux niveaux, on ne considère que deux états quantiques moléculaires qui sont directement peuplés ou dépeuplés par l'interaction avec la lumière laser [188]. Le transfert d'énergie résultant de la population d'états quantiques voisins est négligé. Les transitions d'énergie et les mécanismes de transfert qui sont considérés dans ce modèle sont résumés dans la Figure 2-9. Chaque mécanisme est représenté par un taux (s^{-1}) et une direction. Les taux d'émission et d'absorption stimulées de photons résultant de l'interaction laser sont désignés par $I_\nu B_{21}$ et $I_\nu B_{12}$, respectivement, où I_ν est l'intensité spectrale du laser [$J/(cm^2 s Hz)$] et B_{21} et B_{12} sont les coefficients d'Einstein B pour la transition ($cm^2 Hz/J$). L'émission spontanée de lumière à partir du niveau d'énergie supérieur est décrite par le

coefficient d'Einstein A (A_{21} (s^{-1})), et le taux d'extinction par collision du niveau supérieur au niveau inférieur est désigné par le terme Q_{21} (s^{-1}).

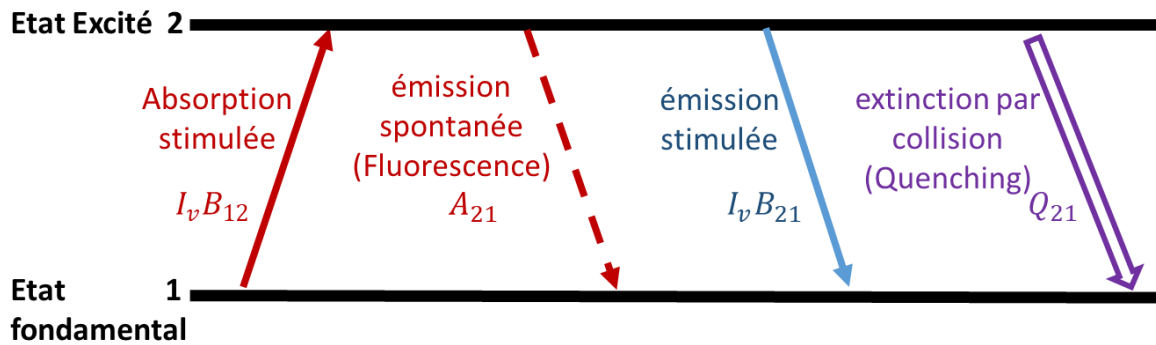


Figure 2-9: Diagramme schématisé du modèle à deux niveaux de la fluorescence induite [189].

D'après McManus et al. [189] l'équation de taux décrivant la population dans l'état supérieur peut s'écrire comme suit :

Équation 2-10 :

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

Où le premier terme dans l'expression de droite représente le taux de transfert de population de l'état inférieur à l'état supérieur en raison de l'absorption stimulée, et les autres termes représentent les mécanismes de désexcitation : émission stimulée, extinction par collision et émission spontanée, respectivement. Dans les situations où la durée de l'impulsion laser est longue comparée au temps d'extinction par collision, on peut supposer que le système atteint un état d'équilibre. L'équation précédente devient :

Équation 2-11 :

$$N_1 I_\nu B_{12} = N_2 (I_\nu B_{21} + Q_{21} + A_{21})$$

On se placera ici dans le régime linéaire pour lequel le signal fluorescence est proportionnel à l'énergie laser incidente I_ν et au rendement quantique de fluorescence. Ce rendement est exprimé de la manière suivante : $\frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}}$. S_f représente le signal de fluorescence émis et selon McManus et al. [189] Peut être exprimé de la manière suivante :

Équation 2-12 :

$$S_f = N_1^0 I_\nu B_{21} \frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}}$$

où N_1^0 est la population initiale avant excitation (état fondamental) qui représente aussi la concentration initiale de molécule dans la région de mesure.

Le lecteur est invité à consulter ces références [187], [190] pour une explication plus détaillée.

2.2.4.2 *Modèle à plusieurs niveaux*

Le modèle à deux niveaux présentés ci-dessus est très attrayant dû à sa simplicité, mais n'est pas représentatif de la réalité. En effet, il ignore de nombreux processus physiques de grande importance. En particulier, le modèle néglige le transfert d'énergie entre le niveau directement peuplé par l'excitation laser et les niveaux d'énergie vibrationnels et rotationnels proches (perte non-radiatives) qui jouent un rôle dans les processus de transfert d'énergie. Cet aspect est décrit dans cette partie pour le cas spécifique radical OH qui fait l'objet de notre étude expérimentale.

Le radical hydroxyle OH est (1) caractéristique des réactions d'oxydation de la combustion, (2) il est essentiellement présent dans les régions à haute température, et (3) il constitue souvent un bon marqueur du front de flamme. Dans les processus de combustion où il existe des fronts de flamme classiques, le radical OH est donc régulièrement utilisé comme marqueur des fronts de flamme et des régions de combustion [191].

L'utilisation du modèle à différents niveaux permet de choisir de manière appropriée la longueur d'onde laser d'excitation de la molécule. Selon la statistique de Boltzmann, à l'équilibre, 95 % de la population totale du radical OH se trouve au niveau vibrationnel le plus bas ($v'' = 0$) [192]. Donc, pour le niveau vibrationnel, le meilleur choix est le niveau le plus bas où la population est maximale. Concernant le choix de niveau rotationnel fondamental (J''), ce dernier est déterminé par la longueur d'onde d'excitation laser et est choisi de manière à ce que la population relative de ce niveau ($N_{1,J''}^0$) soit le plus possible indépendante de la plage de température de l'écoulement.

Le système A-X de OH possède de nombreuses transitions fortes dans la région des longueurs d'onde proches de 300 nm, domaine spectral facilement accessible par des lasers à colorants accordables à doublage de fréquence. La Figure 2-10 extraite de Théron [190] montre un diagramme schématique des niveaux d'énergie de McManus et al. [189] pour les états fondamentaux et les premiers états excités de OH.

Dans le cas du radical OH, la seule transition électronique observable dans l'UV proche concerne le passage depuis l'état fondamental, noté $X^2\Pi$, vers le premier état excité, noté $A^2\Sigma^+$ (transition de longueur d'onde équivalente à 306 nm environ). D'autre part, il est avantageux de choisir d'exciter la population du niveau vibrationnel ($v''=0$) comme mentionné précédemment.

L'excitation de la bande ($v''=0 \rightarrow v'=1$) correspond à une longueur d'onde d'environ 283 nm . Le type de filtrage généralement appliqué pour la détection implique qu'on récupère généralement de la fluorescence provenant également de la bande ($v'=0 \rightarrow v''=0$), le niveau ($v'=0$) ayant été peuplé à partir du niveau ($v'=1$) par transfert d'énergie vibrationnelle (redistributions intra-bandes). La détection dans les bandes ($v'=1 \rightarrow v''=1$) et ($v'=0 \rightarrow v''=0$) se fait respectivement à des longueurs d'onde situées aux alentours de 315 nm et 308 nm .

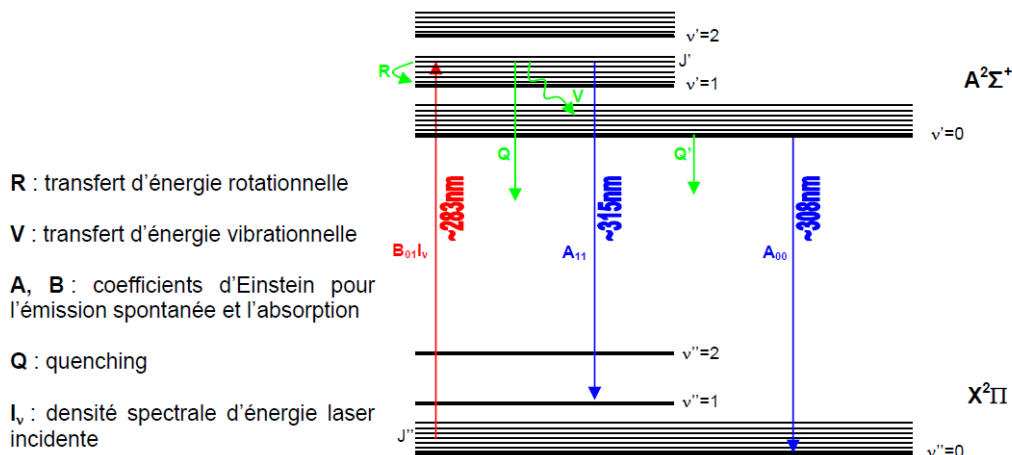


Figure 2-10: Schéma d'excitation - d'émission du radical OH [189].

Afin de s'affranchir de la dépendance en température du signal de fluorescence dans les conditions de mesures expérimentales (1500 à 2700 K), le choix de la raie Q₁(6) (J = 6, Figure 2-11) représente une option appropriée selon McManus et al [189] (Voir Figure 2-11).

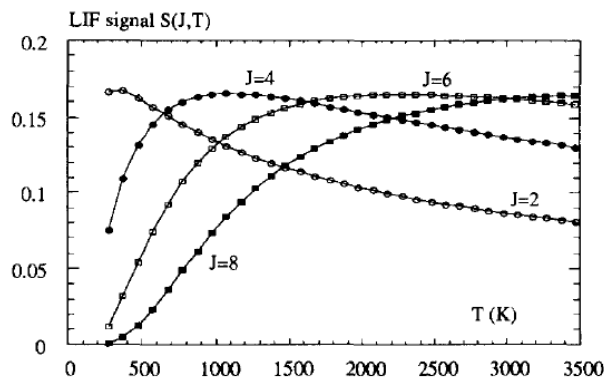


Figure 2-11: Variation du signal de fluorescence avec la température [189].

2.2.4.3 Influence de la pression et de la chimiluminescence

L'application de la méthode OH-PLIF à haute cadence aux expériences pose des défis importants. Dans notre étude sur la transition entre l'auto-inflammation et la déflagration à haute pression, nous sommes confrontés à une large gamme de pressions et de températures locales dans la zone de réaction. Une pression élevée entraîne une atténuation accrue du

phénomène d'absorption de la lumière laser au sein de la flamme (Quenching). Par conséquent, la flamme derrière le premier contact entre la nappe laser et la flamme ne peut plus être visualisée. En outre, les flammes riches et non diluées présentent une forte luminescence qui peut masquer le signal PLIF.

La Figure 2-12 (a) montre la transmittance à travers une flamme de diffusion H_2-O_2 mesurée par TDLAS en fonction de la longueur d'onde (dans l'air) et de la pression [193]. On constate qu'une augmentation de la pression entraîne une absorption plus forte et un élargissement des raies dû à l'élargissement par collision (élargissement par pression) et à l'élargissement Doppler dû à l'augmentation de la température de la flamme. D'après la Figure 2-12 (a), la transition $Q_1(6)$ présente l'absorption la plus élevée conduisant à un signal PLIF-OH suffisant.

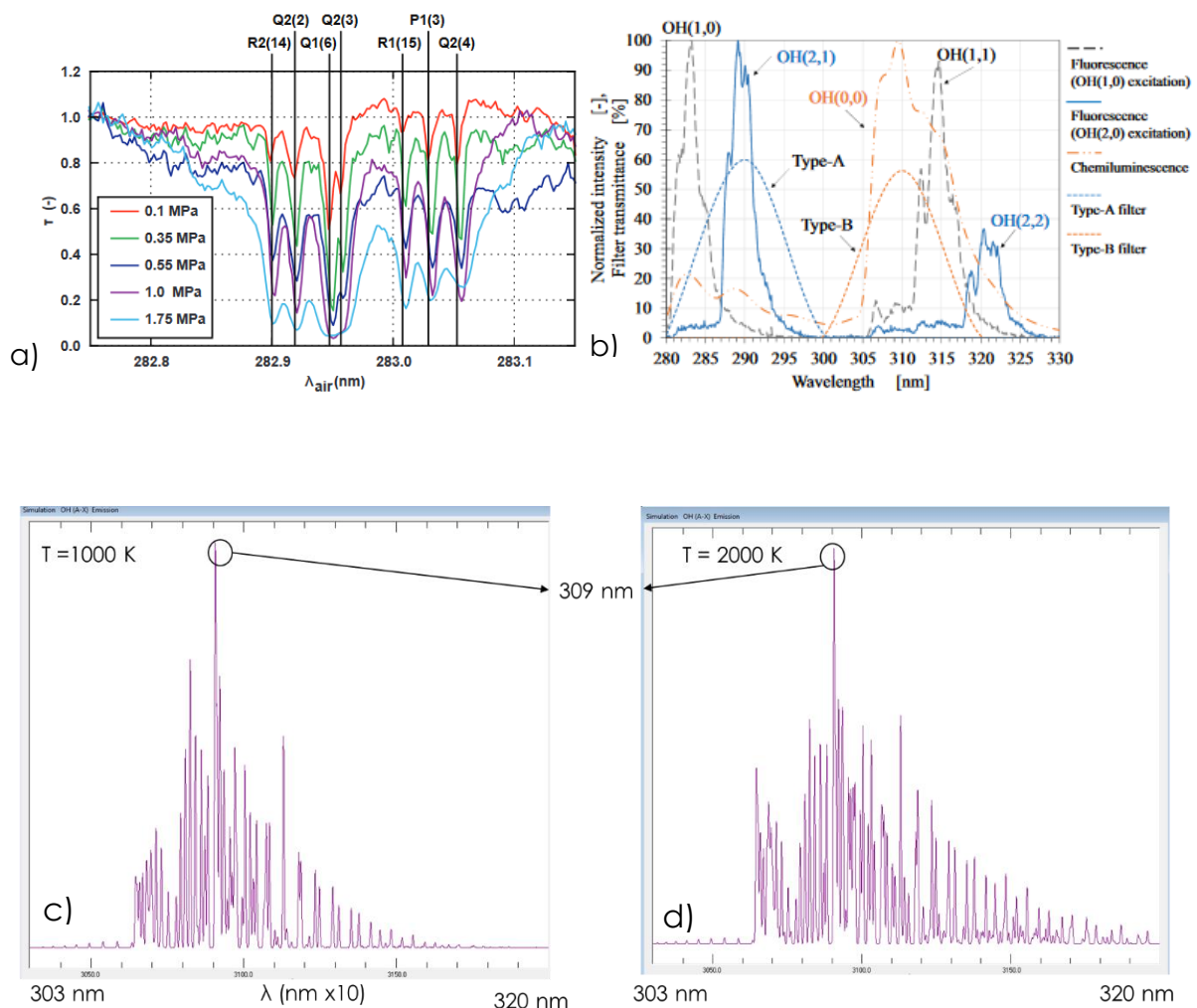


Figure 2-12: a) Mesure du spectre de transmittance τ d'une flamme laminaire à pression constante [193]. b) comparaison du spectre de chimiluminescence et de la fluorescence. Spectre d'émission de la molécule OH à 2000 et à 1000 K en c) et d) respectivement.

La Figure 2-12 (b) issue de Takeuchi et al. [194] compare les spectres de chimiluminescence OH mesurés à l'aide d'un spectromètre et les spectres de fluorescence après excitation de la bande OH(1,0) et OH(2,0). La branche $Q_1(6)$ a été choisie comme ligne

d'excitation dans les deux méthodes pour ces deux bandes d'excitation. Ces spectres ont été obtenus à partir d'une flamme de diffusion à jet H_2/O_2 à la pression atmosphérique. Le spectre a été normalisé par intensité maximale de chaque cas. Comme le montre la Figure 2-12 (b), la fluorescence après excitation par la bande OH(1,0) est principalement détectée dans les bandes OH(0,0) et OH(1,1). L'intensité de fluorescence de la bande OH(1,1) est la plus forte du spectre. Cependant, on peut clairement voir que le spectre de la chimiluminescence de la bande OH(0,0) se superpose également à celui de la fluorescence OH(1,1).

En traçant le spectre d'émission de la molécule OH via le logiciel LIFBASE, à une température proche de la température de la flamme, cf. Figure 2-12 (c) et (d), on peut observer que le spectre d'émission de radical OH se situe entre 306 et 315 nm avec un niveau maximal d'émission à 309 nm.

Conclusion

Dans cette partie, on a présenté le diagnostic optique par fluorescence induite par plan laser. Premièrement, on a évoqué le mécanisme d'excitation et de désexcitation de molécule OH d'un point de vue théorique à l'aide d'un modèle à deux puis à plusieurs niveaux. Ensuite, on a discuté de l'influence des différents paramètres tels que la pression, la chimiluminescence et le parasite sur la molécule OH (Quenching) et sur la qualité de signal à récupérer. On a montré que la raie $Q_1(6)$ est le meilleur choix dû à son indépendance à la température dans notre plage de travail mais aussi puisqu'elle présente l'absorption la plus élevée autorisant à un signal PLIF-OH suffisant à haute pression. Donc dans cette étude, l'excitation se fera sur la raie $Q_1(6)$ avec une collection autour de 309 nm. On a vu qu'une attention particulière devra être portée à la chimiluminescence.

2.2.5 Combinaison de diagnostics PLIF et PIV

Dans cette étude, une combinaison d'imagerie PIV à haute vitesse et de PLIF est utilisée pour observer la propagation de la flamme et des gaz frais lors du processus de combustion du n-heptane dans la configuration à piston à cavité (chapitre 4). L'avantage de l'approche actuelle, qui utilise PLIF-OH à 10 kHz, est l'imagerie résolue dans le temps du développement du noyau de la flamme dans un grand champ de vision. A partir de ces données transitoires, les contours de la flamme et de leur vitesse de propagation peuvent alors être extraits.

2.2.5.1 Montage expérimental

Les mesures par PLIF-OH ont été effectuées en simultané avec la PIV. Les radicaux OH ont été excités au niveau de la ligne $Q_1(6)$ à l'intérieur de la bande $A^2\Sigma^+ \leftarrow X^2\Pi(1-0)$ en utilisant un laser à colorant à fréquence doublée (*Sirah Credo*). Le laser à colorant est pompé par un laser Nd:YAG doublé en fréquence à 532 nm (*EdgeWave*). Le résonateur et l'amplificateur

fonctionnent avec de la Rhodamine 6G dissoute dans de l'éthanol. Le laser de pompage fonctionne à une fréquence de répétition de 10 kHz. Les durées d'impulsion moyennes sont de ~ 10 ns. Pour réduire les intensités lumineuses au niveau de l'optique du laser à colorant, le faisceau du laser de pompage a été élargi par un télescope avec un facteur d'expansion de 1.4.

Le rayonnement du laser à colorant à 566 nm est doublé en fréquence en utilisant un cristal BBO. Les premières et secondes harmoniques sont séparées par quatre prismes de Pellin-Broca. À 283 nm, des énergies d'impulsion jusqu'à 150 $\mu\text{J}/\text{pulse}$ sont obtenues à une fréquence de 10 kHz (~ 1.5 W).

Concernant la PIV haute cadence, les éléments principaux sont décrits dans le paragraphe 2.2.5.5.

La Figure 2-13 présente la combinaison des dispositifs de mesure PLIF-OH et PIV. Le positionnement du laser de PLIF par rapport à la chambre de combustion a été réglé *via* 3 miroirs ajustables possédant un haut pouvoir réfléchissant (optimisé pour une longueur d'onde de 283 nm). Une lame dichroïque TML1300 est utilisée pour combiner les deux faisceaux à 532 nm (transmission) et 283 nm (réflexion). Une nappe laser est formée en utilisant un générateur de plan laser convenant pour des longueurs d'onde de 266 nm à 532 nm et doté d'une lentille cylindrique de focale $f = -50$ mm. La nappe laser pénètre dans la chambre de combustion à travers un hublot en quartz UV et elle est dirigée dans le plan central de la chambre proche de la culasse. Au niveau du plan de mesure, la nappe laser mesure environ 15 mm de large pour une épaisseur d'environ 100 μm . En raison des pertes par réflexion au niveau des lentilles et du hublot, l'énergie des impulsions est réduite à l'intérieur de la chambre de combustion. Les alignements verticaux et horizontaux du laser sont été vérifiés régulièrement pendant les expériences.

La fluorescence autour de 308 nm a été recueillie à l'aide d'une caméra rapide PHOTRON SA5 couplée à un intensificateur Hamamatsu C9548. Le temps d'exposition de la caméra est de 1/50000 s. L'intensificateur Hamamatsu fonctionne avec un gain de 840 et une largeur de porte de 60 ns. En raison du temps de pose très court de l'intensificateur d'image (60 ns), la luminescence de la flamme a pu être limitée à un niveau raisonnablement bas.

Un filtre passe-bande avec une transmission de 90 % à 308 nm (UG11) a été utilisé pour réduire la lumière parasite diffusée et la luminosité de la flamme. Ce filtre est couplé à un filtre passe-haut WG305 d'épaisseur 2 mm qui permet d'éliminer les éventuelles contributions élastiques de la longueur d'onde d'excitation du laser. La résolution est de 83 $\mu\text{m}/\text{pixel}$. L'intensification et l'ouverture de la caméra sont synchronisées par rapport aux impulsions laser grâce à un second générateur d'impulsion DG645.

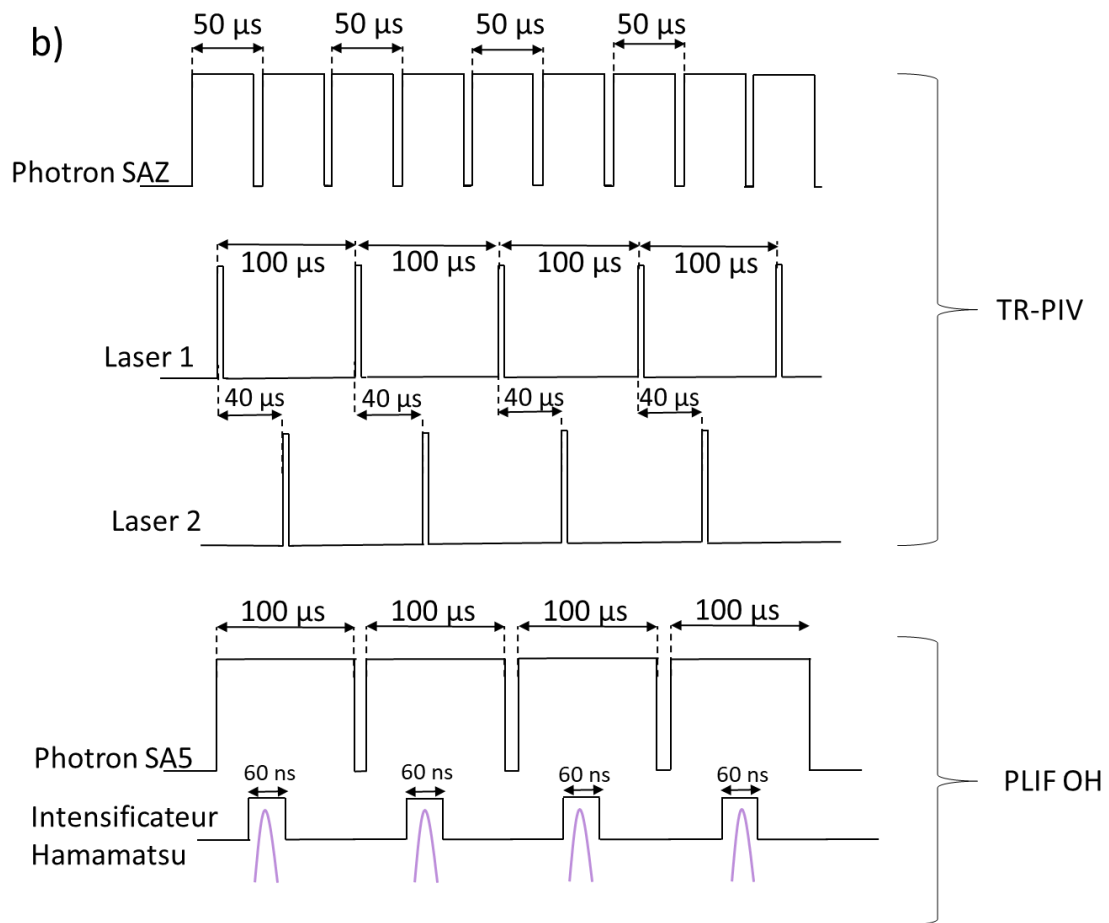
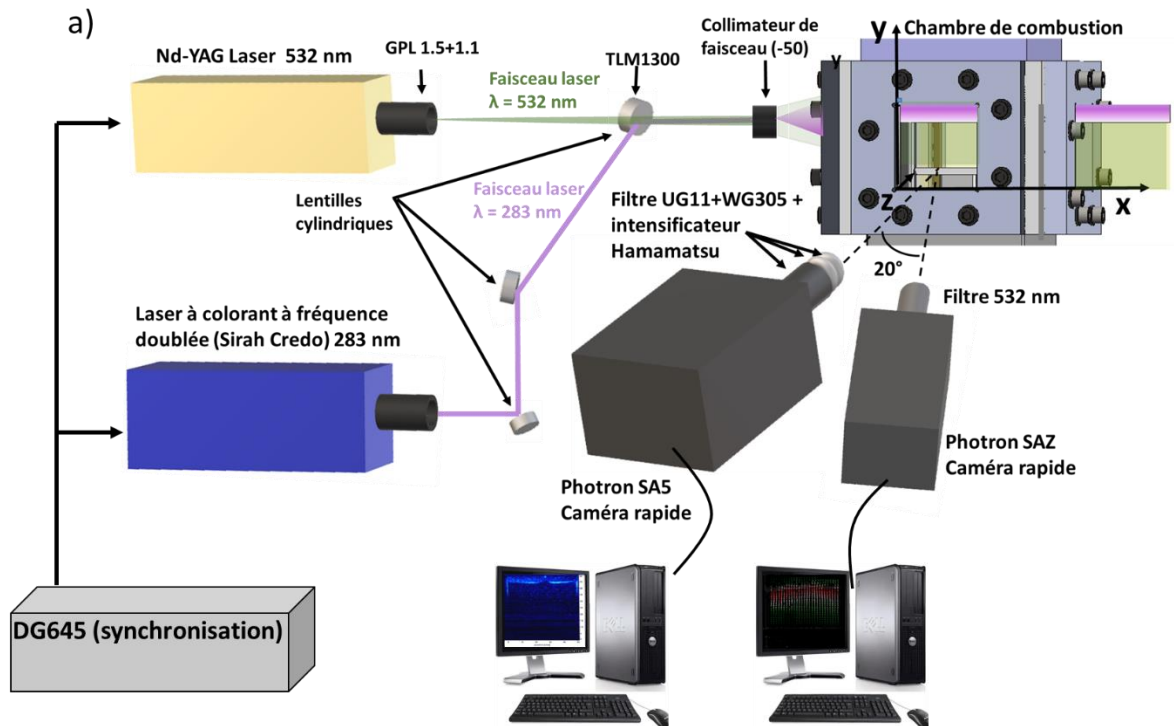


Figure 2-13: a) Schéma explicatif du dispositif de la combinaison de mesure par PLIF OH et PIV. b) Chronogramme de synchronisation du dispositif de fluorescence induite par plan laser sur les radicaux OH et de la vélocimétrie par image de particule combiné. L'axe optique de la caméra SA5 rapide est perpendiculaire au hublot de visualisation. Un angle de 20° est appliqué entre les axes des deux caméras.

Pour les essais qui sont réalisés en chimiluminescence-PIV combinées, le temps d'intensification est augmenté à 2 μs (au lieu de 60 ns pour le LIF) avec un gain de 800, en utilisant le même filtre UG11. La résolution est toujours 83 $\mu\text{m}/\text{pixel}$. Sauf les cas peu lumineux, avec 14 % de O_2 , où le temps d'intensification est augmenté à 8 μs et le gain de l'intensificateur est porté à 840.

2.2.5.2 Réglage expérimental de la longueur d'onde d'excitation

Le choix de la longueur d'onde d'excitation de la molécule OH est un paramètre très important impactant la qualité du signal détecté. Elle peut, par exemple, changer de quelques picomètres en fonction de la température. Afin d'optimiser le choix de la longueur d'onde d'excitation de la molécule OH, un brûleur d'hydrogène a été utilisé à pression atmosphérique. En effet, on utilise une flamme de diffusion H_2/air , et, suite au balayage de la longueur d'onde d'excitation sur la plage (282.9 nm - 283.1 nm) à l'aide du laser à colorant, on sélectionne la longueur d'onde d'excitation permettant la récupération d'un signal de fluorescence de la molécule OH optimale compte tenu des filtres utilisées (cf paragraphe 2.2.5.1) en amont de la camera.

En se basant sur le logiciel LIFBASE, un graphe représentant le spectre d'absorption de la molécule OH peut être tracé pour trouver la plage de longueur d'onde sur laquelle on cherche expérimentalement la longueur d'onde d'excitation idoine. Dans la Figure 2-14, les résultats expérimentaux montrent que l'excitation théorique calculée en utilisant LIFBASE pour la raie $Q_1(6)$ se trouve entre 282.9 et 283.1 nm et le pic maximal est à 283.01 nm. Ces résultats sont en accord avec les résultats expérimentaux en considérant l'allure de la Figure 2-14. Or, les résultats expérimentaux issus des balayages en longueur d'onde d'excitation issus de deux expériences réalisées sur deux jours distincts montrent que le pic d'excitation de la molécule OH (d'absorption) se trouve à 282.95 nm dans a) et 282.97 nm en b). Ces résultats montrent la haute sensibilité de la longueur d'onde d'excitation aux conditions ambiantes.

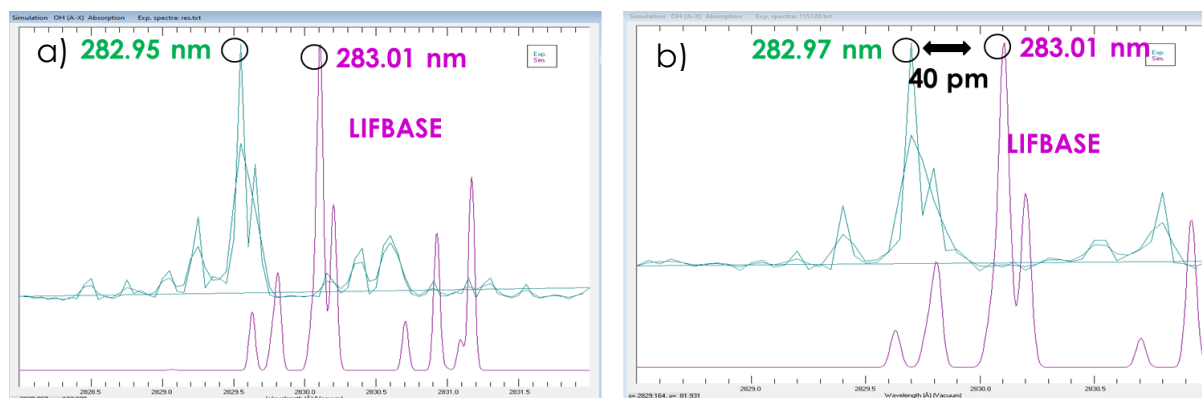


Figure 2-14: Résultats expérimentaux du spectre d'absorption de la molécule OH enregistré en deux période différents en a) et b) et comparaison avec les résultats de LIFBASE.

2.2.5.3 Effet de la présence des particules de ZrO₂ sur le signal de PLIF

Dans les expériences de combustion typiques, des éventuels résidus de diffusion élastique peuvent se superposer au signal de PLIF et ainsi contaminer l'image acquise. Ce phénomène parasite peut être causé par la diffusion des surfaces solides (hublot) lorsque le faisceau traverse la région de mesure ou bien dû à la présence des particules solides comme le ZrO₂ utilisées en PIV. La caractéristique distinctive entre la lumière diffusée élastiquement et celle résultante de la fluorescence induite est leur nature spectrale. La diffusion élastique ne se produit qu'à la longueur d'onde du laser, alors que la fluorescence se produit aux longueurs d'onde liées à toutes les transitions autorisées depuis l'état excité induit par le rayonnement laser, mais également les transitions résultant des niveaux énergétiques voisins du fait du transfert d'énergie par collision. L'utilisation du filtre WG305 (d'une épaisseur de 2 mm) couplée au filtre UG11 permet une séparation spectrale entre ces rayonnements parasites et le signal de fluorescence recherché.

2.2.5.4 Traitement d'image

Une procédure de post-traitement d'image a été appliquée aux acquisitions brutes pour extraire le front de flamme local. L'utilisation de PLIF OH combinée à la PIV présente l'inconvénient de la présence des particules solides (ZrO₂) dans la zone éclairée par le signal de fluorescence lui-même. Si la quantité de particules de ZrO₂ est élevée, la diffusion de mie sur ces particules éclairées par le signal de fluorescence, qui se fait donc sur la même longueur d'onde que celle d'analyse, engendrera alors un bruit supplémentaire sur l'image et perturbera alors le processus d'extraction des contours des fronts réactifs.

Afin de surmonter ce problème, une moyenne du fond d'image sur 20 images avant le début de formation du noyau d'autoinflammation est calculée. A toutes les images suivantes on soustrait cette moyenne afin d'éliminer le bruit de fond (voir Figure 2-7). Un filtre médian avec un noyau de 5x5 pixels est initialement appliqué afin d'éliminer le bruit.

Ensuite un filtrage préservant les bords est appliqué (Filtre bilatéral). Il s'agit d'un filtre non linéaire et réducteur de bruit qui remplace chaque valeur de pixel par la valeur de pixel moyenne pondérée des voisins.

`bilateralFilter(Image, d, σ_{Couleur} , σ_{espace})`

Le paramètre d prend le diamètre du voisinage dans lequel les pixels sont à considérer lors de ce filtrage. Ce diamètre est de 30 pixels dans notre traitement.

Bien qu'il ne soit pas nécessaire ici, le paramètre σ_{Couleur} est la valeur du filtre sigma dans l'espace colorimétrique. Avoir une valeur plus élevée de σ_{Couleur} signifie que les couleurs les plus éloignées dans l'espace colorimétrique sont prises en compte lors du filtrage. Le

paramètre σ_{espace} désigne la valeur de sigma dans le domaine spatial. Une valeur plus élevée de σ_{espace} signifie que les pixels les plus éloignés du pixel courant sont pris en compte lors du filtrage. Dans notre traitement, $\sigma_{\text{espace}} = \sigma_{\text{Couleur}} = 85$. Un exemple d'application de ce filtre est illustré dans la Figure 2-15.

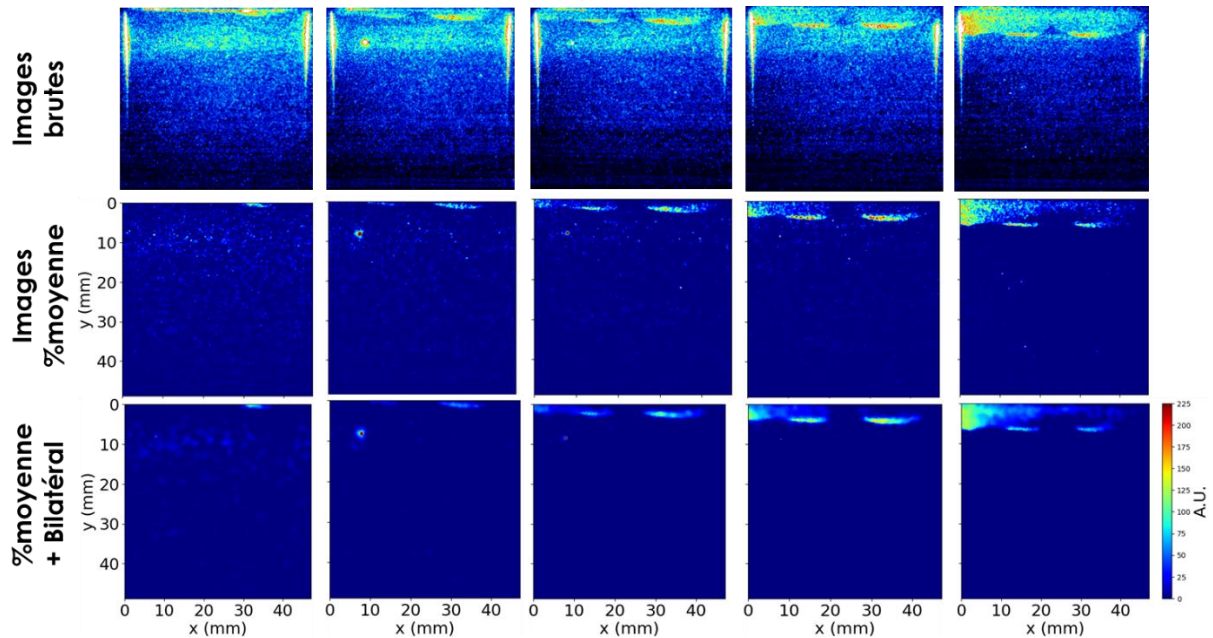


Figure 2-15: Schéma représentatif des filtres appliqués aux essais à différents instants. Mélange *n*-heptane - $O_2/N_2/CO_2$ (1/11/10.01/15.65 en mole), 20 bar, $\Phi = 1$.

Le niveau de seuil est calculé pour chaque image filtrée à partir de son histogramme d'intensité (minimum et maximum) pour créer des images binaires.

Afin de calculer la vitesse du front de la zone excitée par le laser LIF, et au vu de la morphologie de la flamme, deux parties sont sélectionnées dans l'image situées respectivement de part et d'autre de l'image (voir Figure 2-16 (a)). Chaque partie est divisée en 5 zones de largeur 60 pixel équivalent à une largeur de 3.5 mm par tranche et de longueur croissante liée à la propagation de la zone réactive (voir Figure 2-16 (b)). La zone d'intérêt pour le calcul de la vitesse de propagation du front réactif dans la zone de cœur, où les gradients de température sont mesurés, est limitée aux 12 premiers millimètres de la chambre. La position de ces fronts est ensuite extraite en utilisant les contours. La procédure d'extraction des positions est la suivante :

Pour chaque tranche, et chaque ligne verticale j , on cherche la position minimale (Y_{\min}) du contour. Afin d'annuler l'effet des contours qui sont en aval de la flamme (coté gaz brûlé) dans le calcul de la moyenne, on considère tous les points qui sont entre Y_{\min} et $(Y_{\min}-5)$ pixel. Ensuite, la moyenne est calculée sur la largeur de la tranche :

Équation 2-13 :

$$Y_{m,i} = \frac{\sum_{j=1}^{60} Y_{i,j}}{60}$$

avec $Y_{i,j}$ les positions sur la largeur la tranche i (entre $Y_{i,j} \min$ et $(Y_{i,j} \min - 5 \text{ pixel})$), i est le numéro de la tranche (de 1 à 10).

La Figure 2-16 (c) montre la variation des positions moyennes de chaque tranche dans le temps. Chaque ligne correspond à une tranche. D'après la Figure 2-16 (b), la détermination du front réactif dans la tranche numéro 10 n'est pas pertinente du fait du peu de signal induit par l'effet d'absorption du rayonnement laser lors de sa traversée de chambre de combustion. C'est ce qui explique l'évolution irrégulière de la courbe de position correspondante (Y_{10}). Cette tranche sera écartée et donc non prise en compte dans le calcul de vitesse.

Ces positions sont ensuite filtrées avec un filtre médian avec un noyau de 5x5 pixels. un filtre passe bande avec une fréquence de coupure normalisé à la fréquence d'enregistrement de 0.5 est ensuite appliqué (voir Figure 2-17 (a) et (b)).

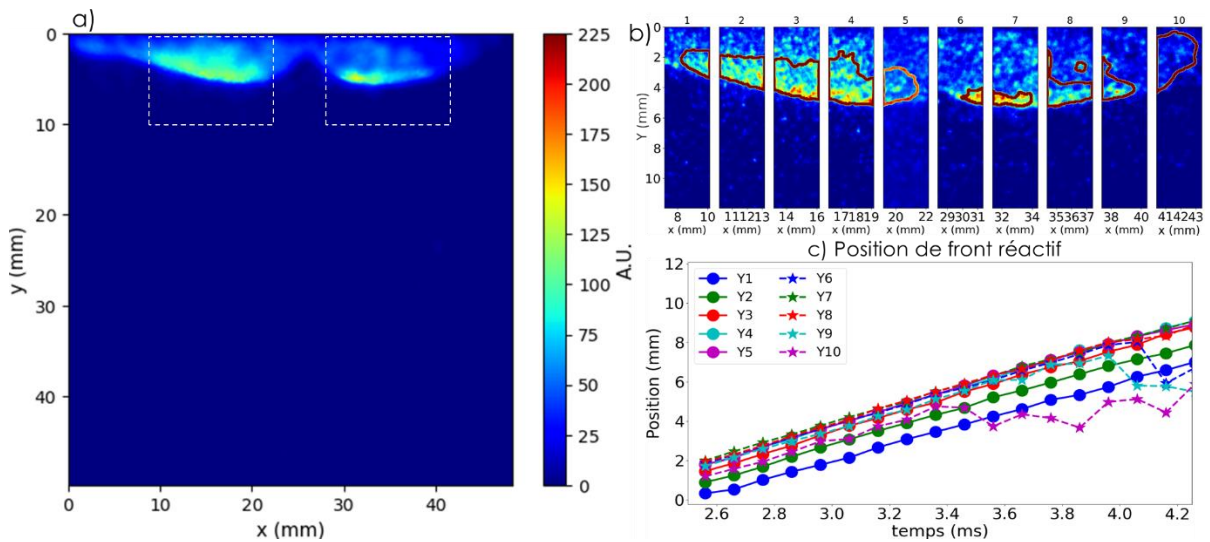


Figure 2-16: a) Image filtrée, b) image brute avec les contours, c) position du front de flamme correspondant aux 10 tranches dans le temps. Mélange *n*-heptane/ $O_2/N_2/CO_2$ (1/11/12.83/12.83 en mole), $P_{TDC} = 20 \text{ bar}$, $\Phi = 1$.

La vitesse apparente de chaque tranche est alors la distance entre deux contours consécutifs divisée par le pas de temps approprié :

Équation 2-14 :

$$S_{api} = \frac{Y_{m,i}[t + \Delta t] - Y_{m,i}[t]}{\Delta t}$$

A mentionner que l'inclinaison du front réactifs observé sur les tranches extrêmes (1, 2, 3 et 8, 9, 10) reste inférieure à 15 degré. L'erreur sur la vitesse alors déduite reste inférieure à 5 % ce qui est considéré comme tout à fait acceptable dans le cadre de cette étude.

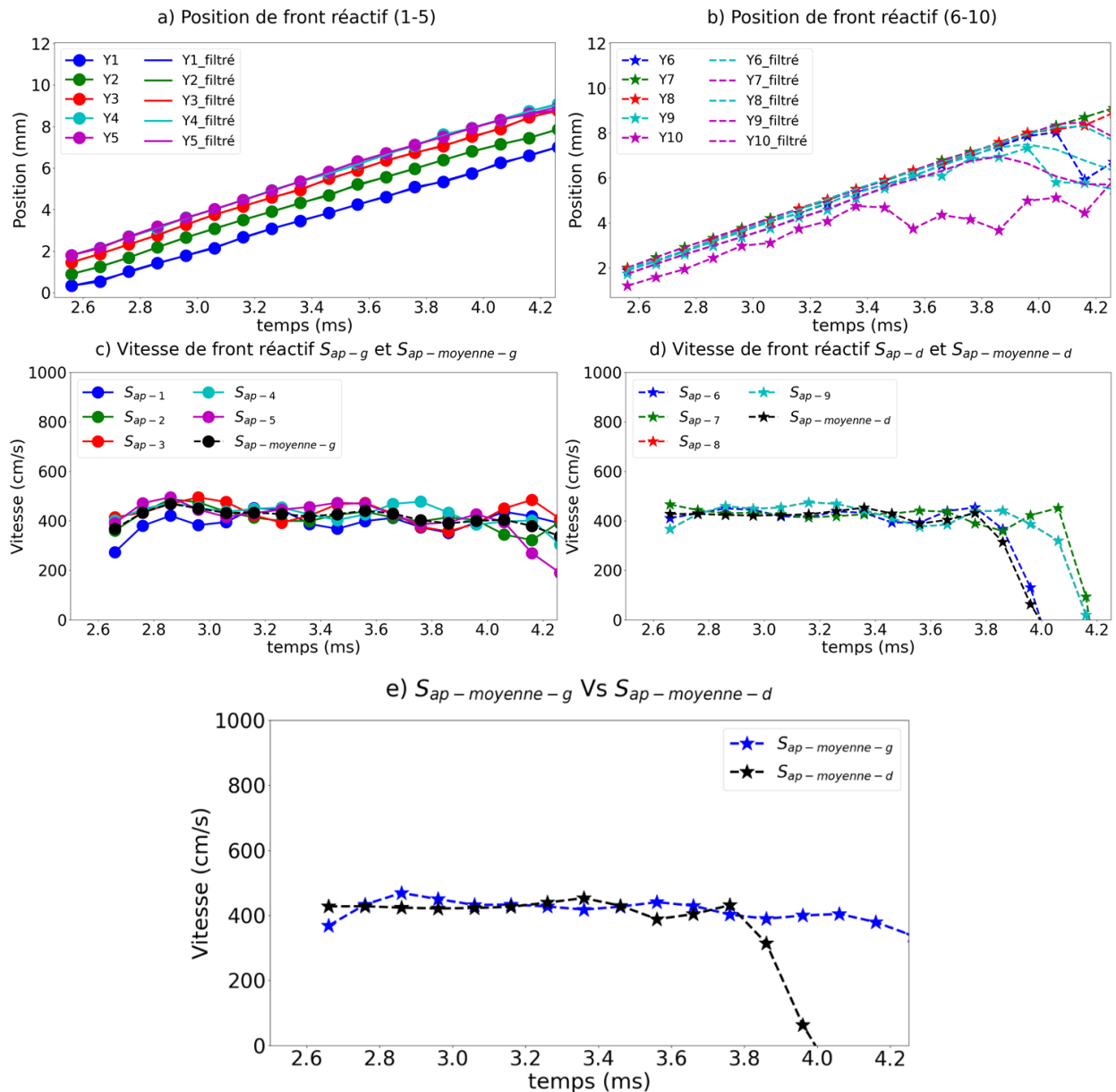


Figure 2-17: Comparaison entre les positions des fronts réactifs des différentes tranches avec celles filtrées en a) et b) et les vitesses correspondantes en c) et d) avec les vitesses moyennes. e) vitesse moyenne finale de la zone droite et la zone gauche. Configuration à piston à cavité.

Les résultats obtenus (cf. Figure 2-17) montrent que les vitesses des différentes tranches sont proches. Cela est vérifié pour l'ensemble des essais effectuées aussi bien en LIF, Chimiluminescence ou PIV. Un exemple de l'évolution de la vitesse des différentes tranches en fonction du temps est présenté dans la Figure 2-17 (c) et (d).

Ainsi, pour chaque test, deux vitesses seront déterminées (Vitesse moyenne gauche et vitesse moyenne droite) correspondant aux vitesses moyennes des tranches de la partie gauche et de la partie droite de l'image :

Équation 2-15 :

$$S_{ap\ moyenne-g} = \frac{\sum_{n=1}^5 S_{api}}{5} \text{ et } S_{ap\ moyenne-d} = \frac{\sum_{n=6}^{10} S_{api}}{5}$$

Le graph e) de la Figure 2-17 montre que ces deux vitesses sont très proches. Ce premier résultat implique une répartition symétrique et homogène du gradient de température dans la chambre de combustion (partie droite vs partie gauche). Ce comportement a été vérifié sur l'ensemble des tests réalisées.

Le même traitement présenté ci-dessus est aussi utilisé pour les images de chimiluminescence et de PIV en réactif dans le cas du piston à cavité (chapitre 4). Pour les mesures réalisées en PIV en réactif, les images sont utilisées directement sans soustraction d'une image moyenne. Les vitesses obtenues montrent des comportements similaires à celles présenté ci-dessus.

2.2.5.5 Vitesse du gaz frais

La vélocimétrie par image de particules est utilisée pour déterminer la vitesse des gaz frais durant la propagation du front réactif. La connaissance de cette vitesse est essentielle pour étudier la vitesse de propagation de front relativement aux gaz frais.

Les images sont enregistrées en utilisant une caméra Photron SAZ positionnée perpendiculairement à la nappe laser avec un léger angle (20°). Une correction de cette inclinaison est réalisée à l'aide du logiciel DAVIS qui est capable de corriger la légère distorsion d'image liée à l'angle d'observation. La résolution spatiale des images est de 83.88 µm/pixel. La synchronisation entre la caméra et les impulsions laser est garantie par le module *LaVision HighSpeed controller*. Des particules d'oxyde de zirconium ZrO₂ (diamètre < 5 µm, diamètre moyen de l'ordre de 1 µm) sont utilisées comme traceurs pour suivre l'écoulement.

Les images acquises sont traitées et analysées avec le logiciel LaVision *Davis 8*. Pour une bonne résolution, le déplacement maximal de l'écoulement doit être inférieur à 1/4 de la fenêtre d'interrogation ($\Delta x < 1/4 D_i$). Retenant une fenêtre d'interrogation de 16x16 pixels, l'intervalle temporel dt entre deux images est donc choisi de manière à ce que le déplacement minimal soit entre 2 et 3 pixel/image.

Les images obtenues sont traitées de la manière suivante : tout d'abord, un filtre temporel est appliqué afin d'éliminer le bruit de fond en soustrayant l'intensité minimale. Enfin, les vecteurs

sont calculés avec l'algorithme de corrélation croisée (*cross-correlation algorithm*) en utilisant la méthode adaptative avec multiples itérations et une taille de cellule successivement décroissante : d'une fenêtre d'interrogation de 32x32 pixels avec recouvrement (*overlap*) de 25 % (2 itérations) vers une pondération adaptative de 32x16 pixels sans recouvrement (3 itérations). Les vecteurs vitesses sont post-traités pour supprimer les vecteurs dont le rapport de pic de corrélation est inférieur à 1,2 et éliminer les groupes comportant moins de 3 vecteurs. Les profils de vitesse sont tracés sur trois positions de la chambre de combustion ($x = 5$, $x = 25$ et $x = 45$ mm). La vitesse de gaz frais à chaque instant est donc la vitesse moyenne de ces trois vitesses. La position du front par rapport aux vecteurs vitesses a été vérifiée pour assurer que les vecteurs vitesses considérés sont ceux devant le front.

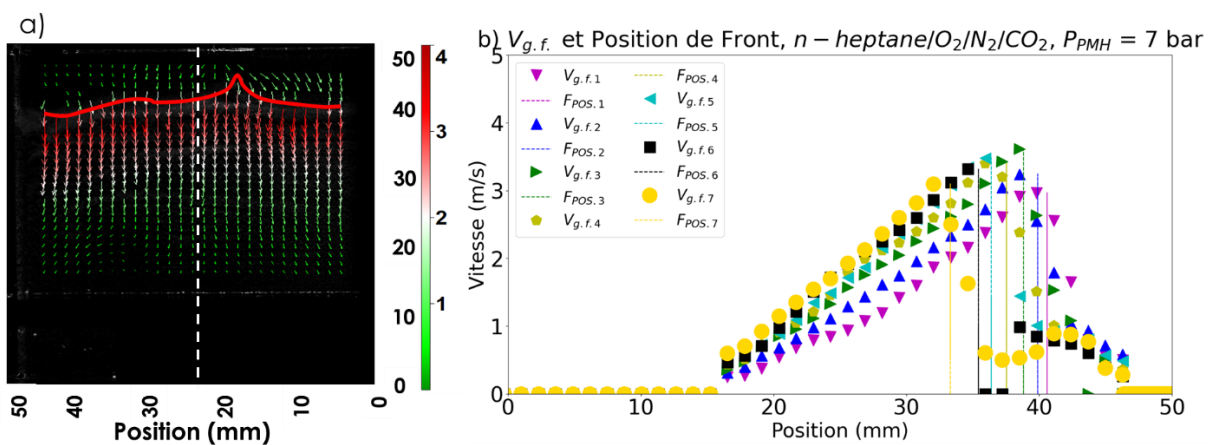


Figure 2-18: (a) Champ de vitesse durant la combustion à partir de mesures PIV et la position de front en rouge. (b) Les profils des vitesses dans le temps sur une ligne verticale (tiret blanc en (a)) et les positions des fronts réactifs correspondants.

Un exemple de champ de vitesse est illustré sur la Figure 2-18 (a) pour le mélange n -heptane/ $O_2/N_2/CO_2$ (1/11/12.83/12.83 en mole) à un instant donné, pour le cas d'un GTAC élevé. La ligne rouge correspond à la position du front réactif à cet instant extrait par la PIV. Le pas de temps (dt) dans cette condition est de 100 μs ce qui est équivalent à un déplacement d'environ 3 pixels par image. La vitesse moyenne du gaz se trouvant devant le front réactif est de l'ordre de 320 cm/s. Les profils de vitesse dans le temps (symboles) sur une position de la chambre de combustion (ligne pointillée blanche à la Figure 2-18 (a)) sont tracés à la Figure 2-18 (b) avec les positions de front réactifs correspondant (lignes pointillées verticales). Les profils de vitesse montrent que la vitesse des gaz frais est maximale devant le front et puis elle diminue progressivement en s'éloignant du front. Un essai est répété trois fois minimum. L'écart type de la vitesse mesurée est inférieur à 13 %.

2.3 Thermométrie

Dans le but de caractériser le gradient de température dans la zone du cœur avant le début de la formation du noyau d'autoinflammation, des mesures de température ont été réalisées avec les thermocouples à très haute bande passante dans des mélanges inertes représentatifs des mélanges réactifs en remplaçant l'oxygène par de l'azote. Les thermocouples ont été installés sur des flasques latérales pour mesurer la variation de la température durant et après la compression.

Dans ces dernières décennies, des techniques optiques non intrusives ont été développées pour mesurer la température moyenne et instantanée dans les fluides. On peut citer la fluorescence induite par laser ou l'interférométrie, etc. Ces diagnostics souvent sophistiqués nécessitent des temps de développement importants et des coûts élevés. A contrario, les diagnostics intrusifs impliquant des sondes de type thermocouple restent les plus simples, et restent très précis. Ces sondes sont donc les plus couramment utilisés pour mesurer la température à moindre coût. Le principe de fonctionnement d'un thermocouple est basé sur l'effet Seebeck découvert en 1821. Lorsque deux métaux différents sont en contact, leur nuage électronique génère une tension électrique qui est une fonction de la température de la jonction entre ces deux métaux.

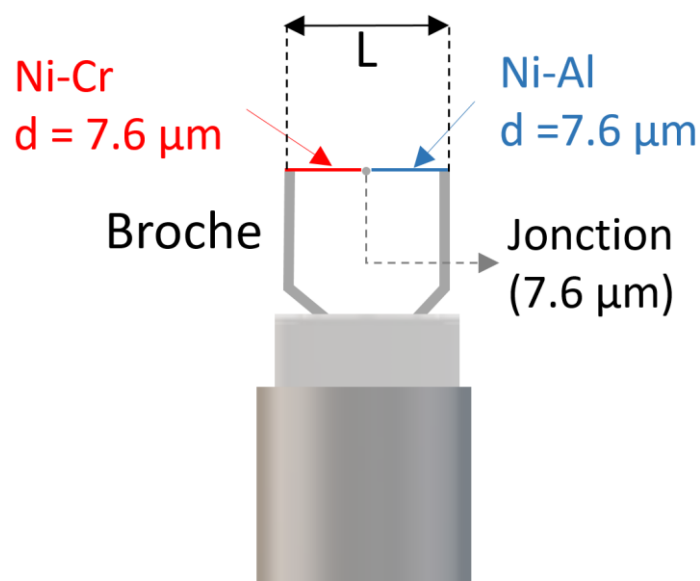


Figure 2-19: Schéma représentatif du thermocouple de type K, diamètre de soudure 7.6 µm.

Dans cette étude, des thermocouples de type K Alumel-Chromel sont utilisés. Ce couple de métaux autorise une très bonne sensibilité sur une gamme de fonctionnement très large (-270 à 1370 °C). Les thermocouples utilisés sont réalisés à l'institut Pprime et ont des diamètres de jonction de 7.6 µm, ce qui assure un excellent temps de réponse (cf paragraphe ci-après). On assure de plus un rapport longueur-diamètre $L/d \gg 500$ où L est la distance séparant les

fil et d est le diamètre des fils fins (voir Figure 2-19). La condition $L/d \gg 500$ nous permet de négliger les effets de la conduction à travers les fils [195], [196].

L'acquisition des données se fait *via* une carte d'acquisition DT9805 *data translation* configuré à travers le logiciel QuickDAQ. La fréquence d'acquisition est de 12.5 KHz. Selon le fabricant, la précision des mesures est de l'ordre de ± 1 K.

L'enregistrement est déclenché manuellement en mode interne avant le lancement de chaque test. Pour garantir la synchronisation entre le début de l'enregistrement du thermocouple et le top départ de la MCR, un signal de la sortie du DG645 est enregistré dans une des entrées du dispositif d'acquisition de température et dans le système de contrôle commande de la MCR (LabVIEW) où est acquis le signal de pression.

Corrections des températures mesurées

Les caractéristiques de la réponse du thermocouple dépendent de la convection thermique entre le thermocouple et le fluide, du rayonnement thermique et de la conduction thermique le long du fil. Par conséquent, il est nécessaire de prendre en considération ces phénomènes en corrigeant le signal mesuré pour remonter à la température du fluide.

Les données de mesure des thermocouples sont corrigées selon Pitts et al. [197] en tenant compte du profil temporel de vitesse mesuré par la technique de vélocimétrie par imagerie de particules à l'endroit où les thermocouples sont installés. Les mesures de température sont également corrigées pour tenir compte du transfert de chaleur par rayonnement et de la réponse temporelle τ des thermocouples. La température du gaz (T_g) est liée à la température mesurée (T_j) par la relation suivante :

Équation 2-16 :

$$T_g = T_j + \tau \frac{dT_j}{dt} + \frac{\varepsilon\sigma}{h} (T_j^4 - T_w^4)$$

où τ est la constante de temps de la contribution du transfert de chaleur par convection et il peut être calculé en utilisant la relation $\tau = (\rho_j C_j d_j) / 4h$, où ρ_j , C_j et d_j sont respectivement la densité, la capacité thermique et le diamètre du fil du thermocouple, h est le coefficient de transfert thermique par convection, et il peut être calculé à l'aide de la corrélation standard de Collis and Williams [198] suivante :

Équation 2-17 :

$$h = \frac{A}{\left(\frac{T_m}{T_j}\right)^a} * \frac{k}{d} + \frac{B}{\left(\frac{T_m}{T_j}\right)^a} * \left(\frac{Ud}{v}\right)^n * \frac{k}{d}$$

Avec $A = 0.24$, $B = 0.56$, $a = -0.17$ et $n = 0.45$. Cette corrélation est valide pour des nombres de Reynolds compris entre 0.01 et 140. Dans notre cas, le nombre de Reynolds durant et après la compression se situe entre 0.8 et 26, ce qui autorise l'utilisation de la corrélation précédente :

$Rey = \frac{\rho \cdot U \cdot d}{\mu}$ où la viscosité dynamique μ varie entre 2.12^{E-05} et 3.69^{E0-5} Kg/m.s, la densité ρ varie entre 0.93 et 8 Kg/m³, la vitesse varie durant et après la compression entre 0.5 et 3 m/s dans la zone où les thermocouples sont installés et $d = 7.6$ μ m.

L'émissivité du thermocouple est ϵ , et la température des parois de la MCR est T_w . Les réponses temporelles des thermocouples varient en fonction des conditions expérimentales en raison de la vitesse du gaz et des différences de propriétés du gaz (viscosité, conductivité thermique et densité) qui affectent le nombre de Nusselt. Ces paramètres sur lesquels est basée la constante de temps varient au cours du processus de compression. Par conséquent, la constante de temps est calculée en fonction des propriétés instantanées du gaz estimées *via* CANTERA [94]. La constante de temps varie entre 4.7 (avant la compression) et 1.6 ms (au PMH).

2.3.1 Etude numérique caractéristique des thermocouples à fil fin

Dans cette partie, une étude caractérisant le fonctionnement des thermocouples à fil fin est présentée. Elle est inspirée par le travail effectué par Lalizel [199]. Il s'agit d'un code de calcul basé sur l'estimation des effets convectif, radiatif, de l'inertie du couple et de la conduction sur la température. Elle nous permet de prendre en considération ces paramètres dans le calcul de la température adiabatique T_{ad} pour trouver ce qu'on appelle T_{model} . Cette température peut être calculée par itérations en utilisant l'équation suivante :

Équation 2-18 :

$$T_{model}[i] = T_{model}[i - 1] + \frac{Dt}{(\rho_{therm} * V_c * C_{p_{therm}})} * (\Phi_{conv} + \Phi_{rad} + \Phi_{cond})$$

Où V_c est le volume du thermocouple ($V_c = \frac{\pi * d^2}{4} * l$), ρ_{therm} est la masse volumique du thermocouple estimé à 8700 Kg/m³, $C_{p_{therm}}$ est la moyenne des capacités thermiques de la partie Alumel et Chromel du thermocouple.

Le coefficient de transfert thermique convectif h est une fonction du nombre de Nusselt instantané, de la conductivité thermique instantané et du diamètre de soudure.

Équation 2-19 :

$$h_{conv}[i] = k[i] * Nu[i] / d$$

Où le nombre de Nusselt est calculé en utilisant la corrélation d'Hilpert pour des nombres de Reynolds compris entre 1 et 4000 :

Équation 2-20:

$$Nu[i] = 0.43 + 0.53 * \left(\frac{\mu[i] * C_p[i]}{\lambda[i]} \right)^{0.31} * Re^{0.5}$$

μ est la viscosité dynamique, C_p est la capacité calorifique a pression constante, λ est la conductivité thermique et Re est le nombre de Reynolds calculé via l'équation suivante :

Équation 2-21 :

$$Re = \frac{V[i] * d}{\lambda[i] * \rho[i]}$$

Où V est la vitesse du gaz et ρ est la masse volumique du gaz. Toutes les propriétés instantanées du gaz sont obtenues via CANTERA en fonction de la température T_{ad} calculée à travers le signal de pression supposant une compression adiabatique 1D. La vitesse du gaz est la vitesse locale où les thermocouples sont installés, mesurée par la technique vélocimétrie par imagerie de particules.

La conductance convective G_{conv} est obtenue en multipliant le coefficient de transfert thermique convectif h_{conv} par la surface d'échange S du thermocouple ($S = 2 * \pi * d * l$). Enfin, le flux convectif ϕ_{conv} est obtenue via l'équation suivante :

Équation 2-22 :

$$\phi_{conv} = G_{conv} * (T_{ad}[i] - T_{model}[i - 1])$$

L'effet radiatif de son côté est calculé en se basant sur la différence entre la température de la paroi et la température du gaz via l'équation suivante :

Équation 2-23 :

$$\phi_{rad} = G_{rad} * (T_w^4 - T_{model}[i - 1]^4)$$

avec $G_{rad} = \varepsilon * 5.67 \cdot 10^{-8} * S$ la conductance radiative et S est la surface d'échange du thermocouple mentionné ci-dessus.

Le flux conductif ϕ_{cond} est une fonction de la conductance de conduction avec les broches Alumel et Chromel et la différence entre la température de la paroi et la température du gaz :

Équation 2-24 :

$$\phi_{cond} = G_{cond} * (T_w - T_{model}[i - 1])$$

$$\text{Avec } G_{cond} = G_{Alumel} + G_{Chromel} = \frac{1}{\frac{1}{K_a \pi \frac{d_c^2}{4}} + \frac{1}{K_{ba} \pi \frac{d_b^2}{4}}} + \frac{1}{\frac{1}{K_c \pi \frac{d_c^2}{4}} + \frac{1}{K_{bc} \pi \frac{d_b^2}{4}}}$$

$$\frac{l}{2} \quad \frac{l_b}{2} \quad \frac{l}{2} \quad \frac{l_b}{2}$$

Avec K_a et K_c sont les conductivités thermiques du thermocouple Alumel et Chromel, K_{ba} et K_{bc} sont les conductivités thermiques de la broche Alumel et Chromel, l est la longueur du thermocouple entre les deux broches, l_b est la longueur des broches, d_c et d_b sont les diamètres du thermocouple (jonction) et des broches.

Ce modèle permet d'étudier l'influence des différents paramètres tel que : le diamètre d , la longueur du thermocouple l et la vitesse du gaz V sur la température mesurée dans notre configuration en MCR.

L'influence de diamètre de soudure sur le temps de réponse de thermocouple est présente dans la Figure 2-20. A 140 ms après le PMH, une différence de 4.5 K est trouvée entre la température du cœur adiabatique (T_{ad}) calculé en utilisant le signal de pression (cf. méthode détaillée au paragraphe 2.1.4) et $T_{modél}$ avec un diamètre de 7.6 μm . Cette différence augmente avec l'augmentation du diamètre. En effet, L'augmentation du diamètre de soudure ralentit le temps de réponse de thermocouple. Il influence la conduction et la convection thermique. Un diamètre de soudure de 7.6 μm permet d'observer des températures proches de la température théorique par la réduction des effets conductifs. La Figure 2-20 (b) montre la différence en température entre le diamètre 7.6 μm et des diamètres supérieurs. Une différence croissante avec l'augmentation du diamètre est obtenue durant la compression. Cette différence s'atténue progressivement après la compression. Un diamètre de 9 ou 10 μm ne présente pas une grosse différence de température par rapport à un diamètre de 7.6 μm à partir de 3 ms après le PMH. Les diamètres supérieurs à 12 μm dénotent d'une plus grande inertie pour rejoindre la température mesurée par un thermocouple de diamètre 7.6 μm (Figure 2-20(c)).

Concernant l'effet conductif, pour un diamètre de soudure fixe de 7.6 μm , la Figure 2-20 (c) montre l'influence de différent rapport longueur/diamètre. Une longueur faible conduit à un temps de réponse élevé comme le montre cette même figure. Un rapport l/d de minimum 500 est nécessaire pour avoir un temps de réponse acceptable.

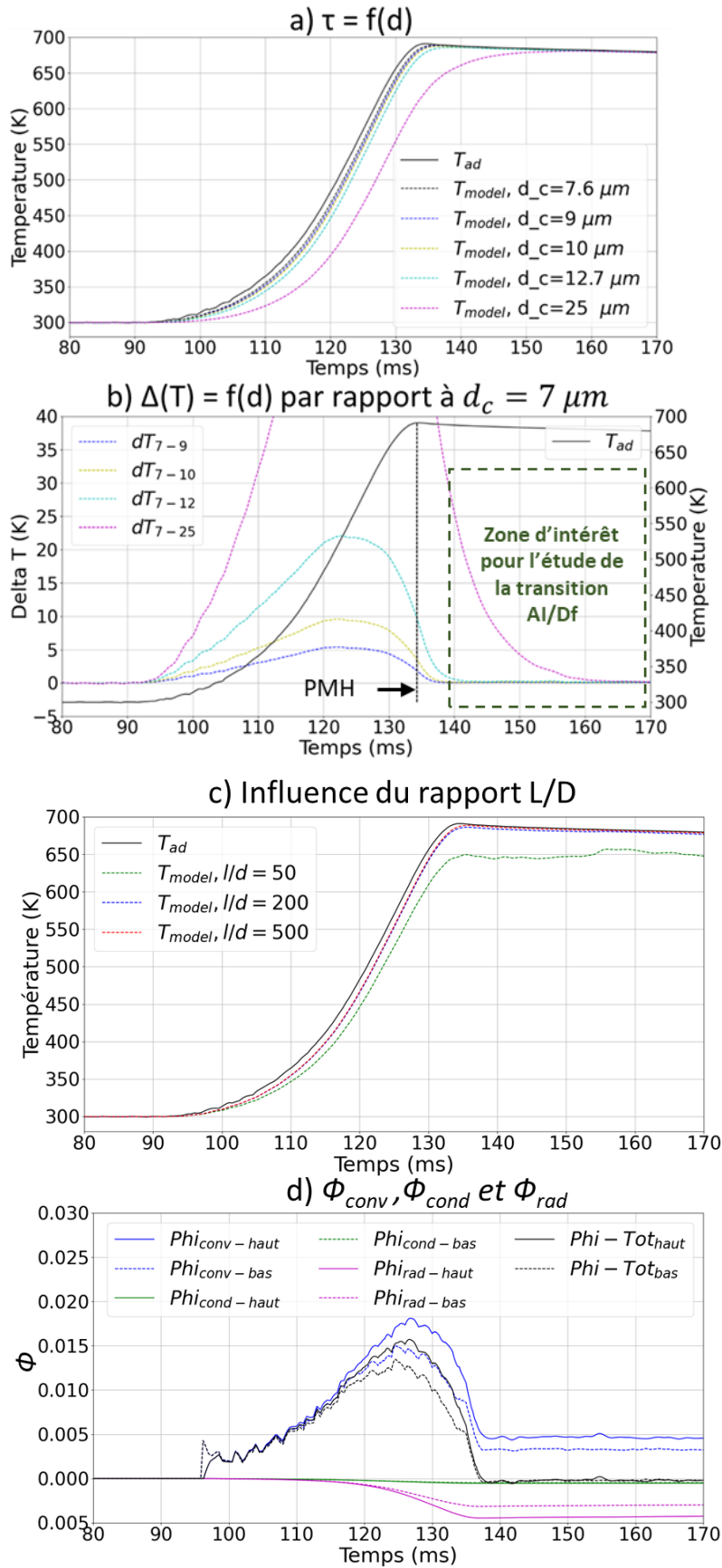


Figure 2-20 : a) Influence du diamètre de soudure sur la réponse du thermocouple. b) différence de température pour différents diamètres de soudures par rapport au $d = 7.6 \mu m$. c) influence du rapport longueur/diamètre du fil à la température. d) flux conductif, radiatif, et convectif dans le temps.

Compte tenu de l'effet de la méthode de mesure sur la température mesurée, afin de pouvoir facilement comparer notre mesure expérimentale à la valeur théorique adiabatique qui utilise le signal de pression et ne prend donc pas en considération l'effet de la présence du thermocouple sur le transfert de la chaleur ni l'effet de sa géométrie, nous avons choisi de corriger les estimations théoriques (cœur adiabatique) en y appliquant l'équation précédente et ainsi comparer directement ces résultats à la mesure expérimentale. La méthode est présentée dans la section suivante.

2.3.2 Estimation numérique de la variation de température durant la compression

L'une des hypothèses sur laquelle sont basées les études dans les MCRs est l'existence d'une zone du cœur adiabatique homogène. Cette hypothèse permet de calculer la température en supposant que la température n'est affectée que par le biais du travail des forces de pression (voir section 2.1.3). Dans le cas d'un profil de température initiale stratifié, il y aura alors plusieurs températures de cœur adiabatique dans la zone du cœur. En effet, chaque élément de fluide se trouvant dans la zone du cœur après compression aura sa propre température de cœur dépendant de sa température initiale avant compression.

Compte tenu de la nécessité de maîtriser le GTAC dans notre étude, les variations de température durant et après la compression peuvent être calculées en utilisant l'hypothèse d'une compression 1D adiabatique dans la zone du cœur en partant du profil de température initiale mesuré. Pour des raisons de simplicité, on suppose le fluide immobile après la compression.

Pour ce faire, la position et la température initiale des différents points dans le cylindre et la chambre de combustion sont mesurées en utilisant un thermocouple de type K (600 μm) collé sur une tige et une règle (Figure 2-21 (a)). Supposant une compression 1D adiabatique de tous ces points, leurs positions durant la compression jusqu'au PMH sont calculées à l'aide du signal de déplacement du piston qui traduit la variation de volume dans la chambre (Figure 2-21 (b)). Les variations de température dans le temps sont calculées avec la variation de la pression mesurée. Enfin, un profil temporel de température peut être tracé à une position choisie dans la chambre de combustion représentant la température de tous les éléments des fluides qui passent successivement par cette position durant la compression (Figure 2-21 (c)). Ce profil peut être comparé à celui de température mesurée par les thermocouples. De plus, en choisissant deux points dans la chambre de combustion, un gradient de température local peut alors être ensuite calculé. Ce calcul permet de prendre en considération l'effet du mélange initial à travers le calcul du C_p (voir section 2.1.3).

Afin de comparer cette température théorique issue de ces calculs aux mesures expérimentales par thermocouple, la correction précédente doit être appliquée pour prendre en considération les effets de transferts de chaleur par convection, conduction et radiation subis par la mesure expérimentale. Les résultats de cette comparaison sera discuté dans le chapitre 3 (section 3.2, Figure 3-6).

Le code de calcul de ces profils de température est présenté en Annexe 7.5.

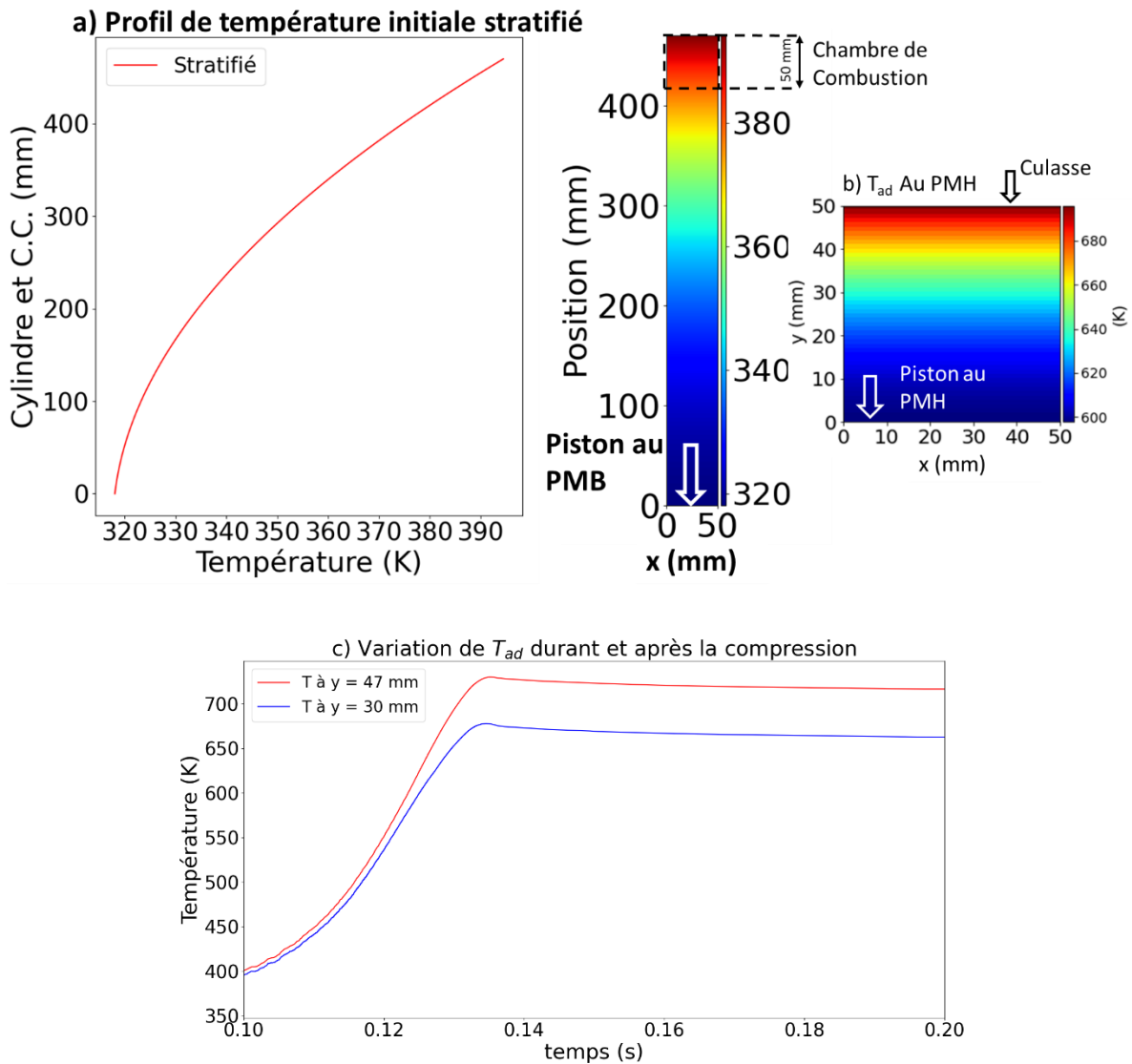


Figure 2-21: a) Profil de température initiale sur l'axe de piston (cylindre et chambre de combustion). b) distribution de la température théorique (T_{ad}) après la compression. c) variation de la température adiabatique durant et après la compression pour le cas d'une mélange inerte n-heptane/ N_2 / CO_2 (1/42/10.34 en mole), $\Phi = 1$, à $y = 47$ et à $y = 30$ mm.

2.4 Méthodes numériques

Dans cette partie, on va détailler les outils numériques utilisés pour déterminer la vitesse fondamentale de flamme laminaire et les délais d'auto-inflammation.

2.4.1 Estimation de la vitesse de flammes laminaire

Afin de caractériser le mode de propagation du front réactif suite à l'auto-inflammation du mélange, on propose de comparer la vitesse de propagation de front réactif à la vitesse fondamentale de flamme S_L . Par définition, S_L est la vitesse d'une flamme libre adiabatique unidimensionnelle stable et elle résulte de l'influence combinée de la réactivité, de la diffusivité et de l'exothermie du mélange [84]. La définition de la vitesse de la flamme laminaire permet de l'adapter aux calculs utilisant le schéma cinétique, les propriétés thermodynamiques et de transport dans les codes informatiques 1D. Elle ne dépend que de la pression, de la température et de la composition du mélange. Des mesures directes de S_L peuvent être réalisées avec plusieurs techniques pour valider les mécanismes cinétiques qui sont complexes et nécessitent une validation expérimentale (voir 1.8.1.2).

Ce paragraphe est dédié à l'estimation de S_L dans les conditions de l'étude. Malgré la large gamme de pression couverte par les études disponibles dans la littérature, peu de données existent pour les régimes de combustion à haute température. En effet, à notre connaissance, seuls quelques enregistrements existent dans la littérature pour les données de vitesse de flamme laminaire à une température supérieure à 500 K [84], [91], [200].

Dans notre étude, les expériences sont réalisées à haute température (600-750 K). Par conséquent, S_L sera calculée à l'aide du logiciel CANTERA. Nous considérerons donc une flamme plate pré-mélangée se propageant librement avec des propriétés de transport multi composants et le schéma cinétique de San Diego [185]. Les simulations ont été effectuées en utilisant les mêmes conditions de pression et de température au PMH et les mêmes compositions de mélange. Un domaine spatial de 0,5 mm qui limite l'effet de pré-réaction dans les gaz frais est utilisé pour le calcul de S_L . Pour la discrétisation spatiale de ce domaine, on définit un maillage uniforme. Dans le domaine thermodynamique exploré, aucune flamme froide n'a été observée. En augmentant le domaine spatial (temps de séjour), la contribution de la diffusion moléculaire diminue progressivement et la propagation de la flamme se transforme finalement en auto-inflammation, ce qui est cohérent avec [153]. Cet effet est montré dans la Figure 2-22 pour des simulations effectuées avec le mélange n-heptane/ O_2/N_2 à pression initiale de 7 bar et température initiale de 700 K. La Figure 2-22 (a) montre le cas d'un domaine spatial de 0.5 mm qui montre l'absence des effets de pré-réaction dans le calcul. Contrairement à la Figure 2-22 (a), la Figure 2-22 (b) montre la transformation de la propagation de la flamme vers l'autoinflammation avec l'augmentation du domaine spatial de 0.5 à 34 mm.

Les résultats des simulations de S_L à l'aide du schéma cinétique de San Diego sont comparés à ceux obtenus avec le mécanisme détaillé de PoliMi [201] qui inclut la chimie à haute et

basse températures pour les carburants primaires de référence, et la corrélation d'Adamo et ses collaborateurs [105] développée pour les conditions de fonctionnement du moteur. Les comparaisons sont dans le chapitre 3 (section 3.5, Figure 3-9).

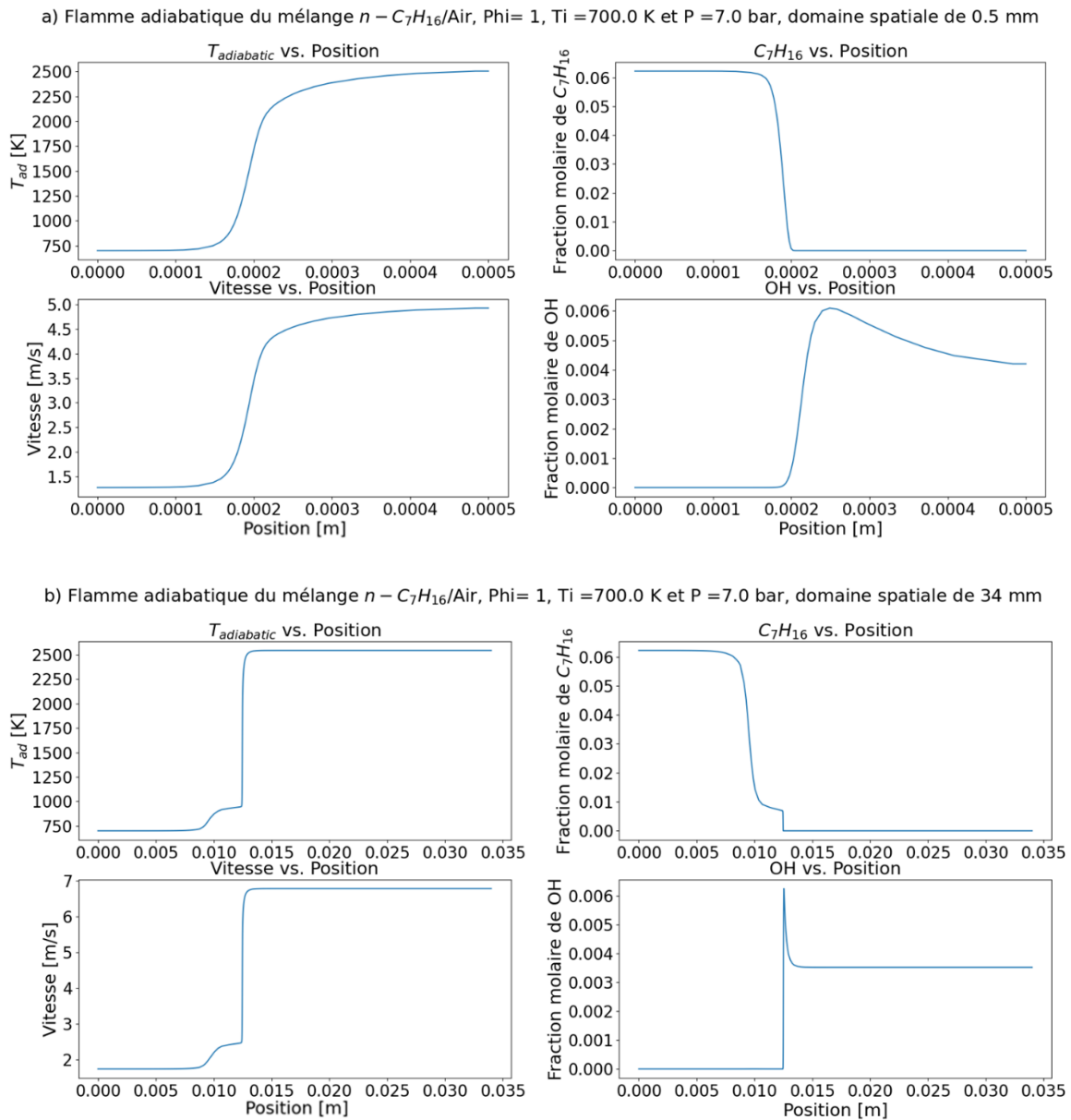


Figure 2-22: Résultats des simulations des deux domaines spatiaux 0.5 mm en a) et 34 mm en b) pour le mélange n -heptane/ O_2/N_2 à $P = 7$ bar et $T_0 = 700$ K.

2.4.2 Délai d'autoinflammation et dynamique d'autoinflammation séquentielle

Différents régimes de combustion sont étudiés dans le présent travail. Comme la dynamique des fronts d'autoinflammation spontanée est déterminée par les gradients de délai d'autoinflammation, la détermination des délais d'autoinflammation doit être faite avec précision. A cet égard, un code interne développé en python et basé sur CANTERA est utilisé.

Suivant l'approche conventionnelle, cet outil représente la compression adiabatique d'une zone de cœur, en utilisant le signal de pression expérimental d'un essai inerte représentatif. Cela permet de prendre en compte l'influence du profil de compression et des phases de refroidissement post-compression sur les délais d'autoinflammation.

En pratique, les mélanges non réactifs utilisés pour enregistrer le signal de pression sont choisis en remplaçant l'O₂ par le N₂ dans la composition de l'air synthétique. Les données de pression sont traitées comme suit : le signal enregistré à 100 kHz est filtré à l'aide d'un filtre médian dont la taille du noyau est égale à 51 points, ce qui évite de modifier les données principalement dans la région de fin de compression. Ensuite, la fréquence d'échantillonnage de données est diminuée d'un facteur 50. Enfin, le code impose au mélange réactif de suivre la compression volumétrique permettant de reproduire l'évolution de pression suivie par le mélange non réactif, en supposant une compression adiabatique de cette région. La chimie détaillée est représentée à l'aide des sous-routines de CANTERA et du mécanisme cinétique détaillé de San Diego [185].

La Figure 2-23 montre les résultats des simulations des délais d'autoinflammation en fonction de la température pour le mélange stœchiométrique n-heptane/O₂/N₂ à 20 bar au PMH, avec (ligne pleine) et sans (ligne pointillée) historique de compression. L'écart observé montre l'influence dominante de l'historique de compression (délais faibles) et de refroidissement post compression (délais longs).

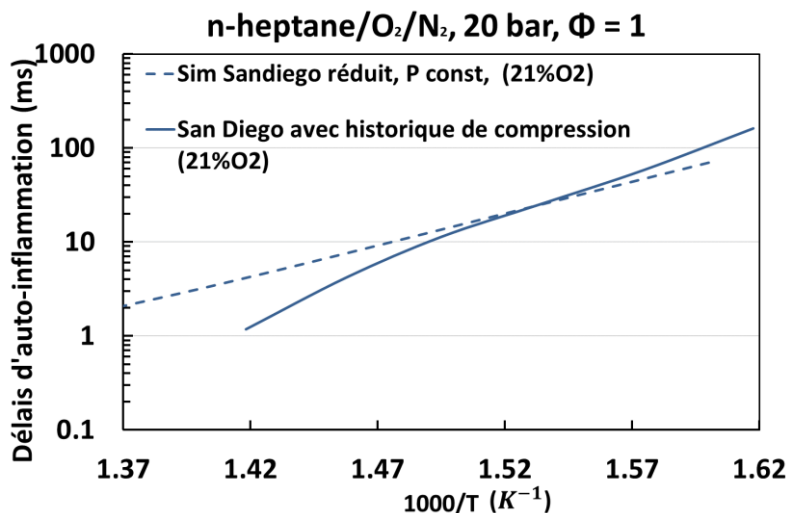


Figure 2-23: Délais d'autoinflammation en fonction de la température, simulés en utilisant le schéma détaillé de San Diego avec (ligne pleine) et sans (ligne pointillée) historique de compression.

Dans ce travail, les simulations sont effectuées pour différentes dilutions, températures, pressions et rapports d'équivalence. Les résultats correspondants du délai d'inflammation sont ensuite utilisés pour calculer la vitesse d'inflammation spontanée grâce à l'Équation 1-13 :

$S_{sp} = (d\tau/dT_0 \cdot dT_0/dx)^{-1}$ avec τ est le délai d'autoinflammation à T_0 et dT_0/dx est le gradient de température dans le gaz frais [4].

Chapitre III

3. Etude de la transition front d'autoinflammation/Déflagration en machine à compression rapide : résultats expérimentaux et numériques dans le cas d'un piston plat

Dans ce chapitre, le régime de combustion dominant dans un mélange homogène et gazeux de combustible et d'air synthétique est étudié dans la machine à compression rapide alors équipée d'un piston plat. Les conditions initiales de l'écoulement interne sont caractérisées aussi bien du point de vue aérodynamique que thermique. En effet, l'aérodynamique interne de la MCR est d'abord caractérisée par la vélocimétrie par image de particules (PIV). Deux gradients de température différents sont générés au sein de la MCR. Quantifiés par thermométrie rapide, ces conditions permettent de générer des fronts d'autoinflammation ou de déflagrations quasi-1D, se propageant dans une large région laminaire et chaude de la chambre de combustion. Ensuite, l'influence du mélange et des propriétés thermodynamiques est étudiée par une approche numérique afin de saisir les conditions clé menant au front d'inflammation spontané ou à la déflagration. Enfin, les régimes de combustion obtenus numériquement et expérimentalement sont analysés.

Dans ce chapitre, un piston plat de section carrée à coins arrondis (50x50 mm) (Figure 3-1) est utilisé pour comprimer notre mélange réactif. Les expériences ont été réalisées pour un mélange stœchiométrique et pauvre de n-heptane- $O_2/N_2/CO_2$ ($\Phi = 1$ et $\Phi = 0,5$). Différentes températures (570-730 K) au PMH sont obtenues en modifiant la composition du gaz diluant tout en conservant un taux de compression volumétrique fixe ($\epsilon = 9$) et à pourcentage d'oxygène également fixe. L'étude menée s'attachera à identifier l'influence des paramètres tels que le taux de dilution (à richesse fixe) et la pression au PMH sur un large domaine (7-20 bar). La capacité thermique de chaque mélange de réactifs a été calculée en utilisant la composition du mélange et la température au PMH.

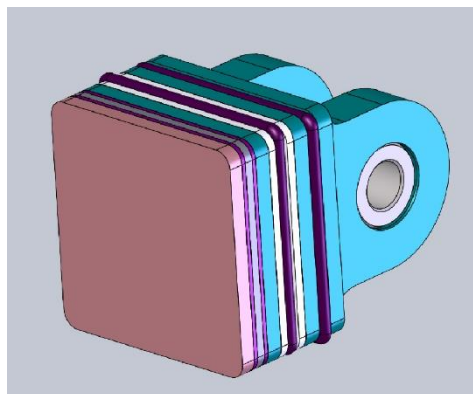


Figure 3-1: Schéma représentatif de Piston plat utilisé dans cette étude.

La chambre de combustion, le cylindre, les conduits d'admission, les vannes et les capteurs de pression sont chauffés à l'aide d'un système de chauffage régulé multizones afin d'obtenir une distribution homogène ou stratifiée de la température dans le cylindre (voir section 3.2). Dans cette partie de l'étude effectuée avec le piston plat, seule une cartouche chauffante Watlow de diamètre 6.3 mm a été utilisée pour chauffer la culasse. La régulation de la température de cette cartouche s'effectue à travers la carte d'acquisition et l'interface LabVIEW de la MCR.

La préparation du mélange se fait directement dans la MCR et un temps de repos d'une heure est respecté avant de lancer chaque test pour assurer l'homogénéité initiale du mélange.

Concernant les mesures de température, les thermocouples sont localisés dans un des coins de la chambre respectivement à 3 et à 20 mm par rapport à la culasse (cf. section 3.2). Le choix de ces positions des thermocouples, dans un coin du volume mort cubique, résulte des résultats par fluorescence induite par plan laser (température) obtenus par Ben Houidi et al. [178] et des mesures du champ de vitesse effectué dans cette étude *via* la technique vélocimétrie par image de particule. Ce choix sera justifié dans la partie 3.2.

3.1 Caractérisation aérodynamique

Lors de la phase de compression, une partie du mélange ne subit pas de transfert thermique extérieur et est donc comprimée de manière adiabatique. C'est la zone de cœur adiabatique. Lors de l'utilisation d'un piston plat, les couches limites aérodynamiques et thermiques, qui se développent en paroi pendant la compression, sont raclées par le piston et s'enroulent pour former des tourbillons de coin. En se développant, ces derniers peuvent finir par affecter la totalité du volume de la chambre de combustion, causant alors la disparition de toute zone du cœur adiabatique. Ce phénomène a été étudié largement dans la MCR de PPRIME par Strozzi et al. [6], [136] et Ben Houidi et al. [178]. Ces études se sont focalisées sur la caractérisation aérodynamique et thermique dans le plan central de la chambre de combustion. Dans l'étude de Strozzi, les champs de vitesse et de température ont été comparés pour des délais de 10 et 30 ms après le PMH. Les résultats alors obtenus montrent que le processus de la combustion dépend fortement du gradient de température local généré par l'écoulement. En parallèle, les mesures par PIV montrent que les couches limites formées durant la compression par le mouvement de piston sont réorientées vers le milieu de la chambre pour se propager ensuite vers le haut rejoignant le haut de la chambre et causant une hétérogénéité de température élevée après le PMH. Les mesures par fluorescence induite par plan laser effectuées par Ben Houidi et al. [178] (Figure 3-2) ont montré que la zone du cœur adiabatique

est localisée dans l'angle constitué de la paroi latérale et de la culasse pour des délais de l'ordre de 18ms.

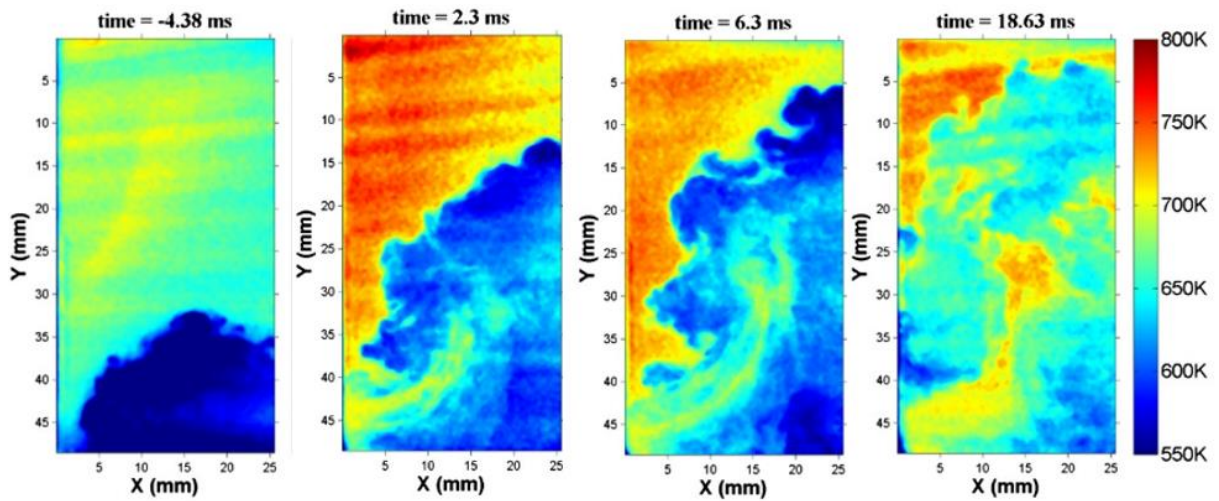


Figure 3-2: Mesures quantitatives de champ de température par PLIF dans le plan central de la MCR. $P_{PMH} = 10.7 \text{ bar}$, $T_{ad} = 773 \text{ K}$ [178].

Dans la présente étude, l'écoulement interne a été caractérisé pendant et après la compression en utilisant la technique de PIV 2D pour différentes positions de la nappe laser (voir Figure 2-4). On notera que le taux de compression volumétrique utilisé est identique à celui de l'étude de Ben Houidi.

Tout d'abord, le champ de vitesse a été mesuré dans le plan médian de la chambre. Les résultats de la Figure 3-3 (a) montrent le déplacement du vecteur vitesse avant et après la compression pour 7, 20 et 40 bar de pression au point mort haut (PMH). L'échelle de couleur traduit l'amplitude du vecteur vitesse à l'intérieur de la chambre de combustion. Du fait des accès optiques, l'évaluation du champ aérodynamique est limitée à la partie supérieure de la chambre correspondant au volume mort, c'est-à-dire le volume au PMH. Globalement, on observe dans ce plan central une diminution de la vitesse avec l'augmentation de la pression pendant et après la compression. A la fin de la compression, une grande région tourbillonnaire, générée par le déplacement du piston est observée à 7 bar, elle occupe la quasi-totalité de la largeur de la chambre. Ces tourbillons résultent de l'enroulement des couches limites, ces zones sont plus froides et fortement turbulentes. Ils se déplacent vers le haut et réduisent en grandissant la taille de la zone laminaire, en raison de la convection et du mélange turbulent entre les deux régions [19]. Par conséquent, l'analyse de l'évolution temporelle du champ de vitesse, au PMH et quelques dizaines de ms plus tard, fournit des informations sur la taille de la région du cœur chaud : cette dernière est identifiée comme une région à faible vitesse qui n'est pas affectée par les tourbillons de coin à vitesse plus élevée et plus froids.

À une pression initiale plus élevée, le déplacement des tourbillons est plus lent. La région des tourbillons de coin est plus petite et la région non influencée par ces tourbillons reste localisée dans la partie supérieure de la chambre près de la culasse (voir cercle blanche Figure 3-3 (a), $P_{PMH} = 40$ bar). Elle reste présente plus longtemps qu'à faible pression. Si la région complémentaire à cette zone tourbillonnaire fait partie de la zone du noyau chaud, du moins avant l'impact des tourbillons sur la paroi supérieure, cela suggère que la région du noyau chaud est d'autant plus grande que la pression initiale est élevée. Elle persiste jusqu'à 20 ms après le PMH à 40 bar dans les conditions étudiées dans le plan central, ce qui est cohérent avec les images de PLIF de Ben Houidi [178] à $P=20$ bar.

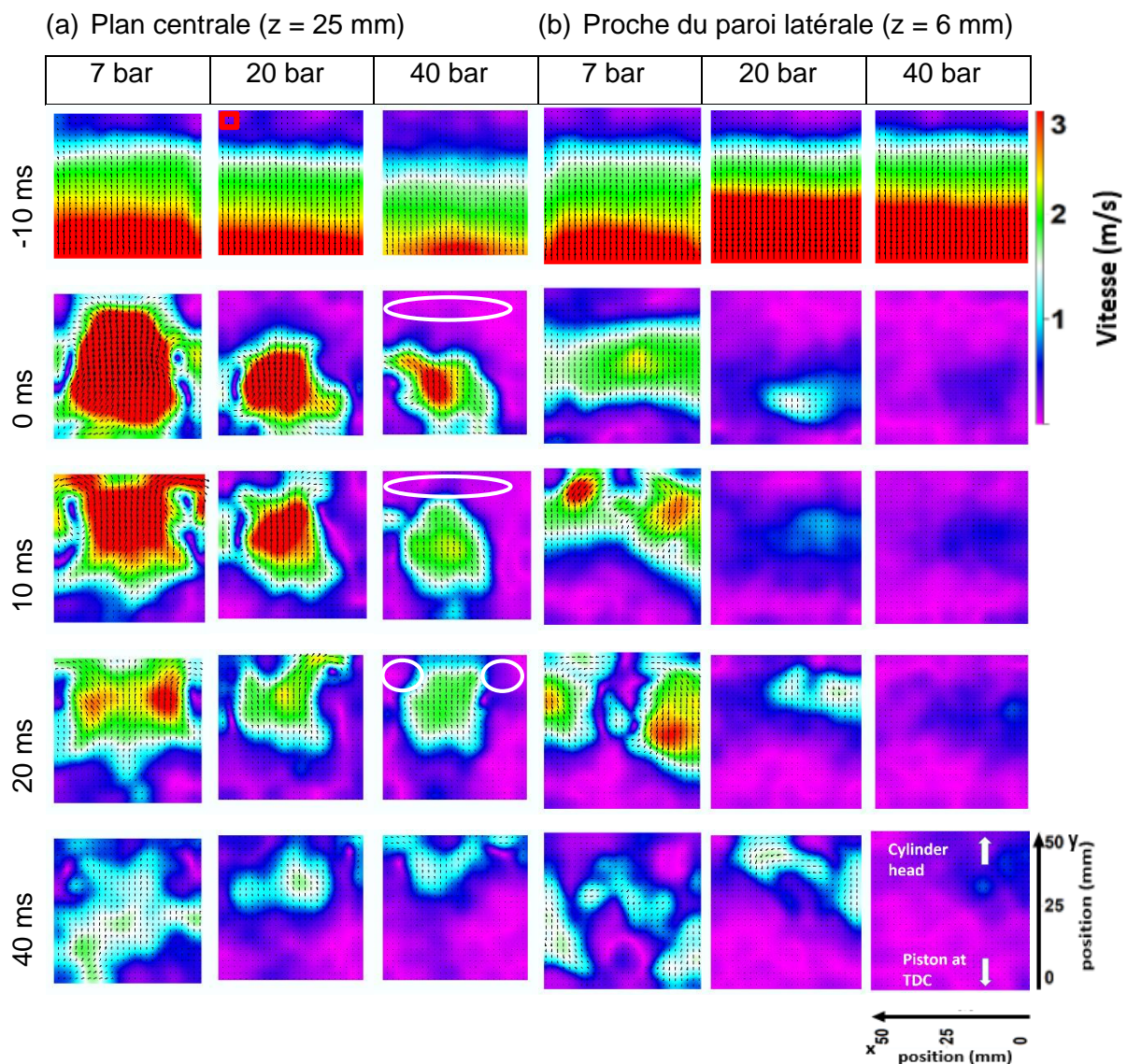


Figure 3-3: Champ de vitesse pendant et après la compression à partir de mesures PIV avec une nappe laser de $500 \mu\text{m}$ au plan médian de la chambre (a) et à 6 mm de la paroi de la chambre (b). Pression au PMH de 7, 20 et 40 bar.

Afin de caractériser l'aérodynamique aux coins de la chambre près de la culasse, la nappe laser est déplacée à 6 mm du bord, voir Figure 2-4. Le champ de vitesse moyenne reporté sur la Figure 3-3 (b) montre une zone de tourbillon de coin plus réduite après compression à 20 et 40 bar au PMH. Le temps présumé de persistance de zone de cœur adiabatique au centre, est plus important à 20 et 40 bar qu'à 7 bar. Ce résultat suggère que la région à faible vitesse est plus large et persiste plus tard près des parois latérales dans les coins de la chambre après la compression. Par conséquent, les sections suivantes sont basées sur l'hypothèse d'une région de cœur adiabatique chaud, ce qui permettra de calculer sa température à partir du signal de pression. La véracité de ces deux points seront évalués à l'aide de thermocouples dans la section suivante.

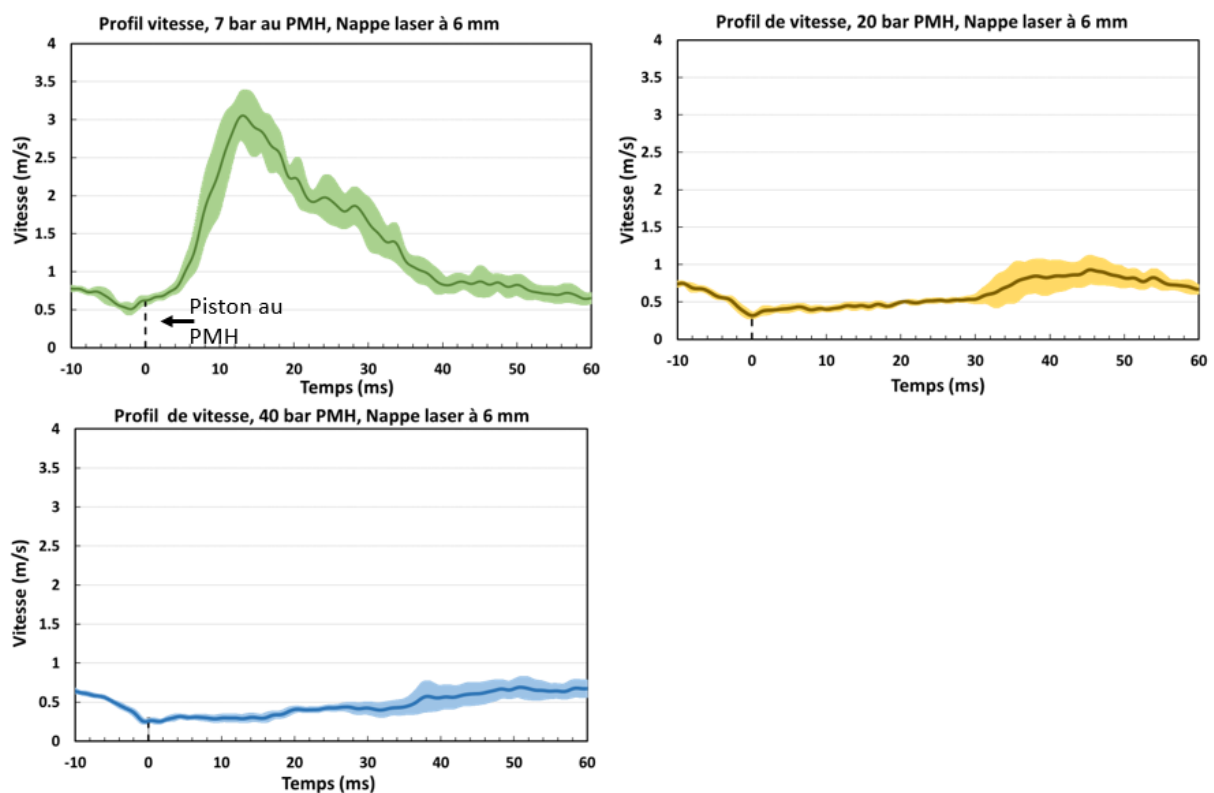


Figure 3-4: Profil de vitesse moyenne obtenue par mesure de PIV avec nappe laser à $x = 6$ mm de la paroi latérale dans un carré (2×2 mm). Son centre est localisé à 3 mm par rapport à la culasse et à 6 mm par rapport au paroi latérale (voir carré noir dans la Figure 3-3).

Des mesures réalisées en PIV, il est alors possible de tracer les évolutions temporelles de vitesse moyenne qui sont tracées dans la Figure 3-4. Elles sont mesurées dans un coin de la chambre de combustion, correspondant au cas d'un nappe laser passant à 6 mm par rapport à la paroi dans la partie haute de la chambre (voir le carré rouge dans la Figure 3-3 (a) cas 20 bar au PMH). Les profils de vitesse sont tracés avec une enveloppe basée sur leurs écart type calculé sur 9 acquisitions successives par configuration. Les résultats montrent que la vitesse diminue avec l'augmentation de la pression et que le pic de vitesse se décale aussi en fonction

de la pression atteinte. Ce déplacement du pic de vitesse traduit que les tourbillons de coin rejoignent la partie supérieure de la chambre plus tardivement à haute pression par rapport au cas à faible pression, ce qui est directement cohérent aux vitesses plus faibles pour les hautes pressions. Ces profils de vitesse seront utilisés pour corriger la température mesurée par les thermocouples localisés dans le même endroit en prenant ainsi les effets convectifs et compenser le temps de réponse du capteur.

3.2 Mesures de gradient thermique

Les gradients de température locaux sont mesurés à l'aide de deux thermocouples fins dans des conditions non réactives, en remplaçant l'oxygène par de l'azote dans la composition de l'air synthétique. Ces mesures sont représentatives des expériences réactives juste avant le dégagement de chaleur pendant la compression et après la compression.

Les thermocouples sont localisés près d'un coin de la chambre de combustion cubique ($x = 6$ mm, $z = 6$ mm), à proximité de la culasse ($y = 3$ et 20 mm). Ils sont alignés verticalement à 17 mm l'un de l'autre, voir Figure 3-5. Le positionnement des thermocouples sur le coin est basé sur les résultats des caractérisations aérodynamiques présentées dans la section précédente.

Deux niveaux différents de stratification du profil de température initiale sont imposés dans le MCR, conduisant à une faible valeur de gradient thermique après compression (GTAC) ($1,3$ K/mm) mesuré en fin de compression pour le profil de température le plus homogène, et à une valeur de GTAC plus élevée (4 K/mm) mesurée pour le cas le plus stratifié. Ce dernier est obtenu en chauffant différemment la chambre de combustion et le cylindre à l'aide du système de régulation à trois zones, voir la Figure 3-5 (a). Sur cette figure, le profil de température vertical initial est mesuré avec un thermocouple K (jonction de 600 μm de diamètre). La Figure 3-5 (b) montre les résultats des mesures des thermocouples à fil fin ($7,6$ μm) pour le mélange non réactif pendant et après la compression dans le cas d'un profil de température initial stratifié. On peut noter sur la figure que les évolutions de température suivent une allure similaire à celle de la pression lors de la phase de compression. Elles montrent aussi la présence d'un plateau après le PMH qui correspond à une région de température chaude homogène. Cela confirme que l'hypothèse d'une zone de cœur chaude est valide au moins 25 ms après le PMH dans ces conditions (voir Figure 3-5).

Cette hypothèse n'est plus vérifiée après 25 ms. Cela est dû à la zone de tourbillon de coin, plus froide, qui atteint la région du coin supérieur pour les instants ultérieurs à 20 ms. Ce point est confirmé par les mesures par PIV dans le plan proche de paroi pour une pression de 20 bar au PMH.

Les mesures de température sont corrigées selon Pitts et al. [197] pour tenir compte de la réponse temporelle des thermocouples et inclure une correction pour le transfert de chaleur par rayonnement (voir section 2.2.4). Sous l'effet de leur inertie thermique, les thermocouples sous-estiment la température du gaz pendant la compression, en raison d'une plus faible pression pendant cette période. Au point mort haut, la différence entre les deux températures est négligeable.

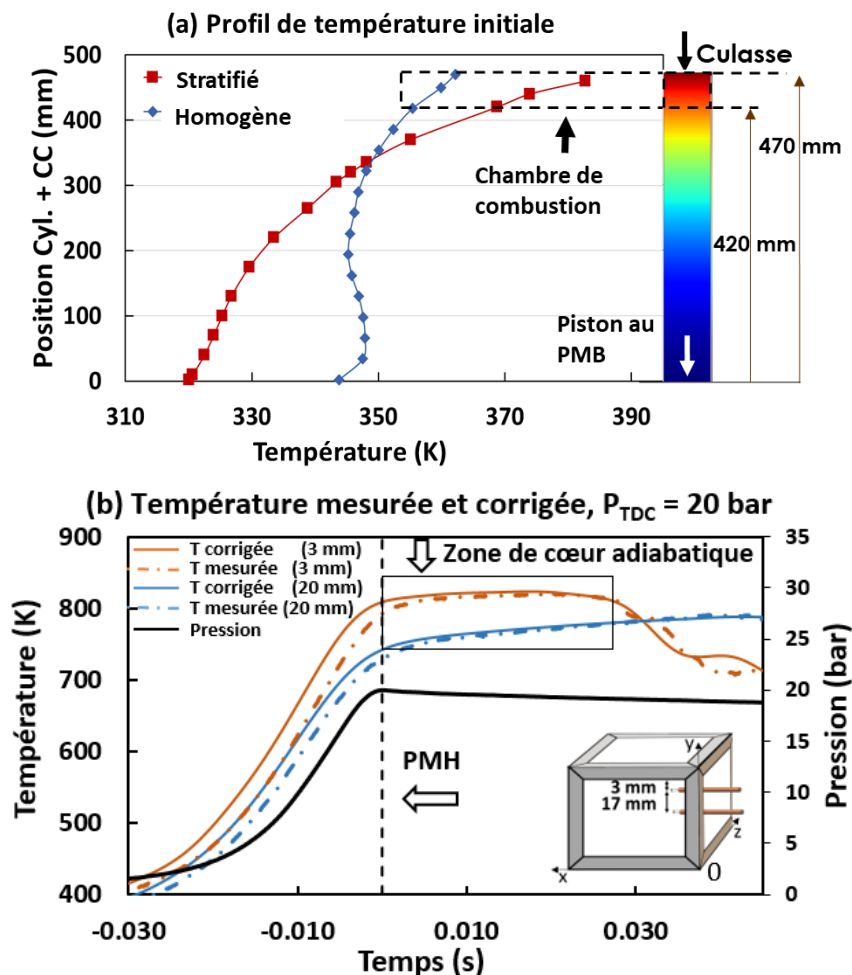


Figure 3-5: (a) Profils de température initiale mesurés à l'aide d'un thermocouple de type K de $600 \mu\text{m}$ de diamètre de soudure. (b) Mesures de température brute et corrigée pendant et après la compression à l'aide de deux thermocouples à fil fin ($7,6 \mu\text{m}$) pour le cas du profil de température stratifié.

Les résultats de mesures corrigées sont comparés à la température calculée en supposant une compression adiabatique 1D dans la région du noyau chaud (voir 2.3.2) dans la Figure 3-6 et en se basant sur le profil de température initiale. Les résultats de mesure montrent que la température est proche de celles ainsi calculées après le point mort haut. Le GTAC basé sur les mesures brutes est d'environ 4 K/mm au PMH (ligne verte), ce qui est en accord avec celui obtenu supposant une compression 1D adiabatique (ligne pointillée verte). Les mesures ont été répétées au moins quatre fois et la reproductibilité pendant la compression et avant la

fin du plateau du signal de température (région du cœur chaud) s'est avérée très bonne (± 4 K).

Dans les sections suivantes, des analyses expérimentales et numériques sont effectuées. À cet égard, il convient de noter que pour un profil de température initial donné, la valeur du GTAC dépend :

1. Du profil de température initial. Deux conditions de chauffage sont considérées dans cette étude afin d'obtenir un GTAC dit élevé dans le cas du profil de température initial stratifié et un GTAC faible dans le cas du profil de température désigné comme « homogène ».
2. De la température au PMH qui dépend de la composition initiale du mélange (nature du diluant, richesse...). La composition fournissant la température la plus élevée après compression induit un GTAC légèrement plus élevé.
3. De la position des thermocouples dans la chambre de combustion car le gradient de température initial augmente légèrement à proximité de la culasse, voir Figure 3-5 (a).

Dans la section 3.6, l'étude numérique consacrée à la transition entre le front d'autoinflammation et la déflagration est basée sur des valeurs de GTAC légèrement supérieures à celles mesurées. Compte tenu du bon accord entre le GTAC mesuré et calculé jusqu'à 20 ms après le PMH, les auteurs choisissent le GTAC calculé pour la section 3.6, de sorte que la distance entre deux positions dans la région du cœur adiabatique est réduite à 5 mm au lieu de 17 mm ($y = 42$ et 47 mm). L'avantage de ce choix est double : cette valeur tient compte du point (3), évoqué ci-dessus, et dans la région choisie, les gaz brûlés se détendent quasi librement. En conséquence, le calcul de la vitesse du front réactif est cohérent avec l'hypothèse de pression constante pendant la propagation du front, comme mentionné ci-dessus. Enfin, l'effet de la composition (point 2 ci-dessus) est négligé - mais discuté - dans la section 3.6, et des gradients thermiques de $4,5$ K/mm et $2,5$ K/mm sont retenus comme valeurs du GTAC dans la région du cœur chaud en utilisant les deux conditions de chauffage et les différents mélanges. Par commodité, ces deux valeurs sont appelées GTAC faible et élevé par la suite. On peut remarquer qu'elles sont toutes deux nettement inférieures au gradient thermique à la frontière entre la zone centrale adiabatique et la région tourbillonnaire plus froide, qui atteint jusqu'à ~ 100 K/mm [136].

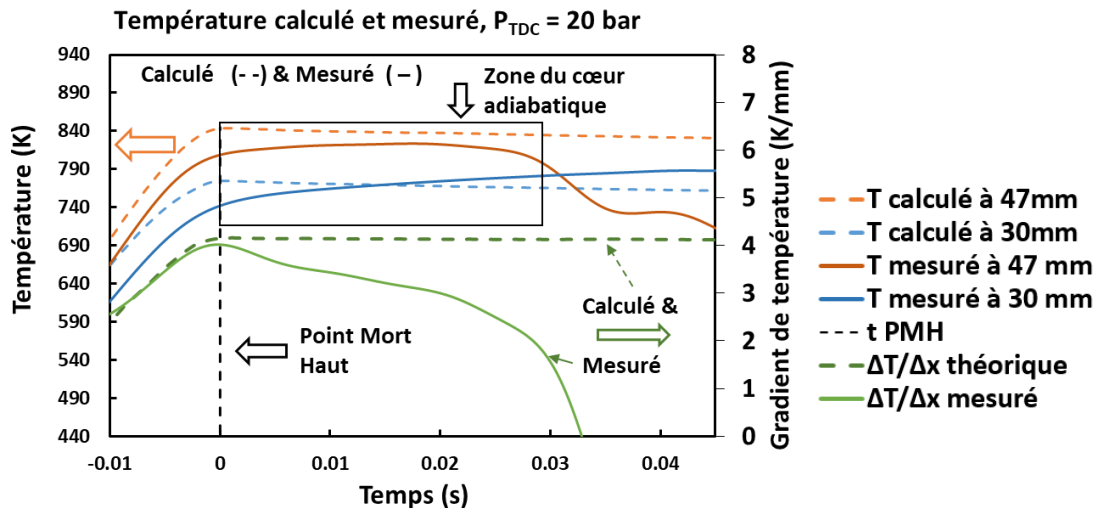


Figure 3-6: Evolution temporelle de la température théorique calculée (ligne pointillé orange et Bleue) et de celle mesurée corrigé (ligne orange et bleue), cas d'un profil de température initial stratifié. La ligne orange est associée au thermocouple supérieur et la ligne bleue correspond au thermocouple inférieur. Comparaison entre le gradient de température calculé (lignes pointillées vertes) et le gradient mesuré (ligne verte).

3.3 Evolution de la pression et analyse optique

La Figure 3-7 reporte les images de chimiluminescence large bande (visualisations directes) correspondant aux données expérimentales d'évolution de la pression dans le cas d'un GTAC faible en (a) et élevé en (b), pour le mélange n-heptane/ $O_2/N_2/CO_2$ à la stœchiométrie, avec un délai d'autoinflammation fixe d'environ 5 ms et une concentration en oxygène de 21 %.

Ces images filtrées avec un filtre gaussien présentent les premiers instants de la combustion qui correspondent au début de l'augmentation de la pression. On notera que pour ces profils différents de température initiale, il est nécessaire de modifier la composition du mélange initial pour obtenir le même DAI. Cela se traduit par 25 % de CO_2 et 75 % d'azote dans le mélange synthétique au lieu de l'azote pur dans (a) et 41 % de CO_2 et 59 % d'azote dans le mélange synthétique au lieu de l'azote de l'air dans (b). Il est rappelé que le DAI est déterminé à partir de la première apparition du noyau de combustion détecté par chimiluminescence large bande. Dans ce cas précis, une légère différence dans la température adiabatique maximale au PMH est obtenue (677 K dans (a) et 687K dans (b)).

Les images dans les deux cas expérimentaux sont toutes prises après la fin de la compression et correspondent aux symboles dans les graphiques d'évolution de la pression. La variation de la pression entre la première et la septième image est inférieure à 5 %. Une valeur maximale fixe de la barre de couleur est choisie et appliquée dans les deux cas pour comparaison. Comme prévu, dans les deux cas, le noyau d'autoinflammation se forme dans la partie supérieure de la chambre, près de la culasse, là où la température est maximale

(d'après les mesures cf paragraphe 3.2), puis se propage vers le bas, guidé par le gradient thermique local. Ceci illustre le caractère original de ce travail : la capacité de propager des fronts quasi 1D dans des conditions bien contrôlées et quantifiées.

Dans tous les essais expérimentaux avec un DAI inférieur à 20 ms, les fronts de réaction s'initient au même endroit de la chambre de combustion. Les images de la Figure 3-7 (a) montrent une propagation de la zone réactive homogène avec un fort comportement d'autoinflammation comme présenté dans la Figure 3-7 (a). Le front réactif, guidé/piloté par le gradient thermique, se propage rapidement vers le bas, avec un déplacement de 3,8 mm entre la première et la septième image ($\Delta P < 5\%$) soit une vitesse apparente moyenne d'environ 103 cm/s. Cette propagation profite du faible gradient de température local existant, provoquant une augmentation rapide de la pression dans la chambre de combustion. La pression augmente régulièrement du fait de la propagation du front de réaction dans le mélange avant l'augmentation brutale liée à l'auto-inflammation en masse. On observe alors une forte dérivée temporelle de pression, le taux maximal d'augmentation de la pression après le PMH $(dP/dt)_{\max}$ atteignant 196 kbar/ms. A cet instant, une intensité lumineuse élevée est clairement observée.

Les niveaux d'émission lumineuse maximum se produisent en même temps que le pic de la dérivée de pression à $t = 7,5$ ms. Dans ce régime de combustion, les fronts réactifs sont rapides et conduisent à une augmentation brutale de pression et de température des gaz non brûlés. Il en résulte une autoinflammation en masse de ces derniers. Dans ce cas, le début de la formation du noyau d'autoinflammation ($\sim 4,56$ ms) est proche du maximum de dérivée de pression ($\sim 7,5$ ms). La comparaison des données de pression et d'imagerie du cas GTAC élevé (profil de température initiale le plus stratifié) sur la Figure 3-7 (b) montre une augmentation plus graduelle de la pression, qui découle de la faible vitesse de propagation des fronts réactifs, 1,3 mm entre la première et la septième image ($\Delta P < 5\%$), correspondant à une vitesse apparente moyenne d'environ 60 cm/s. Ce comportement se traduit par une différence élevée entre le temps correspondant au début du noyau d'autoinflammation (5,02 ms) et celui correspondant au maximum dans la dérivée de la pression (18,22 ms). Le taux d'augmentation de pression maximal dans cette condition (~ 15 kbar/ms) est nettement inférieur au cas d'un faible GTAC. Contrairement au cas (a), les fronts de réaction dans (b) se propagent vers le bas en consommant plus progressivement le réactif plus longtemps jusqu'à ce qu'une autoinflammation en masse soit enregistrée à $t = 18,22$ ms. A noter que les petits points brillants sur les images proviennent des particules présentes occasionnellement dans les gaz brûlés.

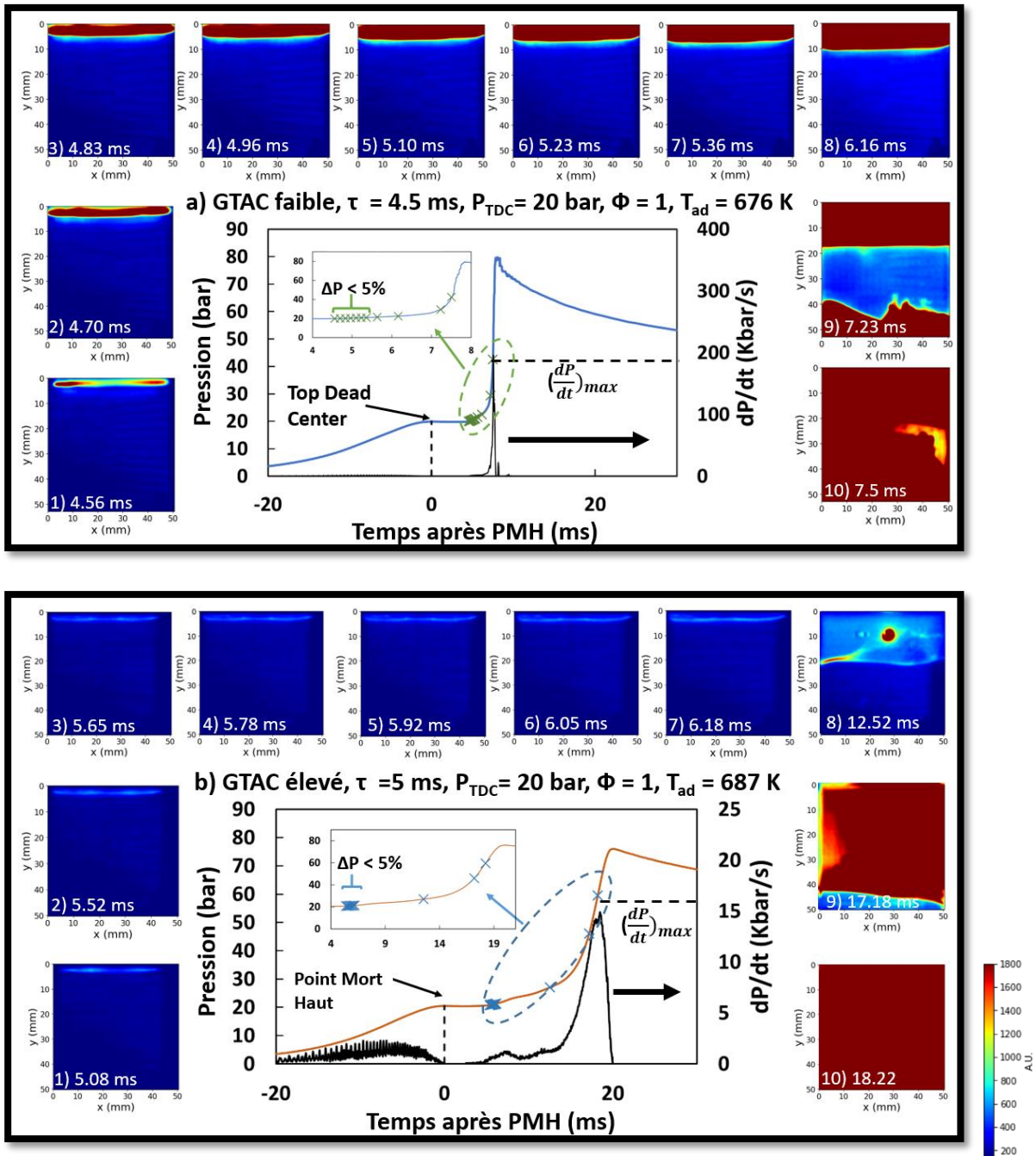


Figure 3-7: Évolution de la pression et images de chimiluminescence large bande. a) cas du GTAC faible pour le mélange *n*-heptane/ $O_2/N_2/CO_2$ (1/11/31,03/10,34 par mole) et b) cas du GTAC élevé pour le mélange *n*-heptane/ $O_2/N_2/CO_2$ (1/11/24,41/16,96 par mole). Délai d'autoinflammation d'environ 5 ms, 20 bar au PMH et mélange stœchiométrique.

Il est à noter que la pression maximale dans les deux cas reste quasi identique. La vitesse moyenne du front pour chaque essai est calculée en faisant la moyenne des vitesses dans la région du noyau chaud, et pour une variation de pression inférieure à 5 % du P_{PMH} . Les fluctuations (écarts types) par rapport à la vitesse moyenne sont dans ce cas inférieures à 12 %.

3.4 Résultats des délais d'autoinflammation

Avant de considérer les différents régimes de propagation du front dans la section 3.6, la connaissance du délai d'autoinflammation lui-même doit être évaluée dans les conditions de l'étude, puisque son gradient peut affecter de façon drastique la dynamique des fronts de réactions. Dans cette partie, les mesures du délais d'autoinflammation (DAI) réalisées au sein de la MCR sont présentées à différentes conditions initiales. L'autoinflammation du mélange n-heptane - $O_2/N_2/CO_2$ est étudiée pour un mélange stœchiométrique à 30, 21 et 14 % d'oxygène dans le mélange oxydant synthétique et un mélange pauvre ($\Phi = 0,5$), pour des pressions au PMH de 7 et 20 bar. L'impact de la variation de la température après compression du mélange sur le délai total d'autoinflammation est illustré à la Figure 3-8. A noter que les graphes sont basés sur une estimation de la température du cœur adiabatique au PMH dans la partie supérieure de la chambre - voir section 3.2 pour plus de détails. Différentes conditions sont considérées en termes de pourcentage molaire d'oxygène, de diluant et de richesse. Dans la plage de température examinée dans notre étude, les données actuelles présentent un comportement PTC (Positive Temperature Coefficient), c'est-à-dire une diminution continue du DAI avec l'augmentation de la température.

Comme mentionné précédemment, deux profils de température initiale sont explorés dans cette étude conduisant à des GTAC (gradients de température après de compression) dits faibles et élevés. Afin de valider le critère utilisé pour identifier le délai d'autoinflammation, c'est-à-dire le début de la formation du noyau d'allumage dans la région du cœur, les DAI mesurés à partir des deux profils de température sont comparés sur la Figure 3-8 (a) et (b). Les conditions correspondantes sont respectivement de 20 et 7 bar au PMH en stœchiométrie avec 21 % d'oxygène dans l'air synthétique. On peut voir sur la Figure 3-8 (a) et (b) que le profil de température initial n'affecte pas significativement les mesures de délais d'autoinflammation. En effet, dans le cas d'un comportement PTC, le DAI est contrôlé par la température du cœur adiabatique qui se situe donc dans la région la plus chaude du mélange et qui ne dépend donc pas du gradient de température. Compte tenu du critère de définition du DAI (mesuré à partir du début de l'émission de chimiluminescence), il est adapté à la présence d'hétérogénéité. En effet, les délais auraient été différents en se basant sur les pentes maximales des évolutions de pression.

Les résultats des mesures des DAI sont comparés à ceux trouvés par simulation réalisées à l'aide du mécanisme de San Diego [185] et aux résultats expérimentaux présents dans la littérature. La Figure 3-8 (a) montre que les délais d'autoinflammation mesurés dans notre MCR sont en bon accord avec ceux mesurés à l'aide de la MCR de Silke et ces collaborateurs [202]. Une différence modérée entre nos résultats et ceux de l'équipe Yang [203] a été

observée, différence qui peut s'expliquer par un temps de compression plus élevé dans leur MCR.

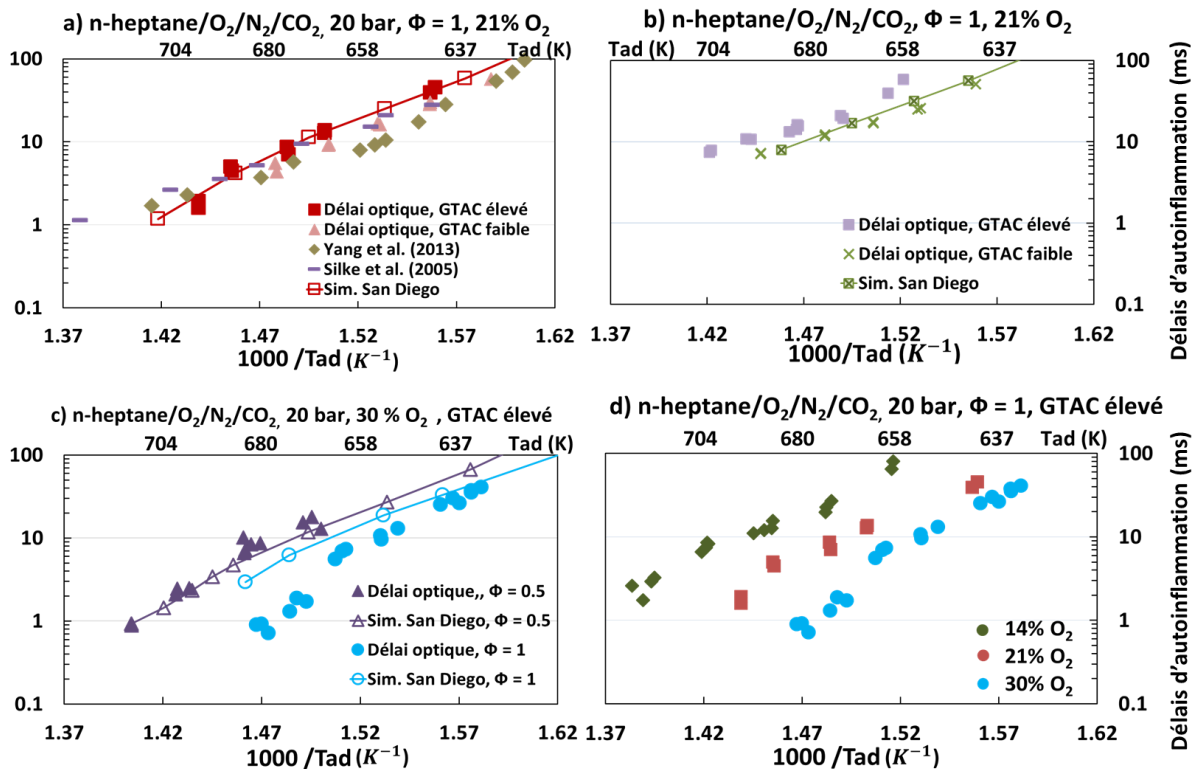


Figure 3-8: Mesures des délais d'autoinflammation en fonction de la température du cœur adiabatique maximale au PMH pour des mélanges n-heptane - $O_2/N_2/CO_2$: profil de température homogène et stratifié et comparaison avec les résultats du schéma cinétique de San Diego et la littérature. a) 21 % de O_2 , 20 bar, au PMH. b) 30 % de O_2 , $\Phi = 1$, $P_{PMH} = 7$ bar. c) 21 % de O_2 , $\Phi = 1-0.5$, $P_{PMH} = 20$ bar. d) Fraction molaire de O_2 : 14, 21, 30 % dans l'air synthétique ; $\Phi = 1$, $P_{PMH} = 20$ bar.

Les calculs numériques 0D, utilisant le schéma cinétique de San Diego [185] et prenant en compte l'historique de compression de notre MCR, montrent un bon accord avec nos mesures de DAI à 20 et 7 bar. Ceci montre la pertinence (i) des mesures de délais d'autoinflammation réalisées avec un mélange thermiquement stratifié et (ii) des critères choisis pour estimer le délai et la température après compression dans ces domaines de coefficient de température positif.

L'influence de la richesse sur le délai d'autoinflammation est illustrée sur la Figure 3-8 (c) pour une pression fixe à 30 % d'oxygène dans le mélange synthétique. Comme prévu, l'augmentation de la richesse de 0,5 à 1 réduit le délai d'autoinflammation pour des températures de gaz similaires. La comparaison avec la prédiction du modèle utilisant le mécanisme de San Diego [185] montre un bon accord avec les résultats de mesure dans le cas d'un mélange pauvre. Néanmoins, dans les conditions stœchiométriques, le délai d'allumage est surestimé pour $DAI < 10$ ms. Pour les délais les plus courts, il est à noter que l'historique de compression joue un rôle important et l'interprétation des valeurs de délai doit

en tenir compte. Cela explique l'augmentation d'énergie d'activation globale observée pour des délais les plus courts. On retrouve ce comportement dans les simulations, qui tiennent bien compte de ces effets d'historique.

L'effet de la quantité d'oxygène sur le délai d'autoinflammation pour un mélange stœchiométrique et pour une pression de 20 bar est illustré dans la Figure 3-8 (d), où sont comparés des mélanges dilués, normaux et enrichis en oxygène. Ces expériences ont été réalisées en utilisant le profil de température stratifié (GTAC élevé). Une diminution significative du délai d'autoinflammation est observée avec l'augmentation du pourcentage molaire d'oxygène toutes choses égales par ailleurs.

Dans tous les cas, les données montrent une dépendance exponentielle du délai d'autoinflammation à $1000/T_{ad}$, ce qui est équivalent à une énergie d'activation globale constante pour chaque condition, lorsque le délai d'autoinflammation est compris entre 5 et 100 ms. Pour les délais supérieurs à 100 ms, les transferts thermiques sont tels que la notion de cœur adiabatique n'est plus vérifiée dans la MCR, et les résultats directs ne montrent plus cette dépendance exponentielle. Comme souligné plus haut, il va en être de même pour les délais les plus courts qui sont affectés par la compression.

En conclusion, un accord relativement bon entre les approches numériques et expérimentales est trouvé, ce qui est nécessaire pour étudier la dynamique des fronts d'autoinflammation. On notera que l'accord est moins bon pour le mélange stœchiométrique suroxygéné. En outre, les résultats actuels complètent les études antérieures en fournissant de nouvelles données pour la gamme des basses températures à différentes pressions, pourcentage molaire d'oxygène et richesse.

3.5 Évaluation des données numériques de vitesse de flamme laminaire

Les données de vitesse de flamme laminaire non étirée S_L obtenues à partir de CANTERA avec le mécanisme de San Diego pour les mélanges n-heptane-air sont comparées aux valeurs expérimentales publiées dans la littérature (cf. Figure 3-9). Un bon accord est obtenu à basse pression et basse température (voir Figure 3-9 (a)). Cette cohérence a été également vérifiée à 600 K et à pression atmosphérique (cf. Annexe 7.6 Figure 7-6). En revanche, même si les données de vitesse fondamentale de flamme à haute température disponibles dans la littérature ne concernent que la pression ambiante, les valeurs de S_L ont tout de même été calculées pour des pressions plus élevées. La cohérence a été vérifiée en comparant les résultats avec la corrélation de D'Adamo [105] développée pour la condition de haute température - haute pression et le schéma cinétique détaillé de PoliMi (339 espèces, 9781 réactions) [201] pour diverses plages de température et surtout de dilution. Les résultats de

la Figure 3-9 (b) montrent un bon accord entre les mécanismes de Polimi et San Diego et la corrélation de D'Adamo dans la gamme de température de notre étude et dans une large gamme de fraction molaire d'oxygène dans l'air synthétique.

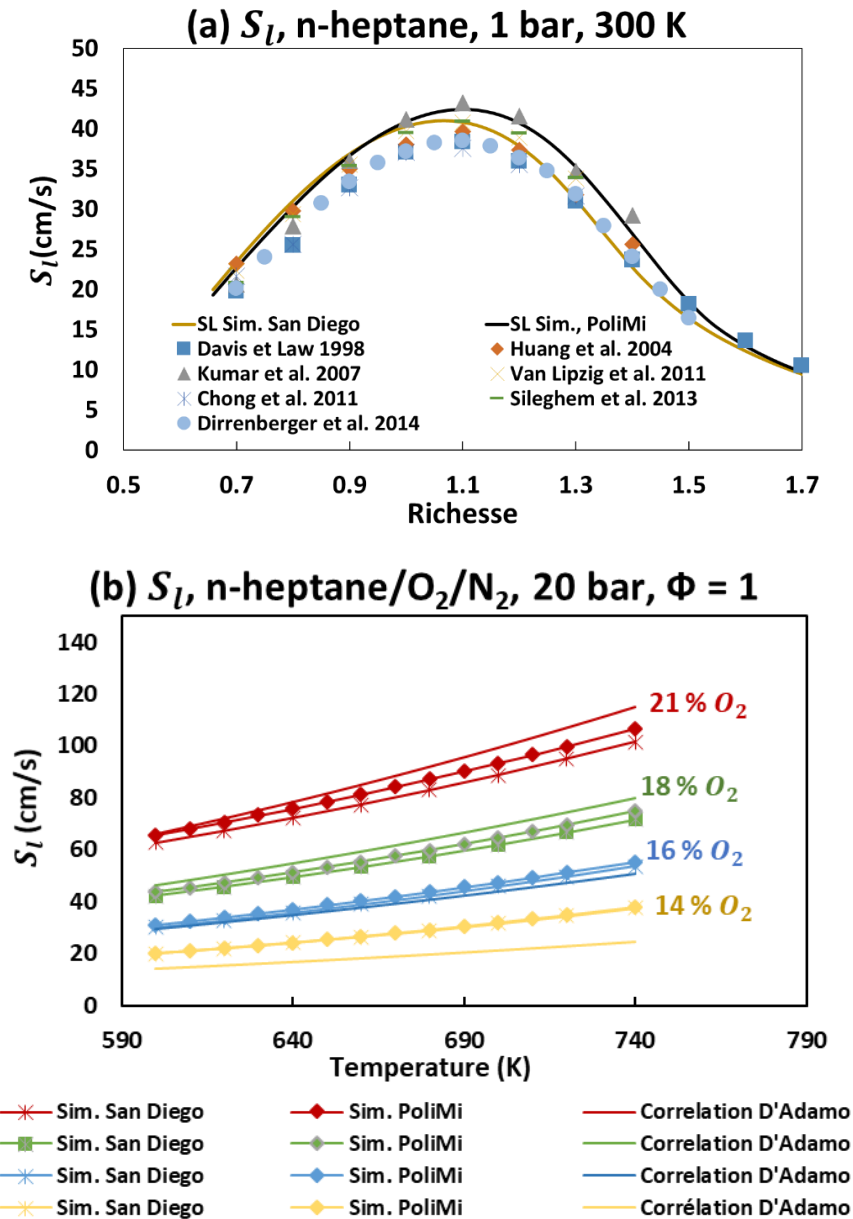


Figure 3-9: S_L pour le n-heptane calculé numériquement en utilisant le schéma cinétique de San Diego [185] et comparaison avec les résultats des mesures dans la littérature en (a) et la corrélation de D'Adamo [105] et le schéma cinétique de PoliMi [201] en (b).

Dans la section suivante, les calculs de S_L sont effectués à des conditions de haute température et pression et la validation précédente des schémas cinétiques fournit une confiance relativement bonne dans les résultats.

Le schéma cinétique a été aussi validé pour le n-butane dans le but d'étudier différent type de fuel. Les résultats montrent un bon accord entre les simulations et les résultats expérimentaux dans la littérature (voir Annexe 7.6).

3.6 Étude paramétrique numérique de la transition autoinflammation/déflagration (AI/Df)

Après l'étape de validation du mécanisme cinétique, une étude paramétrique est réalisée à l'aide d'outils numériques afin de délimiter les régions correspondantes à l'autoinflammation et à la déflagration. Différentes compositions de mélange, températures et gradients thermiques sont considérés à cet effet.

L'objectif est d'estimer quel régime de combustion s'établira dans la région du cœur chaud de la MCR. Les simulations des délais d'autoinflammation sont donc réalisées en tenant compte de l'historique de compression de la MCR en utilisant un signal de pression d'un mélange non réactif *via* un outil écrit dans l'équipe d'accueil de Pprime sur la base de routines CANTERA. Les délais d'autoinflammation calculés sont ensuite utilisés pour calculer la vitesse du front inflammation spontanée grâce à la relation $S_{sp} = \left(\frac{d\tau}{dT_0} \cdot \frac{dT_0}{dx} \right)^{-1}$ et l'estimation de la valeur du gradient thermique.

Suivant le critère de Sankaran [7], le rapport S_L sur S_{sp} pour le mélange n-heptane/air synthétique est reporté dans la Figure 3-10 (couleurs dans le graphique) en fonction de la température pour le cas d'un gradient de température comprimé (GTAC) faible et élevé (2.5 et 4.5 K/mm respectivement). L'axe vertical correspond à la pression au PMH en (a), à la richesse en (b), à la fraction molaire d'oxygène dans l'air synthétique dans le cas d'un GTAC faible (c) et élevé (d). Les deux derniers cas correspondent à des mélanges stœchiométriques n-heptane/O₂/N₂/CO₂ à 20 bar au PMH.

Les résultats sont analysés pour des valeurs identiques des DAI, représentées par des iso-lignes dans les graphiques, afin que les caractéristiques aérothermiques globales de l'écoulement soient similaires, et en particulier la position et la taille de la région du cœur chaud adiabatique. En outre, pour assurer l'existence de cette région de noyau chaud, de faibles délais d'autoinflammation sont considérés (DAI < 20 ms).

Les résultats de la Figure 3-10 (a) montrent que pour la gamme de température choisie, la région de déflagration représentée en rouge s'élargit, en termes de plage de température, avec la diminution de la pression. Ce comportement peut être lié à l'influence de la pression sur la vitesse de la flamme laminaire. Cependant, les lignes d'iso-délai dans le graphique sont presque parallèles aux contours de couleur iso- S_L/S_{sp} , ce qui reflète la difficulté d'atteindre une transition entre les deux régimes de combustion expérimentalement en changeant seulement la pression au PMH et en restant à délai constant. De plus, bien qu'une faible pression au PMH favorise la transition de l'autoinflammation à la déflagration pendant la formation du

noyau d'allumage, ces conditions ne permettent pas de maintenir une zone de cœur suffisamment longtemps.

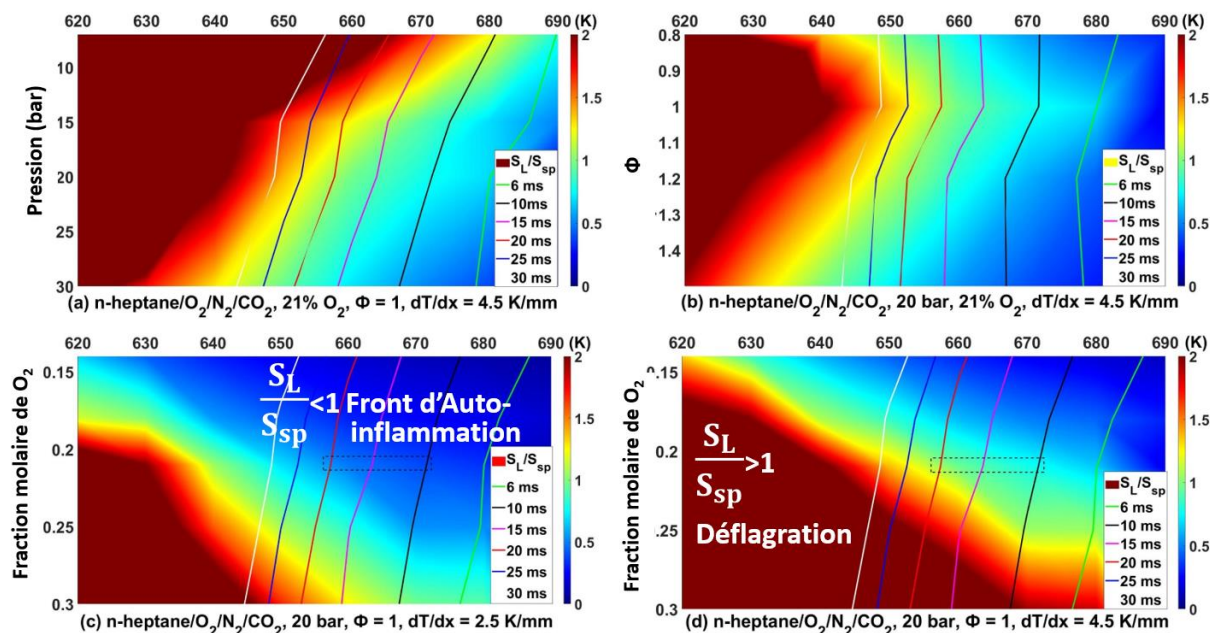


Figure 3-10: Rapport S_L sur S_{sp} en fonction de la variation de la pression (a) et de la richesse (b) à gradient de température constant (4,5 K/mm) et fraction molaire de O_2 . Influence de la fraction molaire de O_2 et de la température pour les mélanges n-heptane/ $O_2/N_2/CO_2$. $\Phi = 1$, $P_{TDC} = 20$ bar sur le rapport S_L/S_{sp} dans le cas d'un GTAP faible (a) et élevé (b) (respectivement 2,5 et 4,5 K/mm).

La Figure 3-10 (b) montre l'influence de la richesse sur le régime de combustion. Le graphique montre que la région de déflagration ($S_L/S_{sp} > 1$) est la plus large près des conditions stœchiométriques où la vitesse de la flamme laminaire est maximale. Dans ce graphique (b), seuls les DAI les plus longs sont proches de la limite entre les deux régimes de combustion. Néanmoins, faire varier uniquement la richesse du mélange à délai constant ne garantit pas la transition entre ces deux régimes à cette pression de 20 bar.

Ces deux premiers graphiques de la Figure 3-10 (a) et (b) donnent une information intéressante sur les conditions initiales menant à une transition du front d'autoinflammation à la déflagration mais ils ne sont pas suffisants pour réussir une transition AI/Df à iso délais d'autoinflammation. Dans ce but, un autre paramètre est alors étudié : le pourcentage molaire d'oxygène dans le mélange synthétique.

D'après les mesures de PIV, la région du cœur adiabatique devrait être plus large à haute pression. Cependant, dans ce cas, la vitesse de la flamme laminaire diminue, rétrécissant la région de déflagration, par exemple en favorisant l'autoinflammation comme le montre la Figure 3-10 (a). Par conséquent, une valeur de pression intermédiaire de 20 bar est choisie pour étudier l'influence du pourcentage molaire d'oxygène dans les conditions stœchiométriques. Cela représente un compromis entre une région de noyau chaud

adiabatique suffisamment large et une région de déflagration préservée. On considère un gradient de température comprimé faible (Figure 3-10 (c)) et élevé (Figure 3-10 (d)). Dans le cas d'un faible GTAC de 2,5 K/mm, des DAI élevés (>20 ms) sont nécessaires pour passer de l'autoinflammation à la déflagration, en changeant la fraction molaire d'oxygène. Or, cela est incompatible avec la durée d'existence d'une région du cœur chaud suffisamment large pendant le processus d'autoinflammation dans notre MCR à piston plat.

Dans le cas d'un GTAC élevé de 4,5 K/mm (Figure 3-10 (d)), la région de déflagration est plus large. Cette condition est pertinente pour étudier la transition entre les régimes de combustion dans notre MCR, puisque pour chaque valeur de DAI choisie entre 6 et 20 ms, la déflagration et l'auto-allumage sont possibles en fonction de la fraction molaire d'oxygène.

Enfin, la Figure 3-10 (c) et (d) montre qu'un mélange dilué favorise l'autoinflammation. En effet, à 14 % de O₂, toutes les iso-lignes du délai d'autoinflammation se trouvent dans la région du front d'autoinflammation pour les GTAC faibles et élevés.

3.7 Caractérisation expérimentale du régime de combustion

Dans cette section, les transitions entre les deux régimes de combustion, la déflagration et l'autoinflammation mentionnés ci-dessus, sont étudiées expérimentalement. Le mélange et les conditions ont été sélectionnés sur la base de l'étude numérique et des conditions aérodynamiques.

Comme suggéré ci-dessus, le changement de GTAC et la concentration molaire d'oxygène sont choisis comme paramètres pertinents pour sélectionner les régimes de combustion. Le mélange n-heptane/O₂/N₂/CO₂ est étudié dans des conditions stœchiométriques à 20 bar au PMH. La vitesse expérimentale de front réactif S_{exp} , qui est définie comme la vitesse locale du front de flamme par rapport au gaz frais, est mesurée à partir d'enregistrements de chimiluminescence et du rapport de densité gaz frais/gaz brûlés (cf. section 2.2.3). La plage de temps où la vitesse de front est analysée est choisie de sorte à ce que la variation de la pression entre le début de la formation du noyau et la dernière image traitée durant la propagation soit inférieure à 5 %. Les délais d'autoinflammation sont maintenus inférieurs à 20 ms afin de garantir une région du cœur chaud suffisamment large ($\Delta y \sim 7$ mm).

Les valeurs de S_{exp} , trouvées à travers les mesures optiques *via* les images de chimiluminescence (les symboles pleins) sont rapportées sur la Figure 3-11 en fonction de la température adiabatique en PMH. Ces valeurs de vitesse sont comparées (i) à la valeur théorique de la vitesse d'autoinflammation S_{sp} (lignes pointillées et pleines) et (ii) à la vitesse de flamme laminaire non étirée S_L correspondante (lignes pointillées avec symboles ouverts).

Les simulations numériques de S_L et S_{sp} sont effectuées en utilisant la méthode décrite dans la section 2.4.

Dans notre étude, des températures allant de 650 à 720 K au PMH ($y = 47$ mm) sont étudiées expérimentalement. Cela correspond à des délais d'allumage inférieurs à 20 ms, voir la Figure 3-8.

Deux cas sont présentés sur la Figure 3-11 (a) : gradients de température après compression (GTAC) élevé ou faible, respectivement tracés en rouge et en violet. On rappelle que le GTAC est calculé en utilisant l'hypothèse de compression 1D évoquée ci-dessus et les températures à $y = 42$ et 47 mm. Comme expliqué dans la section 3.2, pour un profil de température initiale donné, le GTAC peut légèrement varier selon les conditions de température ciblées au PMH. Les gradients de température et les délais d'autoinflammation sont déterminés pour chaque cas expérimental. Par conséquent, pour chaque profil de température initiale, S_{sp} est tracé pour une estimation haute et basse du GTAC (resp. lignes pleines, lignes pointillées), correspondant aux valeurs extrêmes de la plage de température au PMH considérée lors des mesures. Dans le cas d'un GTAC élevé, cela correspond à une plage de température entre 665 et 695 K -cf. symboles pleins en rouge sur la Figure 3-11 (a)).

C'est le cas de GTAC élevé qui est d'abord analysé (tracés rouges dans la Figure 3-11 (a)) : à une température inférieure à 680 K ($DAI \geq 10$ ms). Les valeurs S_{exp} obtenues à partir de l'enregistrement de chimiluminescence sont proches à la fois de S_L et de la vitesse du front d'autoinflammation calculée S_{sp} . Cela confirme le résultat numérique de la Figure 3-10, où le rapport S_L sur S_{sp} varie de 0,8 à 1,2 (voir le rectangle noir de la Figure 3-10 (d)) c'est-à-dire que les conditions sont proches de la limite entre l'autoinflammation et la déflagration. A noter, cette condition rend difficile la détermination du régime de combustion à partir de la vitesse du front réactif uniquement. A une température plus élevée $T > 680$ K ($DAI < 10$ ms), S_{exp} est supérieur à S_L , mais proche de S_{sp} , ce qui confirme qu'un régime d'autoinflammation est trouvé dans ces conditions. On retrouve là aussi un bon accord avec les résultats de l'étude numérique. Dans le cas de valeurs GTAC plus faibles (couleur violette dans la Figure 3-11 (a)), les valeurs S_{exp} sont également relativement proches de S_{sp} , et nettement plus élevées que la vitesse de flamme laminaire S_L . Ceci est cohérent avec les résultats numériques : seuls les fronts d'autoinflammation se propagent dans ces conditions de GTAC faible (voir le rectangle noir de la Figure 3-10 (c)). On peut remarquer que les conclusions ci-dessus restent inchangées lorsque l'on utilise l'estimation haute ou basse du GTAC pour le calcul de S_{sp} .

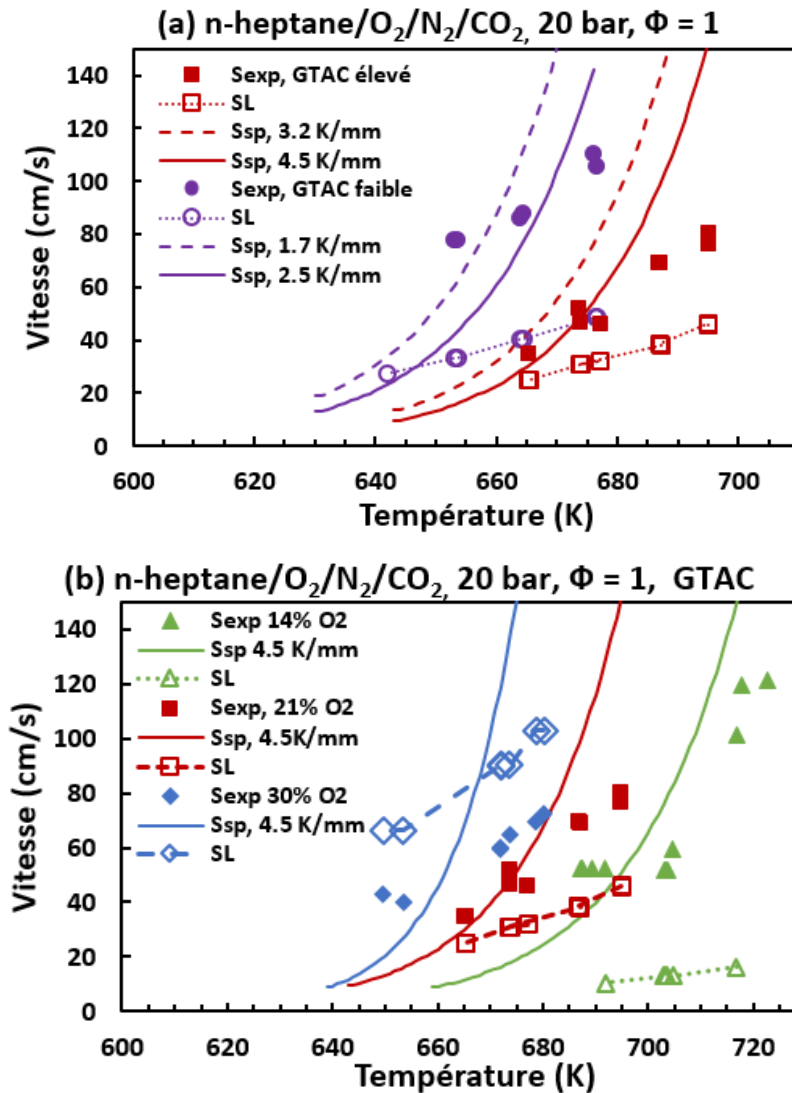


Figure 3-11: Comparaison entre S_{exp} et S_{sp} et S_L dans le cas d'un gradient de température après compression faible (violet) et fort (bordeaux) en fonction de la température du coeur au PMH à 21 % d'oxygène en a) et à 30, 21, 14 % d'oxygène et GTAC élevé en b).

La sensibilité de régime de combustion au pourcentage molaire d'oxygène dans le mélange oxydant est présentée dans la Figure 3-11 (b). Sur ce graphe, seule la valeur S_{sp} basée sur l'estimation supérieure du GTAC est rapportée ici, mais les conclusions ne seraient pas modifiées en considérant l'estimation inférieure du gradient. Trois fractions molaires d'oxygène différentes sont comparées : 14, 21 et 30 % d'O₂ dans le mélange oxydant synthétique, à 20 bar au PMH et à la stœchiométrie. Les résultats sont en accord avec les conclusions de l'étude numérique : la diminution du pourcentage molaire d'oxygène favorise l'autoinflammation. En particulier, le cas du mélange fortement dilué (14 % de O₂) montre que les vitesses de propagation observées S_{exp} sont proches de la vitesse d'autoinflammation correspondante S_{sp} , et sont bien supérieures à S_L .

Réciproquement, l'augmentation du pourcentage molaire d'oxygène à 21 % d'oxygène entraîne une plus grande réactivité chimique et une augmentation des taux de combustion, ce

qui conduit à une vitesse expérimentale du front de réaction S_{exp} plus élevée. Le graphique montre que l'augmentation de S_{exp} est plus faible que celle de la vitesse de la flamme laminaire S_L . Contrairement au cas du mélange dilué, S_{sp} et S_L sont proches de S_{exp} à 21 % d'oxygène et à basse température. Ces conditions sont situées à la limite de transition entre l'autoinflammation et la déflagration.

On peut remarquer qu'à 30 % d'oxygène, la vitesse expérimentale du front S_{exp} est inférieure à celle de la flamme laminaire calculée S_L . Ceci n'était pas attendu, puisque les fronts d'autoinflammation lents sont censés passer à la déflagration en raison de l'influence accrue du transport de chaleur et de masse à travers le front de réaction. En outre, les résultats numériques de la Figure 3-11 montrent que la vitesse d'autoinflammation passe à la déflagration sous un gradient de température élevé. Les valeurs de S_L supérieures à la vitesse observée S_{exp} peuvent être liées à la surestimation de la vitesse de la flamme laminaire calculée, éventuellement lié à une limitation de la validité du schéma cinétique.

Dans cette section, l'influence de la température, du gradient de température et du changement de la concentration en oxygène dans l'oxydant sur la transition du mode de combustion a été analysée de manière expérimentale. Il a été constaté qu'avec l'augmentation du gradient de température dans le mélange imbrûlé, le mode de combustion passe de l'autoinflammation à la déflagration. On notera que pour le cas du GTAC élevé, l'augmentation du pourcentage molaire d'oxygène, toutes choses égales par ailleurs, induit une transition continue du front d'autoinflammation séquentiel vers la déflagration.

3.8 Conclusion du chapitre

Dans ce premier chapitre de résultats expérimentaux, le régime de combustion dominant dans un mélange homogène et gazeux de combustible et de mélange oxydant synthétique a été étudié dans une machine à compression rapide munie d'un piston plat. Une combinaison originale de conditions expérimentales est établie pour générer des fronts d'autoinflammation ou déflagrations quasi-1D, se propageant à l'intérieur d'une région laminaire et chaude suffisamment large. En particulier, des gradients de température sont générés dans cette région de cœur adiabatique centrale en chauffant différemment les différentes parties de la MCR. L'amplitude des gradients est estimée à partir d'une simple hypothèse de compression 1D de la région centrale chaude. La validité de la méthodologie est vérifiée par les mesures réalisées avec des thermocouples à fils fins de 7.6 μm , ce qui représente une autre spécificité du travail présenté. Les limites de transition entre les fronts d'autoinflammation séquentielles et la déflagration sont prédites numériquement en utilisant le critère de Sankaran et al. [7], qui est basé sur les calculs de S_{sp} et S_L , et en changeant les gradients thermiques et la

composition du mélange. Le régime de combustion prédit est cohérent avec la vitesse du front réactif mesurée à partir des visualisations par chimiluminescence. En particulier, certaines conditions de pression, de température, de richesse et de dilution ont été mise en exergue : elles permettent une transition vers la déflagration dans le cas d'un gradient de température comprimé élevé dans la région centrale (GTAC) ou une autoinflammation pour le cas d'un GTAC faible. Par exemple, le cas de 21 % d'O₂, à 20 bar et à 665 K au PMH, le S_{exp} est proche à la fois de S_L et de la vitesse du front d'autoinflammation calculée S_{sp} à un GTAC élevé, c'est-à-dire que les conditions sont proches de la limite entre l'autoinflammation et la déflagration. En diminuant le GTAC, S_{exp} est relativement proche de S_{sp} , et nettement plus élevée que la vitesse de flamme laminaire S_L . Ceci confirme la pertinence de l'approche proposée pour les futures études fondamentales et expérimentales des transitions de régime de combustion subsonique.

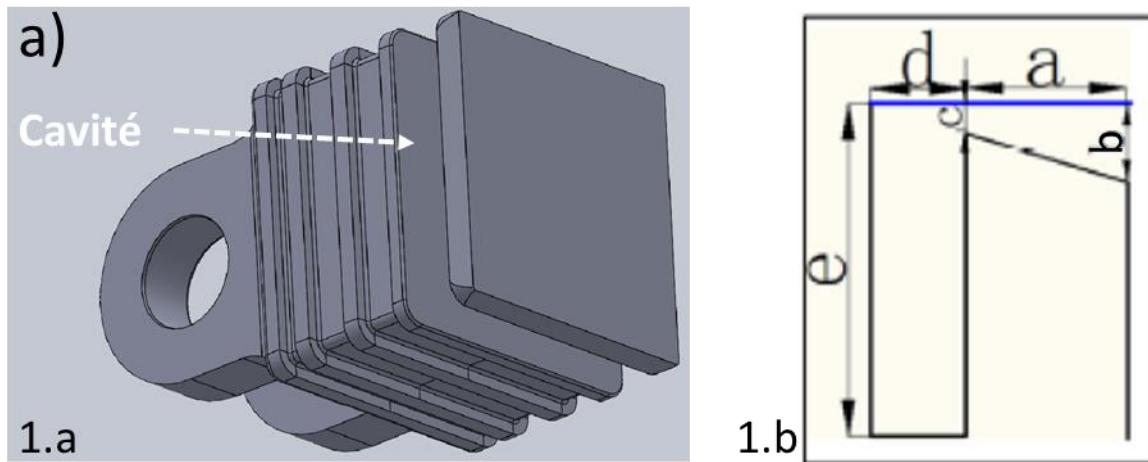
Le fait d'utiliser une configuration de MCR munie d'un piston plat a limité la plage de température et de pression des tests pouvant être réalisés. En effet, la zone du cœur ne persiste que jusqu'à 20 ms après le PMH et à haute pression. Par conséquence, les résultats ont été analysés pour des valeurs du délai d'autoinflammation constantes, afin d'imposer une topologie du champ de température comparable avant le début du dégagement de chaleur principal. Le passage vers une configuration qui garantit la présence d'une large zone du cœur adiabatique suffisamment longtemps est nécessaire pour pouvoir étudier l'influence des autres paramètres et en particulier de la pression. C'est l'objet du chapitre suivant.

Chapitre IV

4. Extension des conditions d'expérimentation par l'utilisation d'un Piston à cavité

On a montré au chapitre précédent la possibilité de générer des fronts d'autoinflammation ou déflagrations quasi-1D, se propageant à l'intérieur d'une région laminaire et chaude. Le but de ce second chapitre de résultat est d'étudier la transition de régime de combustion dans une configuration qui garantit une zone de cœur adiabatique plus étendue en termes d'espace et de temps, permettant de tester de nouvelles valeurs de paramètres autorisant une transition entre les différents régimes de combustion. Dans ce contexte, et afin de modifier l'aérodynamique interne de la chambre de combustion, une nouvelle configuration à piston à cavité sera utilisée. La géométrie de ce piston a été défini pour obtenir la zone de cœur adiabatique étendue souhaitée. La Figure 4-1 présente des schémas de notre nouveau piston et de sa géométrie. D'autre part, des diagnostics tomographiques sont mise en place pour caractériser la vitesse de front dans un plan, évitant l'intégration des effets 3D de la striescopie. La mesure simultanée de vitesse du front réactif et celle des gaz frais va permettre la détermination de la vitesse de consommation de gaz frais.

Dans un premier temps, les nouvelles procédures de chauffage et de préparation de mélange seront présentées. Puis, la caractérisation expérimentale de l'écoulement interne, dans cette nouvelle configuration, sera présentée. Ensuite, la transition auto-inflammation/déflagration sera étudiée via une approche numérique avec une étude paramétrique sur la pression au PMH. Enfin, La caractérisation expérimentale des régimes de combustion obtenus sera réalisée à différentes pressions et températures au PMH pour des mélanges riches ou pauvres en oxygène.



Géométrie	Section carré : 50 x 50 arrondie dans les coins ($r = 3.6 \text{ mm}$)					
Course (mm)	420					
Jeu Piston/Paroi (mm)	0.2					
Cavité	a (mm)	b (mm)	c (mm)	d (mm)	e (mm)	V_{cav} (mm ³)
	4	1.5	0.6	9	14	16955

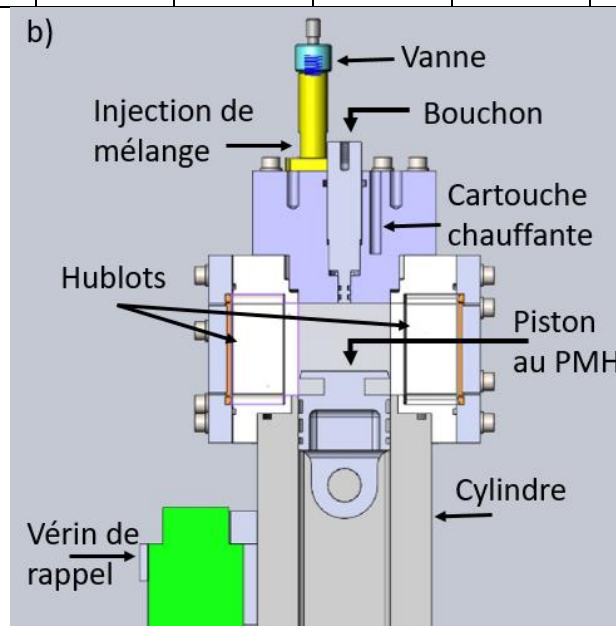


Figure 4-1: a) Schéma représentatif du Piston à cavité (1.a) et de son géométrie (1.b) (figure de droite extraite de Wu et al. [204]). c) Schéma du montage de la chambre.

4.1 Aspects expérimentaux

4.1.1 Système de chauffe

Dans le but d'améliorer le contrôle thermique de l'installation, un élément chauffant a été ajouté sur la culasse. La régulation en puissance de système est effectuée désormais en trois

zones via des coffrets de régulation de puissance Acim Jouanin asservi à trois thermocouples fixés sur les trois zones utiles (partie basse du cylindre, partie haute du cylindre et la culasse).

4.1.2 Système de RE-COMpression RECO

Afin d'assurer une meilleure reproductibilité des mélanges, et de réduire la durée des essais, les mélanges sont préparés dans un système annexe permettant des recompressions, appelé RECO. RECO est constitué d'un cylindre de 10 litres chauffé à 100 °C. Il est muni d'un piston, mais celui-ci reste immobile dans la présente étude. Le protocole de préparation est le même que celui cité en 2.1.3. Une fois le mélange injecté dans RECO, le temps d'attente est toujours d'une heure. Le passage du mélange préparé dans RECO vers la MCR, préalablement mise sous vide, se fait à travers des conduits chauffés à 90°C, ce qui garantit qu'il n'y a pas de condensation durant le passage.

Le fait de préparer le mélange initial dans un autre cylindre, nous permet de réaliser plusieurs tirs successifs sans temps d'attente d'homogénéisation entre deux tirs successifs utilisant alors le même mélange. Un autre point positif est de pouvoir changer la pression injectée dans la MCR et donc la pression au point mort haut tout en préparant un seul mélange initial. Par conséquent, la pression dans RECO est choisie en fonction du nombre d'essais à réaliser et le niveau de pression initiale à injecter dans la MCR.

4.2 Résultats expérimentaux

4.2.1 Caractérisation aérodynamique

4.2.1.1 Ombroscopie

Des visualisations par ombroscopie sont réalisées afin de caractériser qualitativement l'écoulement au sein de la chambre de combustion de la MCR lors d'une compression d'azote pur ($P_0 = 0.85$ bar) à température initiale ambiante. Rappelons que la variation d'indice de réfraction optique mis en évidence par l'ombroscopie traduit celle de la masse volumique.

Les images sont rapportées sur la Figure 4-2. Ces images montrent l'existence d'une large zone laminaire homogène correspondant à la zone de cœur. Ces visualisations montrent l'efficacité de la cavité à aspirer les couche limites formées durant la compression et de conserver ainsi une large zone comprimée de manière adiabatique. Les images montrent la présence d'une zone de forte variation de l'indice de réfraction (forte variation de masse volumique) proche du piston après le PMH. Cette zone se déplace au sein du volume mort mais reste proche de la surface du piston jusqu'à des temps de l'ordre de 250 ms après le PMH. Ces tourbillons sont formés durant la compression due au contact piston/cylindre en dessous de la cavité et donc sont des gaz refroidis par les parois. Les images à 40 bar montrent que la zone du cœur est influencée par des tourbillons provenant de la culasse

(étanchéité culasse-chambre de combustion) à 250 ms après le PMH. Une partie du mélange semble ressortie de la cavité sur la gauche des images, mais ça reste un phénomène localisé.

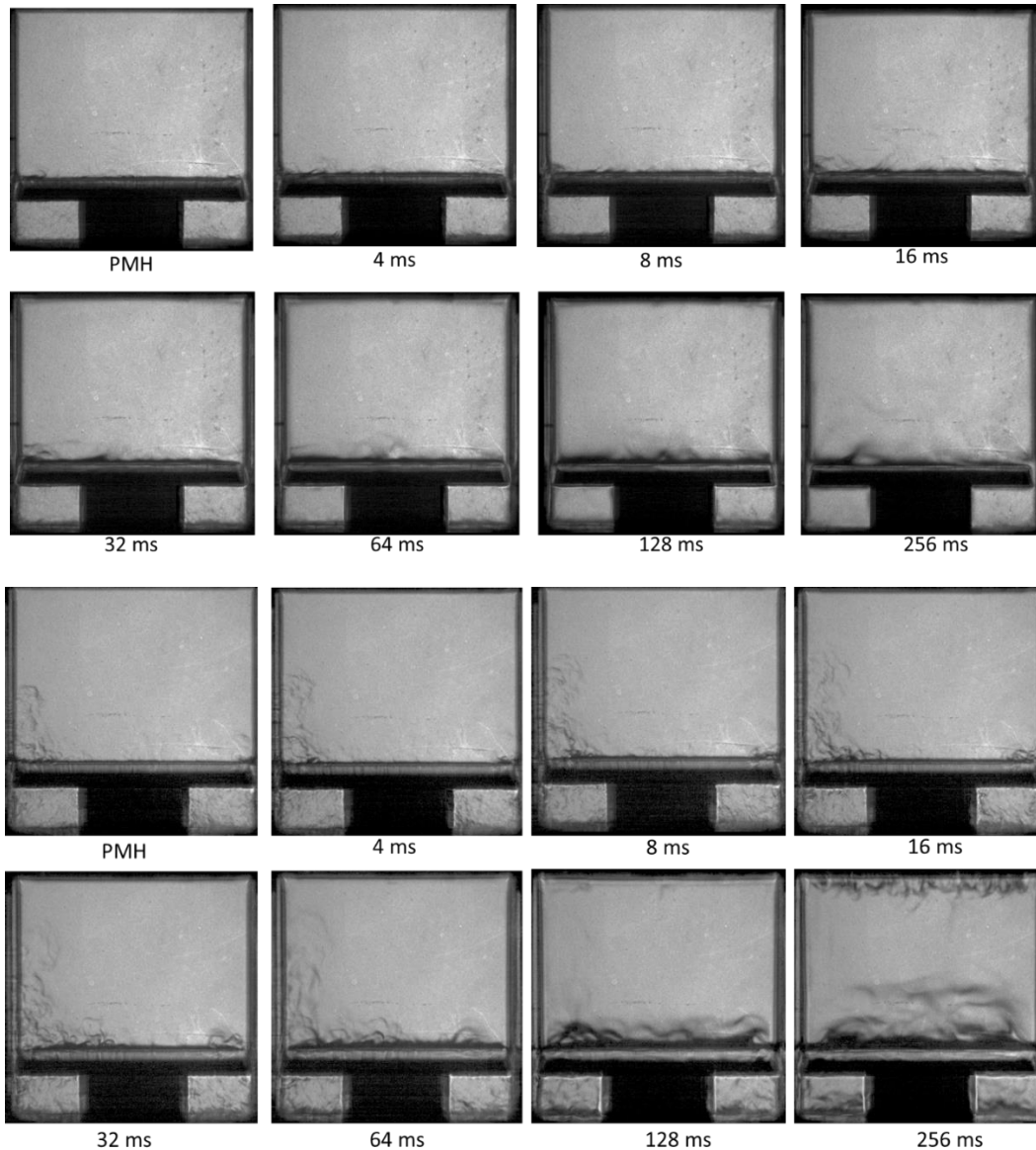


Figure 4-2 : Visualisation des gradients d'indice de réfraction par ombroscopie durant la compression de l'azote. $T_0 = 297\text{ K}$, $P_{PMH} = 20\text{ bar}$ en a) et $P_{PMH} = 40\text{ bar}$ en b).

4.2.1.2 Vélométrie par image de particules

L'objectif principal de l'utilisation de la technique de PIV 2D à haute cadence est de caractériser l'évolution temporelle de l'écoulement dans la chambre de combustion suite à l'installation du piston à cavité, et ceci dans différents plans. Pour cette étude, un gaz inerte N_2 est utilisé des particules d'oxyde de zirconium ZrO_2 (diamètre $< 5\ \mu\text{m}$) sont utilisées comme traceur afin de suivre l'écoulement.

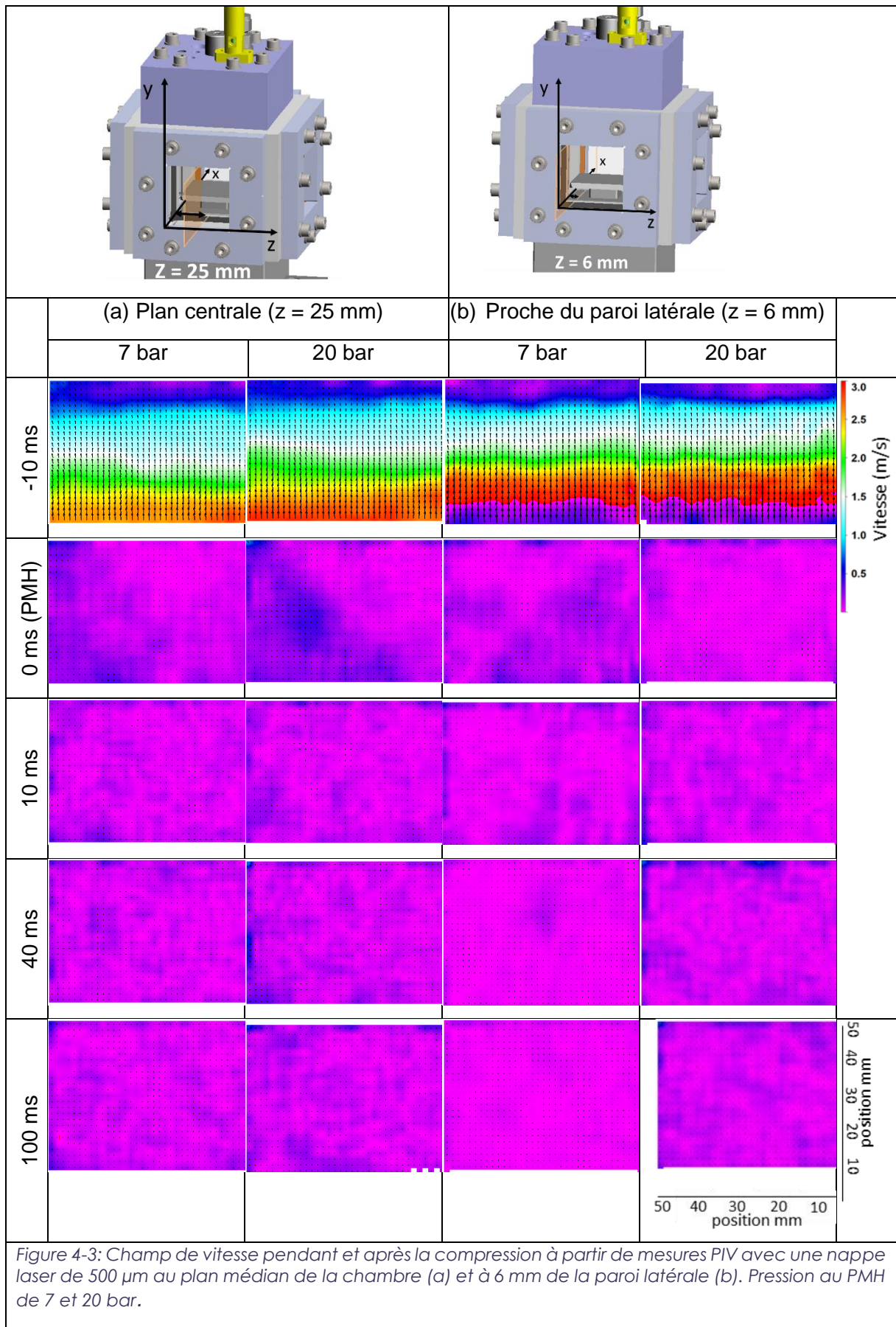


Figure 4-3: Champ de vitesse pendant et après la compression à partir de mesures PIV avec une nappe laser de 500 μm au plan médian de la chambre (a) et à 6 mm de la paroi latérale (b). Pression au PMH de 7 et 20 bar.

Le champ de vitesse a été mesuré dans le plan médian de la chambre et à 6 mm de la paroi latérale. Les résultats de ces mesures sont illustrés sur la Figure 4-3 (a) et (b) respectivement. Ces résultats montrent les champs de vecteur vitesse moyenne durant et après la compression pour des pressions de 7 et 20 bar au point mort haut (PMH).

L'échelle de couleur des images correspond à la norme du vecteur vitesse. Globalement, on observe dans ces deux plans une vitesse résiduelle faible et donc des échanges de chaleur aux parois limités. Ce résultat suggère que la région à faible vitesse est plus large et persiste plus longtemps que la configuration précédente (cf. chapitre 3) utilisant un piston plat et ceci pour les différentes pressions au PMH étudiées et dans les différents plans caractérisés.

Des champs de vitesse ont été mesurés simultanément dans la chambre de combustion et dans la cavité, cf. Annexe 7.7, montrant les images à deux instants (-10 et 40 ms après le PMH).

4.2.2 Mesure du gradient thermique

Comme pour la configuration à piston plat présentée au chapitre précédent, la température durant et après la phase de compression est mesurée à l'aide des thermocouples fins (7.6 μm) dans des conditions non réactives, l'oxygène étant remplacé par de l'azote dans la composition de l'air synthétique.

Ici, les thermocouples sont localisés au milieu de la chambre de combustion ($x = 25$ mm, $z = 25$ mm) pour différentes distances de la culasse ($y = 20, 25, 30, 37, 42$ et 47 mm). Pour ce faire, trois flasques latérales (voir Figure 4-4 (a)) sont utilisées. Elles sont percées aux positions de mesure souhaitées (deux thermocouples en simultané). L'objectif est d'utiliser les différentes flasques latérales (différentes positions des thermocouples) pour en déduire les gradients locaux sur une large zone dans la chambre de combustion (de $y = 15$ à $y = 47$ mm) avec focus sur les premiers 10 mm depuis la culasse où le noyau d'autoinflammation se développe initialement. Ces mesures permettent aussi de vérifier la présence de la zone du cœur adiabatique ainsi que son temps d'existence. La température maximale à $y = 47$ mm est retenue pour tracer les délais d'autoinflammation. D'après la section 3.2, la correction de température n'ayant pas d'effet après le PMH, les résultats des mesures brutes seront directement exploités.

Deux niveaux initiaux de stratification de température sont imposés dans la MCR : (i) Un profil de température générant un gradient thermique après compression (GTAC) de l'ordre de 2.5 K/mm (ii) et celui déjà utilisé dans le chapitre 3 conduisant à un GTAC plus élevée (4.5 K/mm) représentant le cas le plus stratifié. Les valeurs de consignes de température imposées sont reportées en Annexe 7.4.

Les mesures réalisées pour chaque position de thermocouple ont été répétées au moins quatre fois et la reproductibilité qui peut en être déduite, pendant la compression et avant la fin du plateau du signal de température (région du cœur chaud), est considérée comme satisfaisante (écart type de ± 5 K, cf. Figure 4-4 (b)) lorsque tous les signaux sont synchronisés par rapport au point mort haut. Cette figure montre les résultats des mesures des thermocouples à fil fin ($7,6 \mu\text{m}$) ainsi que l'enveloppe des mesures (min/max) pour le mélange non réactif n-heptane/ N_2/CO_2 (1/42/10.34 en mole) dans le cas d'un profil de température initial stratifié, à 20 bar au PMH. Les mesures de température sont simultanées pour les deux positions $y = 30$ et 47 mm, ainsi que $y = 25$ mm et 42 mm ensuite.

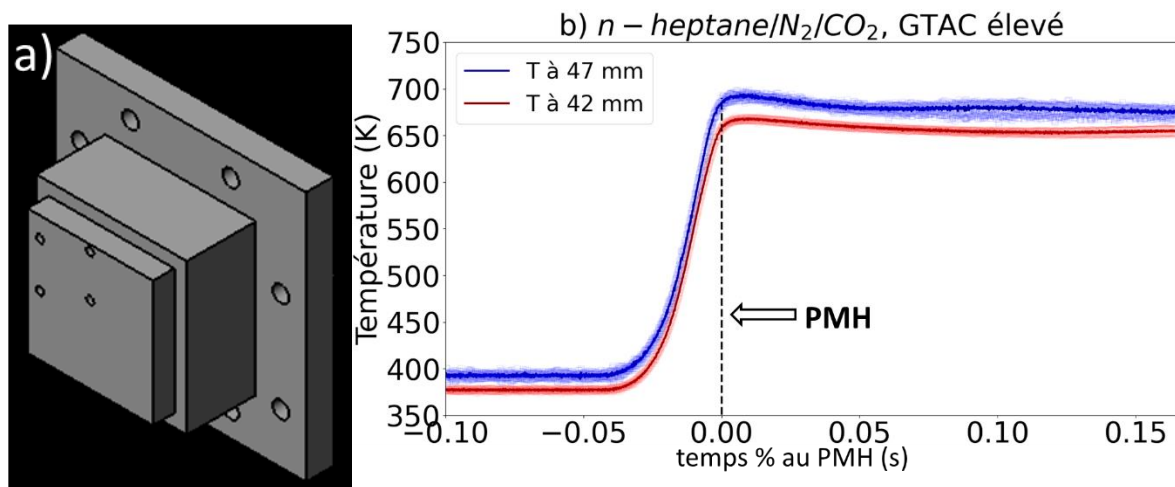


Figure 4-4: Flasque latérale utilisée pour mesurer la température à 3 et à 20 mm par rapport à la culasse dans le plan central. b) mesures de température avec l'enveloppe de mesure (min/max) en couleur claire.

On a vu au chapitre précédent que le gradient de température varie légèrement avec la température au PMH, qui dépend de la composition initiale du mélange (nature du diluant, richesse...). La composition fournissant la température la plus élevée après compression induit un GTAC légèrement plus élevé (voir la section 3.2 point (2)).

Afin d'évaluer la variation de gradient de température après compression avec les températures au PMH, des mesures sont réalisées pour deux mélanges de n-heptane/ N_2/CO_2 avec respectivement 25% et 75 % de CO_2 . Ces deux cas correspondent aux T_{PMH} les plus élevée et plus faible en fin de compression.

- Cas d'un GTAC fort

Les résultats présentés ici sont ceux des mesures réalisées dans le plan central au milieu de la chambre de combustion ($z = 25$ mm, $x = 25$ mm). La Figure 4-5 présente les résultats des mesures de températures moyennées sur quatre essais minimums, pour le cas d'un profil de température initiale fortement stratifié conduisant au GTAC le plus élevé (~ 4.5 K/mm).

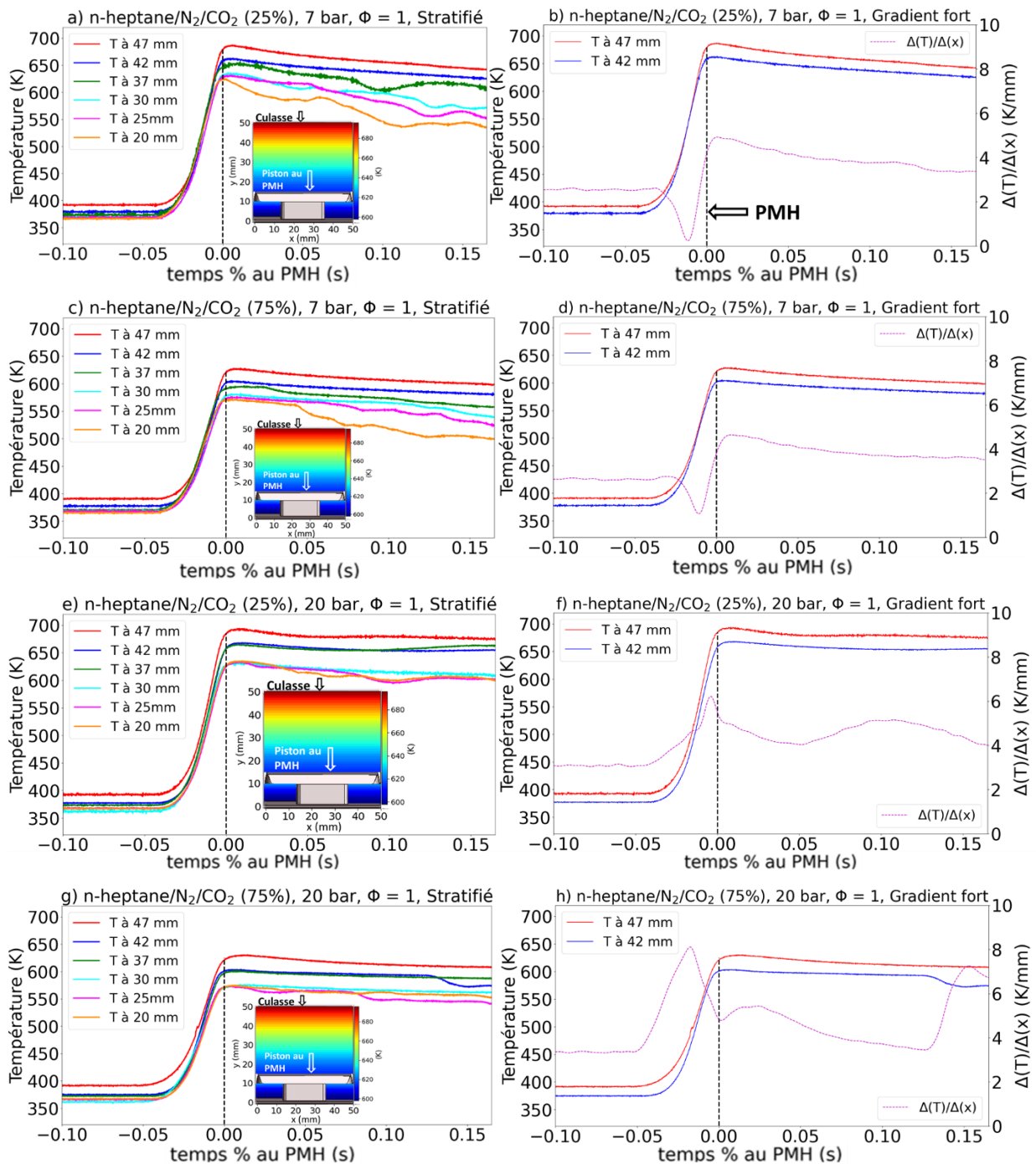


Figure 4-5 : Evolution temporelle de la température durant et après la compression sur le plan médian de la MCR, mesurée par des thermocouples $7.6 \mu\text{m}$, et gradient de température dans la zone la plus proche du culasse (de 42 à 47 mm), cas profil de température initiale fortement stratifié (Gradient fort). Mélange inerte n-heptane/ N_2/CO_2 : 7 bar (resp. 20 bar et 25 % de CO_2 en a) et b) (resp. e) et f) et 75 % de CO_2 en c) et d) (resp. g) et h)).

Le cas de 7 bar au PMH avec 25 % de CO_2 et 75 % de CO_2 (Figure 4-5 (a) et (c) respectivement) montre la présence d'une zone de cœur adiabatique jusqu'à une distance de 8 mm de la culasse (de $y = 42$ à 50 mm) et ceci pour une durée de 150 ms après le PMH. Le gradient dans cette zone dans les deux cas est compris entre 5 K/mm au PMH et 3.5 K/mm à

150 ms après le PMH (Figure 4-5 (b) et (d)). On voit qu'à proximité du piston, une variation irrégulière de la température est observée suggérant que les thermocouples à cet endroit sont sortis de la zone de cœur adiabatique. Ceci est confirmé par des fluctuations tir à tir de température importantes (voir Annexe 7.4, Figure 7-4 (d)).

A 20 bar au PMH, un comportement similaire est observé avec encore une zone de cœur jusqu'à 150 ms après le PMH pour une dilution 25 % de CO₂ à proximité de la culasse, et jusqu'à 125 ms après le PMH lorsque la dilution est portée à 75 % de CO₂ (Figure 4-5 (e) et (g) respectivement). Le gradient dans la zone proche de la culasse ($y = 42$ à 47 mm) varie entre 4 et 5 K/mm à 25 % de CO₂ et entre 3.5 et 5 K/mm à 75 % de CO₂ (Figure 4-5 (f) et (h) respectivement).

Le fait de ne pas corriger les températures durant la compression implique de considérer le gradient de température mesuré pendant cette période avec prudence.

Le gradient de température est aussi mesuré dans le plan central en proximité de la paroi latérale ($z = 25$ mm, $x = 6$ mm) et sur le coin ($z = 6$ mm, $x = 6$ mm) afin de vérifier le gradient de température dans le plan horizontal (plan xz). Les résultats montrent que les gradients sont proches de ceux mesurés dans le plan central au milieu de la chambre ($z = 25$ mm, $x = 25$ mm) avec des gradients compris entre 3.9 et 4.8 K/mm, Cf. Annexe 7.4, Figure 7-4 (a), (b) et (c)).

- Cas d'un GTAC faible

Le cas d'un profil de température initiale faiblement stratifié présente un comportement similaire concernant l'évolution temporelle de la zone de cœur (voir Figure 4-6). Le gradient dans cette zone varie entre 1.5 et 2.5 K/mm pour le cas de 25 % de CO₂ (Figure 4-6 (b) et (f)), et entre 1.6 et 2.3 K/mm à 75 % de CO₂ (Figure 4-6 (d) et (h)).

Les résultats montrent que le gradient après compression mesuré en configuration piston à cavité dans le cas d'un profil de température fortement stratifié est proche à celui mesuré dans le chapitre 3 (4.5 K/mm proche du PMH). Concernant le gradient faible, on observe une légère variation par rapport au gradient faible du chapitre 3 causée par le changement du profil de température initial.

En conclusion, les mesures de température réalisées avec les thermocouples 7.6 μ m ont montrées la présence d'une zone de cœur persistant jusqu'à 200 ms après le PMH contre 25 ms pour le piston plat. L'emploi du piston à cavité permet donc d'avoir des conditions initiales bien contrôlées et maîtrisées avant le début de la combustion et cela sur des durées environs huit fois plus importantes. Par conséquent, le noyau d'autoinflammation se forme dans une zone laminaire et bien caractérisée du point de vue thermique. Ces résultats montrent la

possibilité de travailler avec des délais d'autoinflammation plus longs avec le piston à cavité qu'avec le piston plat (chapitre 3) et donc d'élargir les conditions d'expérimentation en particulier la plage de température explorable.

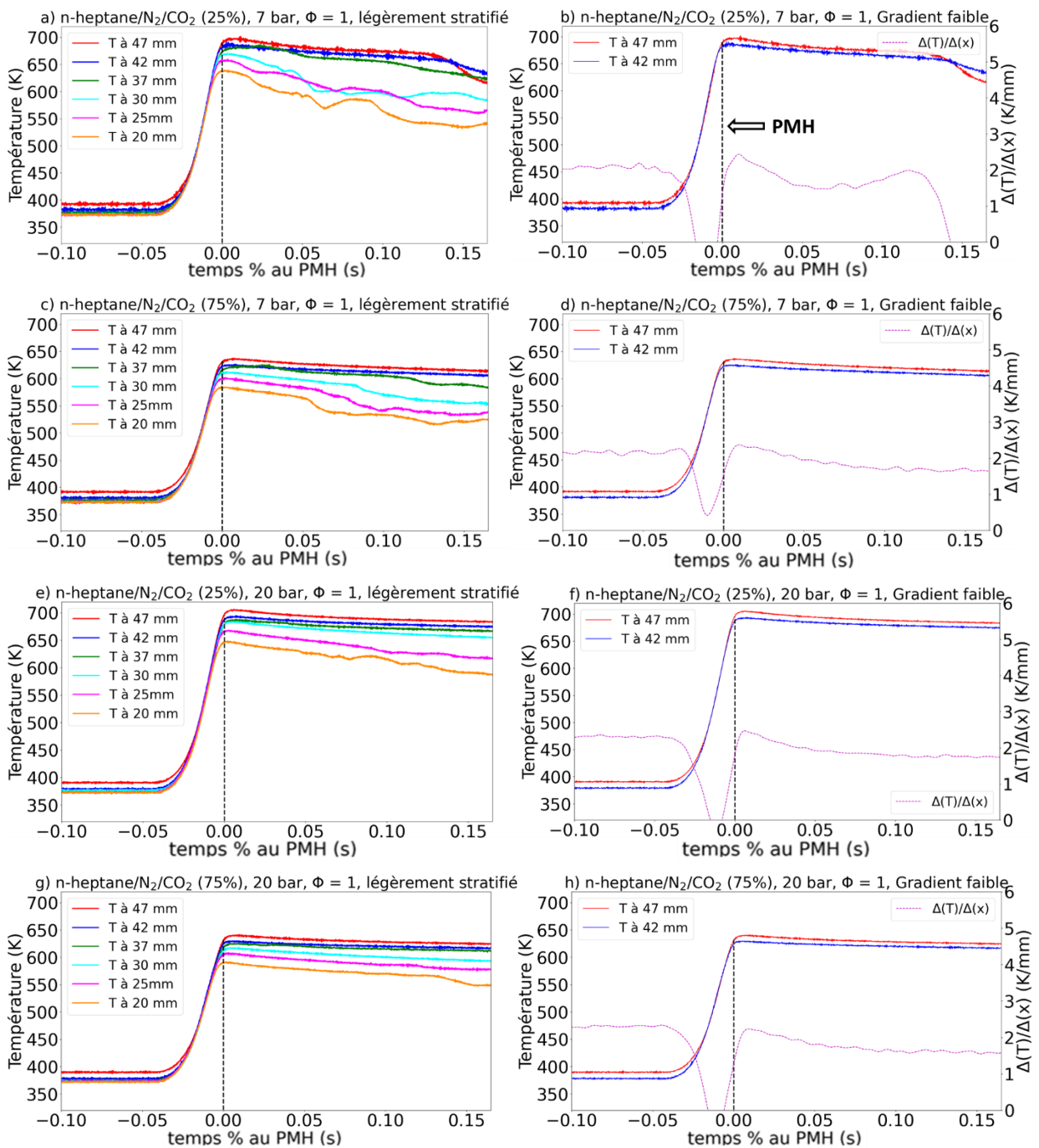


Figure 4-6: Evolution temporelle de la température durant et après la compression sur le plan médian de la MCR, mesurée par des thermocouples $7.6 \mu\text{m}$, et gradient de température dans la zone la plus proche de la culasse (de 42 à 47 mm), cas profil de température initiale légèrement stratifié (Gradient faible). Mélange inerte n-heptane/N₂/CO₂ : 7 bar (resp. 20 bar et 25 % de CO₂ en a) et b) (resp. e) et f) et 75 % de CO₂ en c) et d) (resp. g) et h)).

4.2.3 Caractérisation des délais d'autoinflammation

Comme évoqué dans la partie 3.4, le comportement du délai d'autoinflammation avec la température doit être évalué dans les conditions de l'étude, puisque son gradient pilote la dynamique des fronts de réactions (répartition spatiale des délais d'auto-inflammation associée à la répartition spatiale de la température). Dans cette partie, les mesures du délai d'autoinflammation (DAI) réalisées au sein de la MCR équipée d'un piston à cavité sont présentées à différentes conditions initiales. L'autoinflammation d'un mélange stœchiométrique n-heptane - $O_2/N_2/CO_2$ est étudiée avec plus ou moins de dilution du fait de la concentration d'oxygène dans « l'air synthétique » (30, 21 et 14 %). L'influence de la pression au PMH de 7, 20 et 30 bar est également considérée, et ceci pour deux profils de température initiale.

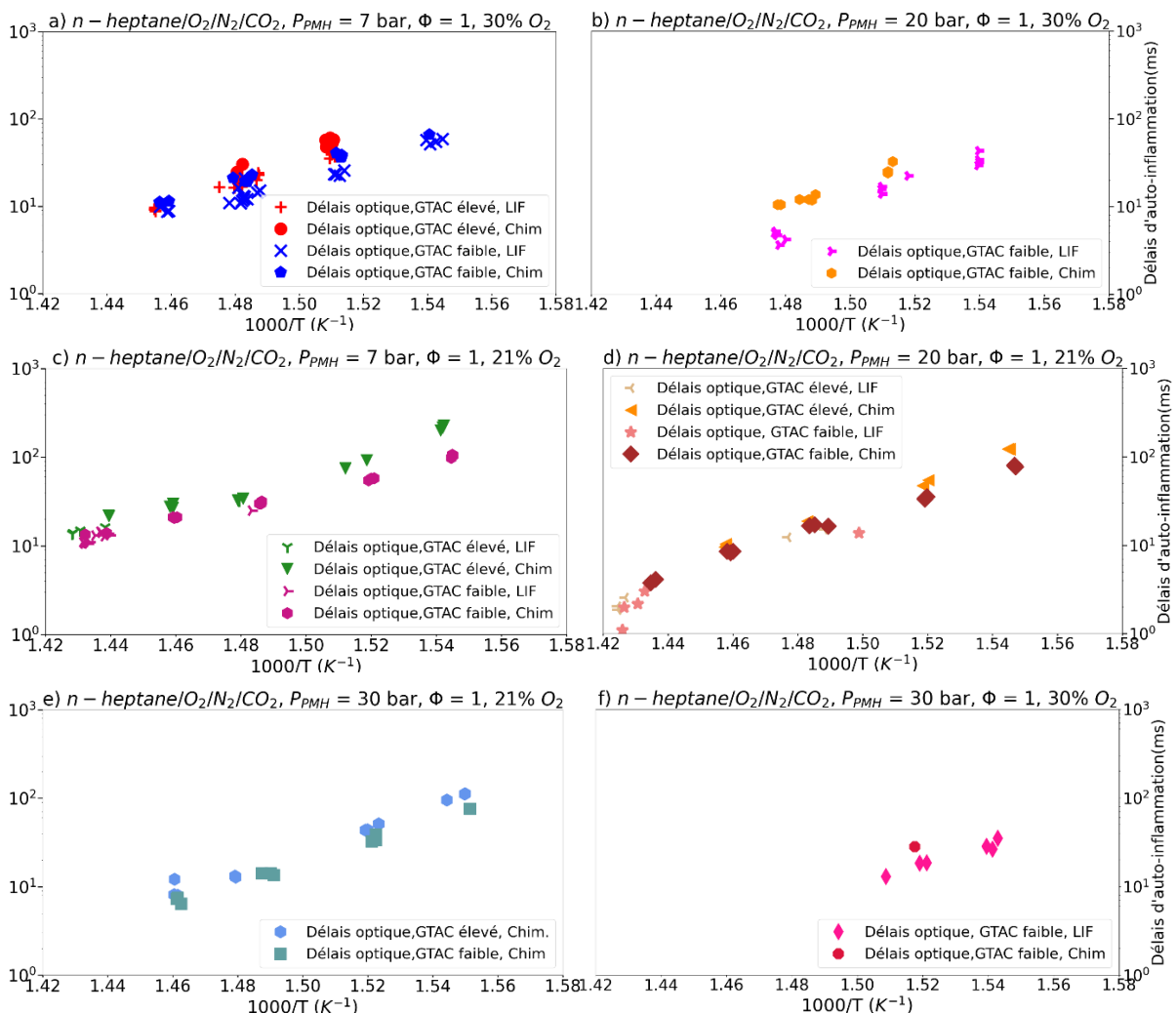


Figure 4-7: Mesures des délais d'autoinflammation en fonction de la température du cœur adiabatique maximale au PMH pour des mélanges n-heptane - $O_2/N_2/CO_2$: profil de température homogène (GTAC faible) et stratifié (GTAC élevé). Comparaison entre les résultats des délais trouvés avec PLIF-OH et ceux des délais trouvés avec la chimiluminescence. a) 30 % de O_2 , $P_{PMH} = 7$ bar. b) 30 % de O_2 , $P_{PMH} = 20$ bar. c) 21 % de O_2 , $P_{PMH} = 7$ bar. d) 21 % de O_2 , $P_{PMH} = 20$ bar. e) 21 % de O_2 , $P_{PMH} = 30$ bar. f) 30 % de O_2 , $P_{PMH} = 30$ bar.

L'impact de la variation de température après compression sur le délai d'autoinflammation est illustré sur la Figure 4-7. Rappelons que pour ces graphes, la température retenue est une estimation de la température du cœur adiabatique au PMH dans la partie supérieure de la chambre (voir section 3.2 pour plus de détails). Dans la plage de température examinée dans ici, un comportement PTC (Positive Temperature Coefficient) est observé, c'est-à-dire une diminution stricte du DAI avec l'augmentation de la température.

4.2.3.1 Effet du gradient de température sur les délais

Comme mentionné précédemment, deux profils de température initiale sont examinés l'un conduisant à des GTAC (gradients de température après compression) dits faibles et élevés pour l'autre. Les délais d'autoinflammation sont déterminés ici par méthode optique (cf. chapitre 3). Les résultats sont reportés sur la Figure 4-7 en fonction de la température au point mort haut (T_{PMH}) de la partie supérieure de la chambre.

De l'analyse de la Figure 4-7 ((a), (c), (d) et (e)) on peut conclure que dans ces différentes conditions de pression et fraction molaire d'oxygène, le profil de température initial n'affecte pas significativement les mesures de délais d'autoinflammation pour des valeurs inférieures à 100 ms. Ce comportement est cohérent avec celui de l'étude avec piston plat section 3.4.

4.2.3.2 Effet des mesures par diagnostic optique

Les délais ont été déterminé à partir de signaux de chimiluminescence mais aussi à partir d'image de PLIF-OH résolue en temps.

L'influence de retenir l'utilisation de PLIF-OH pour déterminer les délais d'autoinflammation se retrouve sur la Figure 4-7 ((a), (b), (c), (d) et (f)). Dans le cas d'un mélange à 30 % d'oxygène les DAIs mesurés par PLIF-OH sont plus courts que ceux trouvés par chimiluminescence pour des températures de gaz similaires. Cette réduction peut être due à l'effet photochimique et semble être plus importante pour les températures faibles pour lesquelles l'étude numérique prévoit une déflagration. Par exemple, à 7 bar au PMH (Figure 4-7 (a)) les délais mesurés par chimiluminescence sont 36 % plus longs que les délais mesurés en présence PLIF-OH pour les températures inférieures ou égales à 675 K. Dans ces conditions de températures et de pression, le régime de combustion est censé être en déflagration (voir section 4.2.4, Figure 4-10 (b)). Pour une température supérieure à 675 K, conditions pour lesquelles un régime d'autoinflammation est prédit, cette différence disparaît. La pertinence de l'exploitation d'images de PLIF OH lorsque le délai est affecté par l'excitation laser sera discutée en détail plus loin.

Cette différence de DAI est également observée pour le cas d'une pression de 30 bar au PMH Figure 4-7 (f). Elle est du même ordre que le cas à 7 bar. Elle augmente à 41 % pour

une pression de 20 bar au PMH avec toujours 30 % de O_2 dans le mélange synthétique (Figure 4-7 (b)).

Néanmoins, dans les conditions à 21 % de O_2 , les délais d'autoinflammation sont insensibles à la méthode de détermination (chimiluminescence ou PLIF-OH) (voir Figure 4-7 (c) et (d)).

4.2.3.3 Effet de la concentration en O_2

L'effet de la quantité d'oxygène sur le délai d'autoinflammation pour un mélange stœchiométrique et pour une pression de 7 et 20 bar au PMH est illustré dans la Figure 4-8, où sont comparés des mélanges de 14 % à 30 % d'oxygène. Ces expériences ont été réalisées en utilisant le profil de température conduisant à un GTAC faible. Une diminution significative du délai d'autoinflammation est observée avec l'augmentation du pourcentage molaire d'oxygène toutes choses égales par ailleurs pour le cas où $P_{PMH} = 20$ bar. Les délais sont proches pour les mélanges à 21 % et 30 % d'oxygène pour les deux pressions au PMH 7 et 20 bar. Les mélanges à 14 % d'oxygène présentent des délais plus élevés d'autant plus à haute pression.

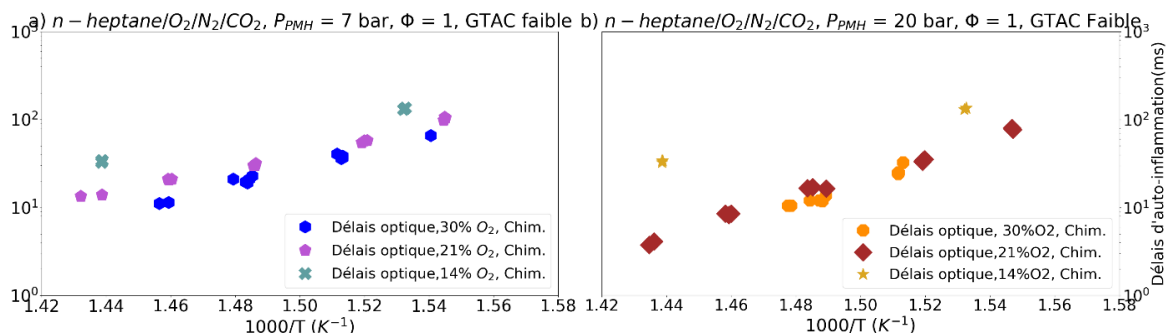


Figure 4-8: Mesures des délais d'autoinflammation en fonction de la température du cœur adiabatique maximale au PMH pour des mélanges *n*-heptane - $O_2/N_2/CO_2$, 30 %, 21 % et 14 % de O_2 dans l'air synthétique, 7 et 20 bar au PMH respectivement en (a) et (b). Cas d'un GTAC faible.

En conclusion, les résultats montrent que le gradient de température initiale n'affecte pas les délais d'autoinflammation. En revanche, une influence de l'excitation par une longueur d'onde dans l'ultraviolet sur les délais d'autoinflammation est observée dans le cas des mélanges enrichis en oxygène. Les conséquences de cette influence sur la vitesse des front réactifs seront discutées dans la partie 4.2.5.1. L'augmentation de la concentration d'oxygène réduit les délais d'autoinflammation. Les données à 21 % et à 30 % d'oxygène montrent une dépendance exponentielle du délai d'autoinflammation à $1000/T_{ad}$, ce qui est équivalent à une énergie d'activation globale constante pour chaque condition. Ces tendances sont consistantes avec celles reportées au chapitre 3.

4.2.4 Prédiction des régimes de combustion : Une approche numérique

Une étude paramétrique est réalisée à l'aide des outils numériques afin de délimiter les régions correspondantes à l'autoinflammation et à la déflagration. Différentes compositions de mélange, températures et gradients thermiques sont considérées à cet effet.

La différence par rapport à l'étude présentée dans le chapitre 3 est que les simulations des délais d'autoinflammation sont effectuées en utilisant des signaux de pression en inerte mesurés lors de la compression du mélange en utilisant le piston à cavité. Les résultats de ces simulations sont utilisés pour évaluer S_{sp} et le régime de combustion à l'aide du critère de Sankaran. Comme l'étude expérimentale, différentes conditions de mélange initial, de pression (7, 20 et 30 bar) et de température (620 à 690 K) au PMH sont étudiées toujours pour des mélanges stœchiométriques. Les graphes caractérisant les régimes de combustion sont illustrés dans les Figure 4-9 et Figure 4-10.

Suivant le critère de Sankaran [7], le rapport entre S_L et S_{sp} pour le mélange n-heptane/air synthétique est reporté dans la Figure 4-9 (couleurs dans le graphique) en fonction de la température du cœur adiabatique au PMH pour le cas d'un gradient de température comprimé (GTAC) faible et élevé (2 et 4.5 K/mm respectivement). L'axe vertical correspond à la pression au PMH. Les figures (a) et (b) (resp. (c) et (d)) correspondent à des mélanges stœchiométriques n-heptane/ $O_2/N_2/CO_2$ à 30 % (resp. 21 %) de O_2 dans l'air synthétique.

Les iso-lignes dans les graphiques représentent les délais d'autoinflammation. Cette nouvelle configuration à piston à cavité a montré une meilleure homogénéité de température liée à la suppression des tourbillons de coin ce qui conduit à une validité de l'hypothèse de cœur adiabatique pour des délais jusqu'à 120 ms en haut de la chambre et même 250 ms dans la plupart des cas. Il est donc possible d'étendre le domaine de délais étudiés avec le piston plat. Les résultats sont donc analysés à iso-températures. L'utilisation de l'iso-température au PMH permet d'étudier la transition de régime à (i) iso-composition de mélange et à différentes pressions au PMH (Figure 4-9) et à (ii) iso-pression au PMH à différents pourcentages de O_2 dans l'air synthétique (Figure 4-10). Les conditions que nous recherchons sont celles conduisant à une transition AI/Df à iso-température au PMH.

Les résultats de la Figure 4-9 (a) obtenues pour le GTAC de 4.5 K/mm et 30 % d'oxygène montrent que, pour la gamme de température choisie, la région de déflagration représentée en rouge s'élargit (en terme de plage de température quand la pression diminue). Ce comportement est lié à l'influence de la pression sur la vitesse de flamme laminaire. Cette cartographie montre que la transition de régime AI/Df peut-être atteinte en modulant la pression, mais uniquement à des températures élevées (>680 K) ce qui correspond donc à des délais courts.

En réduisant le GTAC vers 2 K/mm (Figure 4-9 (b)), les températures supérieures à 660 K (délais < 20 ms) permettent d'avoir une transition AI/Df en changeant la pression au PMH. En particulier, une température au PMH de 670 K conduit à une transition de l'autoinflammation vers la déflagration en réduisant la pression au PMH de 30 à 7 bar. En conséquence, les mélanges riches en oxygène favorisent la transition vers la déflagration en diminuant la pression, même à faible gradient de température.

Les Figure 4-9 (c) et (d) montrent l'influence de la pression sur le régime de combustion à 21 % de O₂. Par rapport au cas de 30 % de O₂, la plage de déflagration ($S_L/S_{sp} > 1$) est restreinte, d'autant plus que le gradient est faible (d). Dans ce graphique (d), seules les températures inférieures à 660 K (DAIs les plus longs) peuvent garantir une transition entre les deux régimes de combustion en utilisant uniquement une variation de pression. Dans le cas d'un GTAC élevé (Figure 4-9 (c)) la transition peut être obtenue par une simple variation de pression pour des températures entre 660 K et 680K.

Nous concluons de la Figure 4-9 qu'à 30 % de O₂, des gradients de température forts ou faibles permettent d'avoir une transition AI/Df en changeant la pression au PMH sur large grande plage de température alors que cela n'est réalisable qu'avec un GTAC élevé à 21 % de O₂.

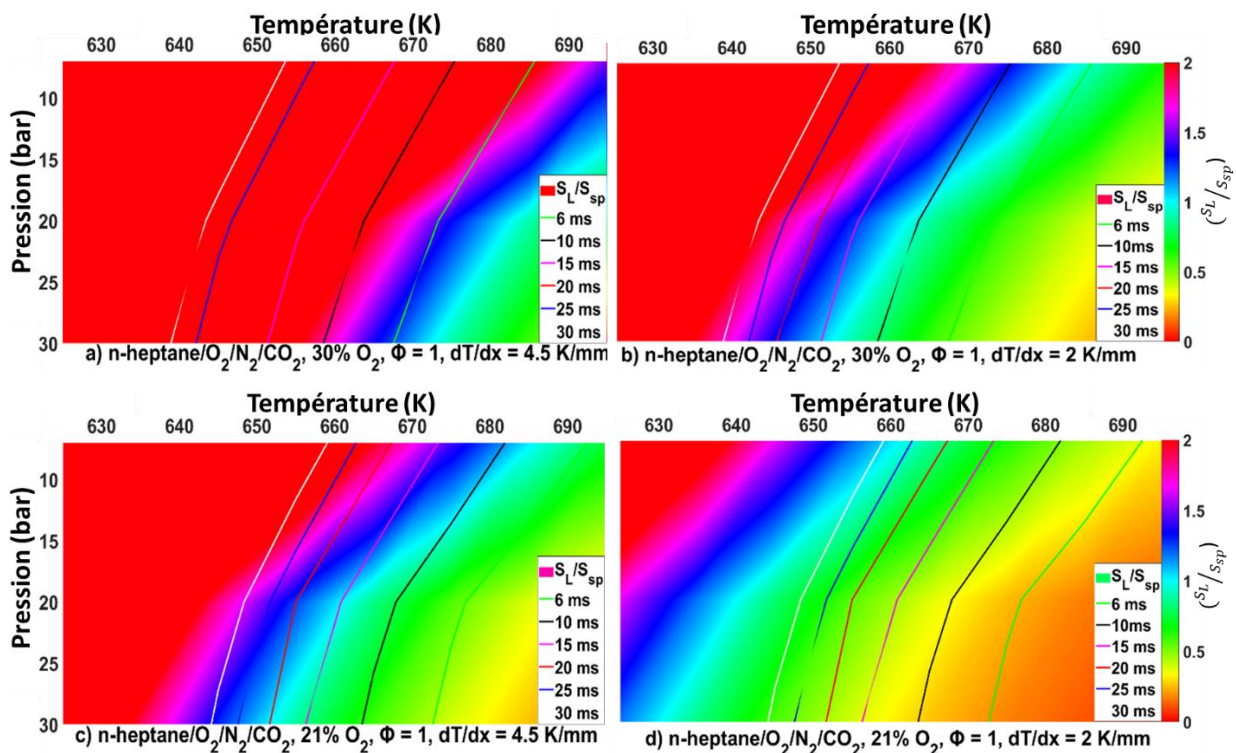


Figure 4-9: Etude du régime de combustion : critère de Sankaran (S_L/S_{sp}) en fonction de la pression et de la température au PMH. Mélange n-heptane/O₂/N₂/CO₂, $\Phi = 1$: 30 % de O₂, GTAC = 4.5 K/mm en a) et 2 K/mm en b), 21 % de O₂, GTAC = 4.5 K/mm en c) et 2 K/mm en d).

La transition de régime de combustion peut également être obtenue par une variation de concentration d'oxygène, toutes choses égales par ailleurs. La Figure 4-9 présente ainsi, les cartographies de régime de combustion pour différentes pressions en fonction de la concentration d'oxygène.

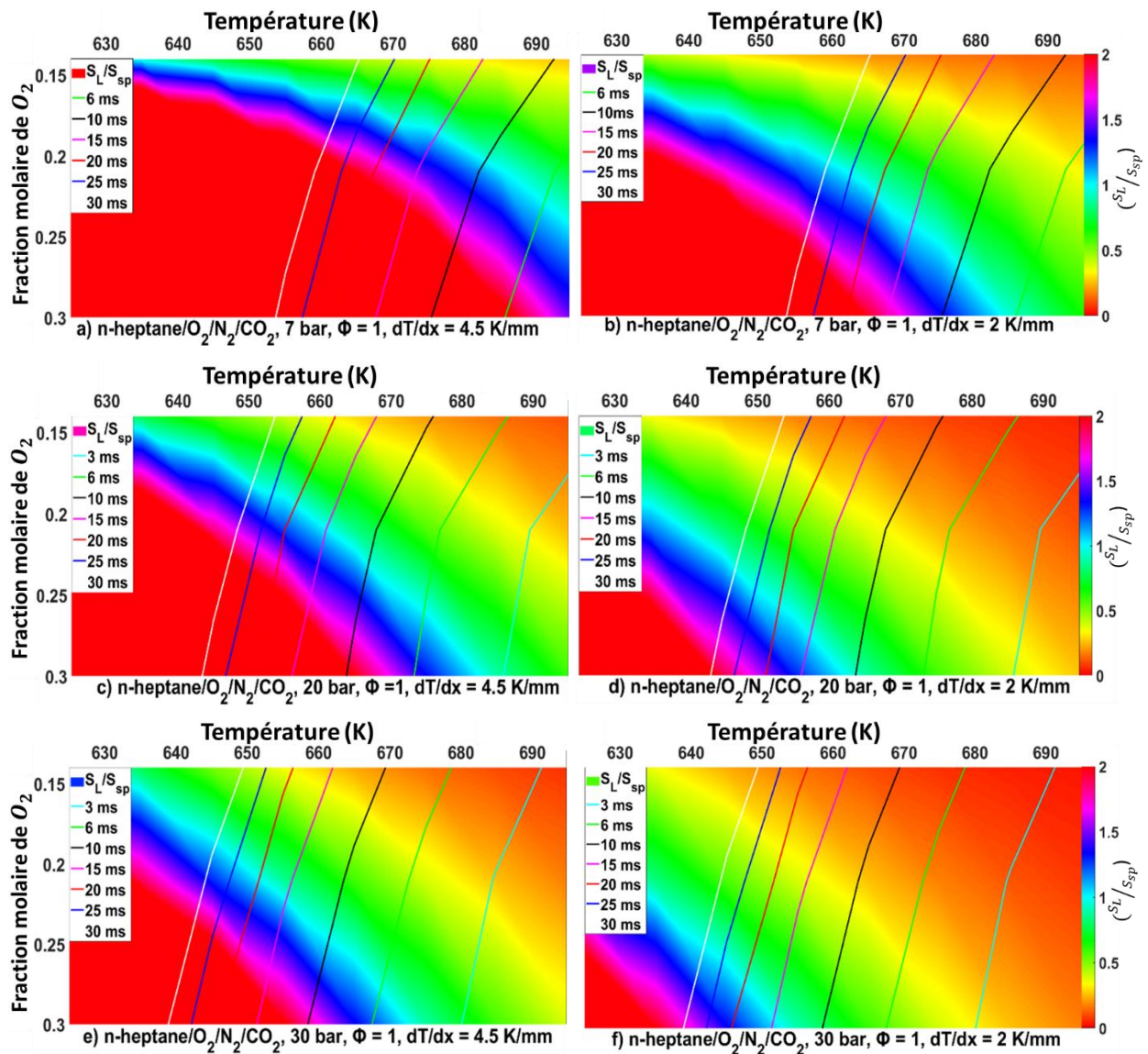


Figure 4-10: Etude du régime de combustion : critère de Sankaran (S_L/S_{sp}) en fonction de la fraction molaire d'O₂ et de la température au PMH. Mélange n-heptane/O₂/N₂/CO₂, $\Phi = 1$: 7 bar au PMH, GTAC = 4.5 K/mm en a) et 2 K/mm en b), 20 bar au PMH, GTAC = 4.5 K/mm en c) et 2 K/mm en d), 30 bar au PMH, GTAC = 4.5 K/mm en e) et 2 K/mm en f).

On considère maintenant, un gradient de température comprimé élevé (Figure 4-10 (a),(c) (e)) et faible (Figure 4-10 (b), (d), (f)). Les Figure 4-10 (a) et (b) montrent qu'une faible pression au PMH est une bonne condition pour avoir une transition AI/Df avec les deux GTAC sur la plage de température d'intérêt. Dans le cas d'une pression supérieure (20 bar) et un faible GTAC de 2 K/mm (Figure 4-10 (d)), des températures inférieures à 670 K sont nécessaires

pour passer de l'autoinflammation à la déflagration, en changeant la fraction molaire d'oxygène.

Dans le cas d'un GTAC élevé de 4,5 K/mm (Figure 4-10 (c)), la région de déflagration est plus large. Cette condition est pertinente pour étudier la transition entre les régimes de combustion dans notre MCR, puisque pour toute température inférieure à 690 K, la déflagration et l'autoinflammation sont possibles en fonction de la fraction molaire d'oxygène.

Enfin, les deux dernières figures (Figure 4-10 (e) et (f)) montrent qu'à 30 bar au PMH, la région de déflagration est rétrécie au profit de l'autoinflammation en raison de la diminution de la vitesse de flamme laminaire lorsque la pression augmente. La transition reste donc possible à cette pression mais pour des températures faibles.

Pour conclure, pour toutes les conditions de pression, de température et de GTAC, une concentration d'oxygène de 14 % conduit à un régime d'autoinflammation.

4.2.5 Régimes de combustion des expérimentations réalisées

Les résultats expérimentaux de l'ensemble des tests effectués dans la MCR en configuration piston à cavité sont présentés dans ce paragraphe. Dans un premier temps, les vitesses apparentes des fronts seront déterminées par les différentes techniques de diagnostic optique telles que la chimiluminescence OH*, la PLIF-OH et la PIV. Les mesures de vitesse de gaz frais en aval de front réactif obtenues par PIV sont ensuite présentées. Enfin, la vitesse de front réactif par rapport au gaz frais (S_{exp}) sera calculée à partir de la vitesse apparente et de la vitesse de gaz frais. La vitesse S_{exp} ainsi obtenue sera ensuite comparée à la vitesse de flamme laminaire afin de déterminer le régime de combustion.

4.2.5.1 Vitesse apparente : PIV, PLIF-OH et Chimiluminescence

Dans cette partie de l'étude, des combinaisons d'imagerie à haute cadence PIV/PLIF-OH et PIV/Chimiluminescence OH* sont utilisées afin de caractériser la vitesse de front réactif dans différentes conditions de mélange, de température et de pression au PMH. Les visualisations par PLIF-OH et PIV sont focalisées sur le plan central de la chambre de combustion tandis que les visualisations par chimiluminescence intègrent les émissions dans le volume cubique. Pour chaque diagnostic optique, un traitement d'image (cf. section 2.2.5.4) permet d'extraire les fronts réactifs à partir desquels la vitesse apparente est calculée.

La combinaison des diagnostics optiques (PIV/PLIF-OH ou bien PIV/chimiluminescence) permet d'avoir la vitesse de front réactif de deux manières simultanément. La première combinaison PIV/PLIF-OH fournit des informations sur la formation et la propagation de front réactif dans le plan central pour lequel la caractérisation du gradient thermique a été réalisée.

Par ailleurs, la combinaison PIV/chimiluminescence donne des informations sur la propagation des fronts réactifs dans le plan central par PIV, via la variation de densité de l'ensemencement, mais aussi intégré dans le volume de la chambre (chimiluminescence). L'utilisation de la PIV comme outil de diagnostic optique est essentielle pour avoir la vitesse de gaz frais pour tous les tests.

Dans certaines conditions de mesure (haute pression, mélange dilué), pour lesquelles le signal PLIF est faible, (section 2.2.4.3, 2.2.5.2 et 2.2.5.3), ce diagnostic est remplacé par la chimiluminescence OH*. Dans ce cas (couplage PIV/chimiluminescence), il est nécessaire de s'assurer qu'on a toujours les informations de la vitesse de front dans le plan central pour comparaison. Dans un premier temps, on a vérifié que la vitesse de front mesurée dans le plan central par PIV est en accord avec celle mesurée par PLIF-OH.

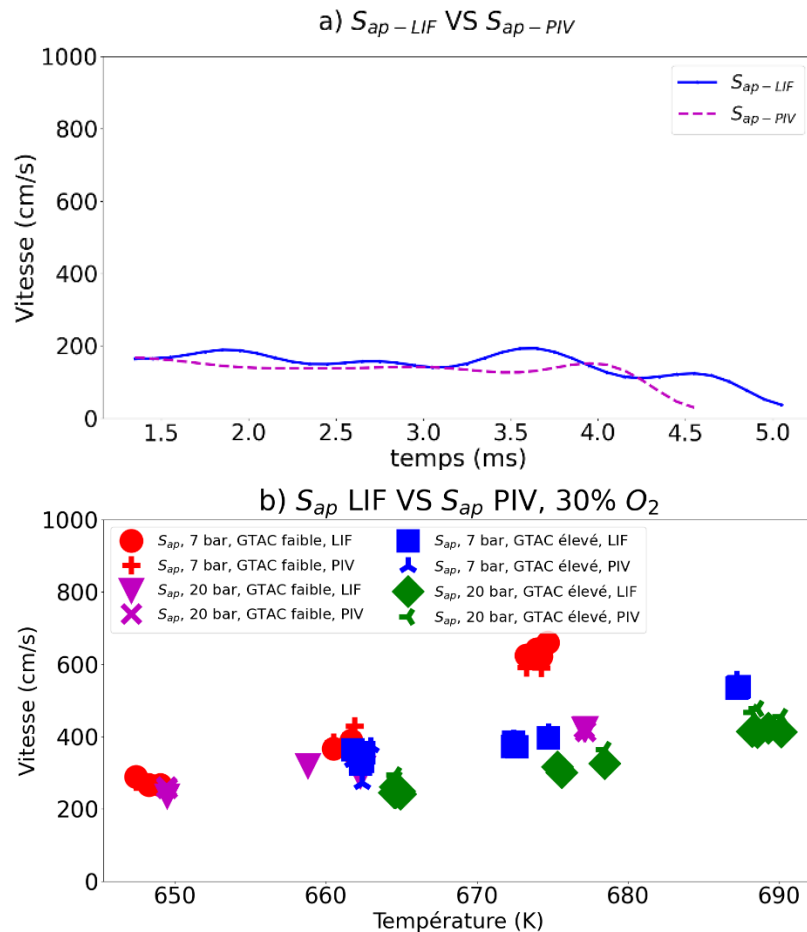


Figure 4-11: a) Evolution temporelle de la vitesse apparente mesurée par PLIF-OH et par PIV pour le mélange n-heptane- $O_2/N_2/CO_2$ (1/11/20.69/20.69 en mole), 30 bar au PMH, GTAC élevé, pour $\Delta P < 5\%$. b) comparaison des vitesses apparentes mesurées par PLIF-OH et PIV dans des différentes conditions expérimentales à 30 % de O_2 dans l'air synthétique.

La Figure 4-11 (a) compare l'évolution temporelle de la vitesse apparente mesurée par PLIF-OH et par PIV combiné pour le mélange n-heptane- $O_2/N_2/CO_2$ (21 % de CO_2 dans l'air synthétique) à 30 bar au PMH. Les détails du traitement d'image sont donnés au chapitre 2,

section 2.2.5.4. Le profil de température utilisé pour ce test est celui conduisant à un GTAC élevé. D'après la Figure 4-11 (a), un bon accord entre les deux vitesses apparentes est obtenu. Cet accord a été vérifié pour différentes conditions de pression et de température au PMH et différents profils de température initiale comme le montre la Figure 4-11 (b) où l'écart maximum est de 13 %. En effet, cette figure compare la vitesse apparente mesurée par PLIF-OH et par PIV en fonction de la température au PMH à 7 et à 20 bar et des GTAC faible et élevé. Ces résultats confirment que la PIV est un outil de diagnostic fiable pour déterminer la vitesse de front réactif. Cette étape de validation est importante pour pouvoir travailler en chimiluminescence/PIV au lieu de PLIF-OH/PIV tout en préservant les informations concernant la vitesse de front dans un plan.

Dans un second temps, les vitesses extraites des visualisations par chimiluminescence (S_{ap_chim}) sont comparées aux vitesses obtenues par PIV (S_{ap_PIV}) dans le plan central. La Figure 4-12 illustre le profil de vitesse temporel mesuré par chimiluminescence/PIV combinées pour le mélange stœchiométrique n-heptane - $O_2/N_2/CO_2$ (1/11/12.41/28.96 en mole) à 30 bar au PMH en (a). D'autres exemples sont tracés à la Figure 4-12 (b) à 20 et 30 bar au PMH et à différents GTAC.

Ces deux figures montrent l'accord entre les vitesses mesurées en utilisant les deux techniques de diagnostic optique malgré l'effet d'intégration de l'émission par chimiluminescence sur la profondeur. En effet, la Figure 4-12 (c) présente l'écart relatif entre les valeurs moyennes de S_{ap} calculées par les deux techniques à chaque température par rapport à S_{ap_chim} . D'abord, les S_{ap} moyennes sont calculées à chaque température pour les deux techniques de mesure $(S_{ap_PIV})_{moyenne}$ et $(S_{ap_Chim})_{moyenne}$. L'écart type par rapport aux valeurs moyennes de S_{ap} dans les deux configurations est inférieur à 7 %. L'écart relatif est ensuite calculé en utilisant l'équation suivante :

$$Ecart\ relatif = 100 * \frac{(S_{ap_PIV})_{moyenne} - (S_{ap_Chim})_{moyenne}}{(S_{ap_Chim})_{moyenne}}$$

L'écart relatif moyen des S_{ap} calculées par chimiluminescence et par PIV est de 4.4 % et l'écart maximum atteint localement jusqu'à 25 %.

Dans cette partie, on a comparé les vitesses apparentes mesurées par les différents outils de diagnostic optique (PIV/PLIF-OH combiné et PIV/Chimiluminescence combiné). Les résultats montrent que, sauf cas particulier, les vitesses apparentes mesurées sont indépendantes de la technique utilisée et donc non sensibles aux phénomènes 3D pour la chimiluminescence.

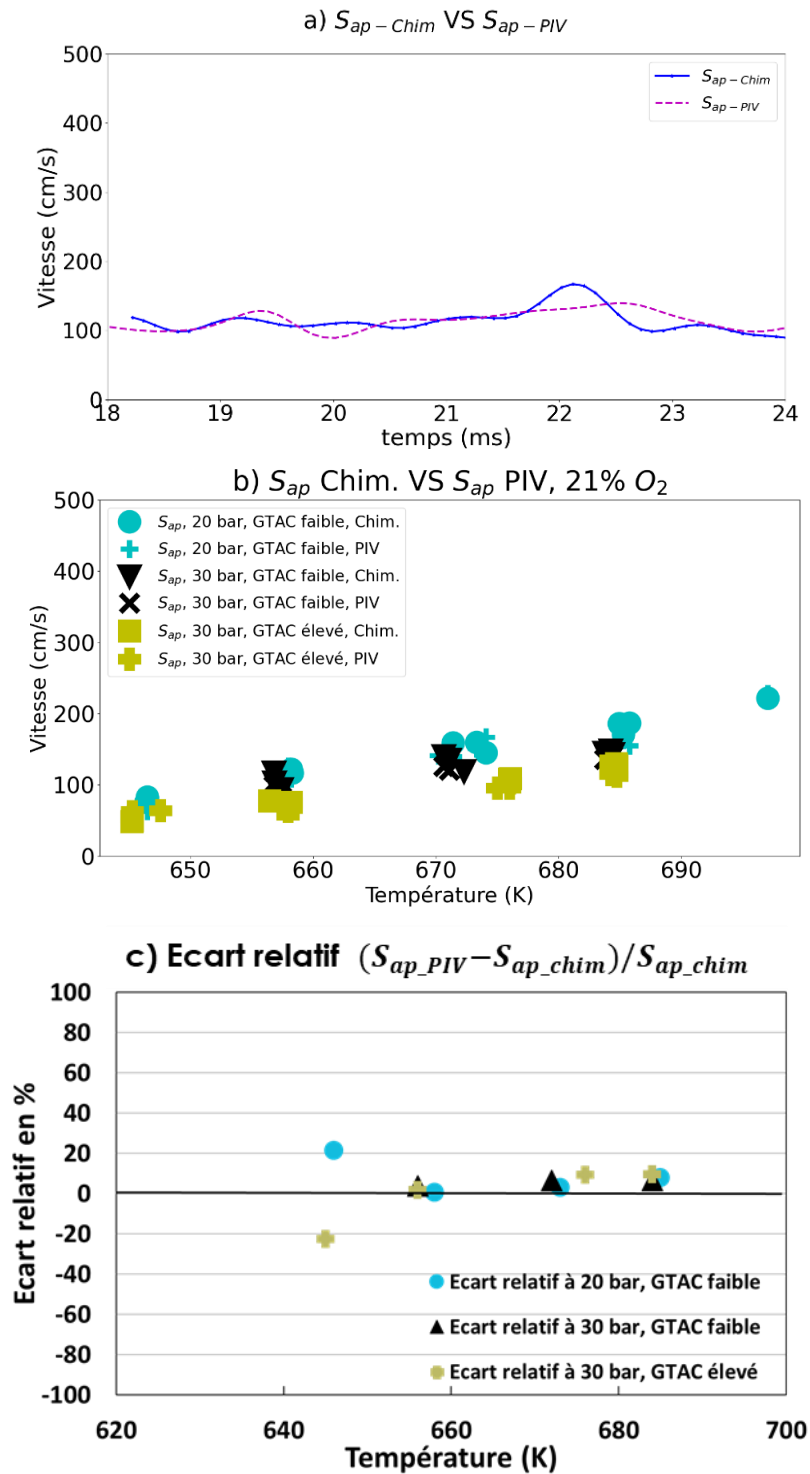


Figure 4-12: Evolution temporelle de la vitesse apparente mesurée par Chimiluminescence et par PIV pour le mélange n-heptane - $O_2/N_2/CO_2$ (1/11/12.41/28.96 en mole), 30 bar au PMH, GTAC faible, pour $\Delta P < 5$ %. b) comparaison des vitesses apparentes mesurées par chimiluminescence et PIV dans des différentes conditions expérimentales à 21 % de O_2 dans l'air synthétique. c) écart relatif entre les S_{ap} moyennes calculées par PIV et par chimiluminescence.

4.2.5.2 Vitesse de front réactif

Afin de mesurer la vitesse de gaz frais en aval de front réactif simultanément avec la vitesse de front, les enregistrements obtenus par PIV sont post-traités pour extraire la vitesse de front

réactif et la vitesse de gaz frais. Dans cette partie, on va comparer (i) la vitesse de front réactif par rapport aux gaz frais, dont la vitesse est mesurée par PIV et (ii) celle déterminée en multipliant classiquement la vitesse apparente par le rapport de densité entre le gaz frais et le gaz brûlé, appelée ici vitesse de front réactif théorique, par analogie avec le cas d'une propagation 1D en tube semi ouvert (allumage côté fermé).

La vitesse expérimentale de front réactif S_{exp} , qui est définie comme la composante verticale de la vitesse locale du front de flamme par rapport au gaz frais, est obtenue à partir de la vitesse apparente, S_{ap} , et de la vitesse de gaz frais, V_{gf} , mesurées à partir d'enregistrements PLIF-OH/PIV ou bien chimiluminescence/PIV (cf. section 2.2.5) *via* l'équation ci-dessous :

Équation 4-1 :

$$S_{exp} = S_{ap_moyenne} - V_{gf}$$

La vitesse de front est analysée sur une plage de temps choisie de sorte à ce que la variation de la pression entre le début de la formation du noyau et la dernière image traitée durant la propagation reste inférieure à 5 %. Dans configuration, la vitesse expérimentale de front réactif peut être déterminée, comme évoqué plus haut, en utilisant le rapport ρ_u/ρ_b (cf. 2.2.3). À ces premiers stades de la combustion, les gaz brûlés se dilatent presque librement (la variation de pression étant inférieure à 5 %). Compte tenu de l'aspect de la flamme, son étirement est négligé lors de la propagation sur les 10 premiers millimètres. La vitesse du front par rapport au gaz frais S_{exp_p} est ensuite déterminée *via* l'équation ci-dessus:

Équation 2-9 :

$$S_{exp_p} = S_{ap_moyenne} * \frac{\rho_b}{\rho_u}$$

Le cas de 21 % d'oxygène dans le mélange oxydant est d'abord analysé. La Figure 4-13 illustre la vitesse de front calculée en utilisant l'Équation 4-1 (symboles pleins) et celle appelée théorique calculée en utilisant l'Équation 2-9 (croix) pour le cas d'un mélange n-heptane/O₂/N₂/CO₂ avec 21 % d'oxygène molaire dans l'air synthétique. Dans la Figure 4-13, les valeurs de vitesse sont comparées à différentes pression (7, 20 et 30 bar) pour un GTAC faible en (a) et élevé en (b). Les deux cas (GTAC faible et élevé) montrent que les vitesses calculées en utilisant les deux méthodes sont proches, un comportement vérifié aussi à travers la Figure 4-13 (c).

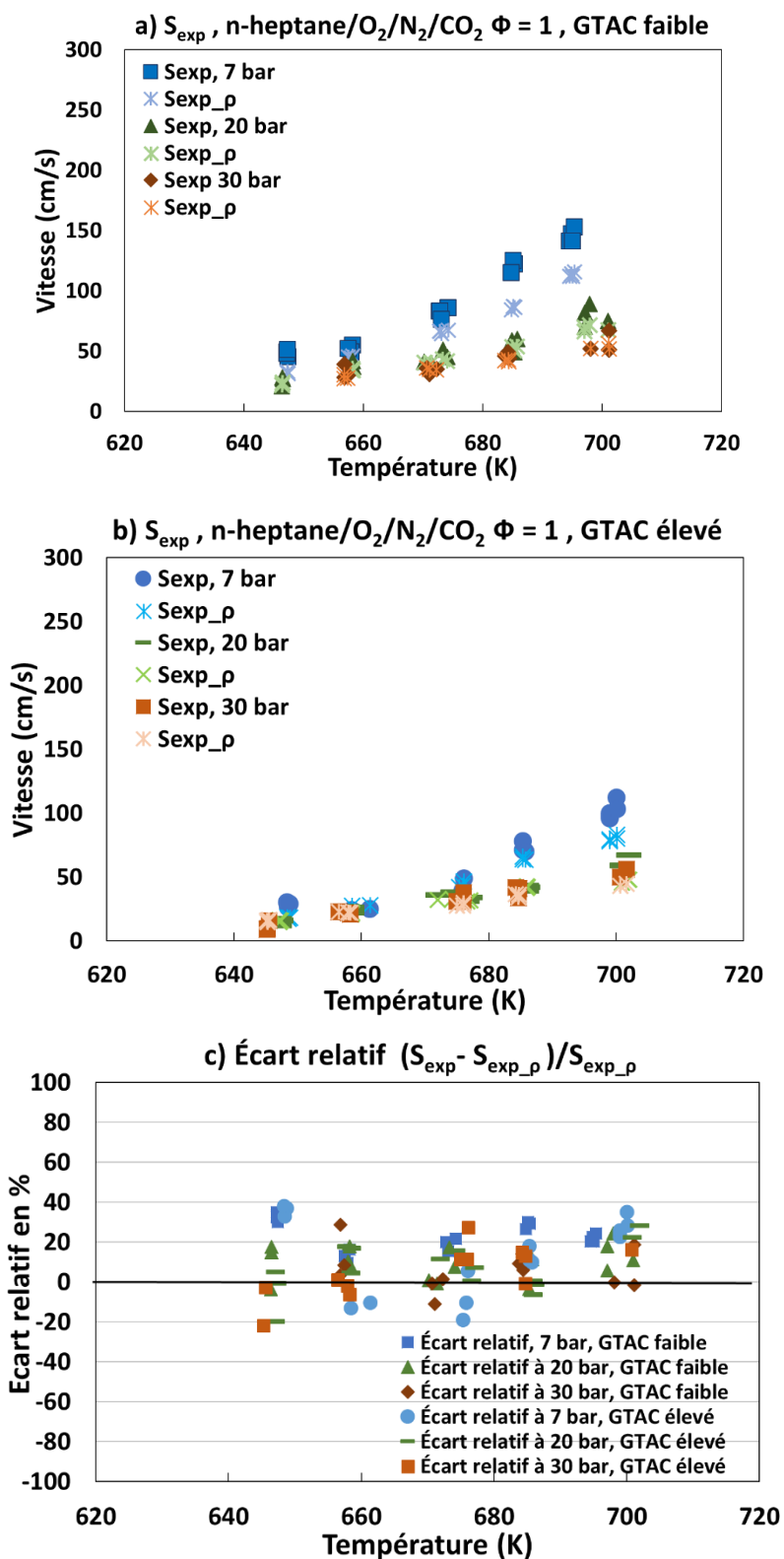


Figure 4-13: Vitesse de front réactif en fonction de la température au PMH. S_{exp} calculée en prenant en considération la vitesse de gaz frais mesurée contre $S_{exp,\rho}$ calculée théoriquement en multipliant la vitesse apparente par ρ_b/ρ_u . Mélange à 21 % d'oxygène dans l'oxydant, cas d'un GTAC faible en a) et élevé en b). L'écart relatif à la vitesse théorique ($S_{exp,\rho}$) en c).

Cette Figure 4-13 (c) illustre l'écart relatif entre les deux vitesses dans les conditions des Figure 4-13 (a) et (b). Cet écart est calculé via la différence entre la S_{exp} calculé en utilisant

l'Équation 4-1 et S_{exp_p} calculée en utilisant l'Équation 2-9. Cette différence est rapportée à S_{exp_p} . Les valeurs montrent que l'écart relatif varie entre -25 et + 25 % avec un écart relatif moyen de 15 %. Un écart plus important est observé à 7 bar par rapport aux mesures à 20 et à 30 bar.

La Figure 4-14 reporte les résultats concernant le cas à 30 % d'oxygène, où des résultats similaires au cas de 21 % d'O₂ sont observés à haute pression au PMH (20 et 30 bar). Cette figure compare les vitesses calculées en utilisant l'Équation 4-1 (S_{exp} , symboles pleins) et la vitesse dite théorique (S_{exp_p} , croix) calculée en utilisant l'Équation 2-9 pour les mélanges stœchiométriques de n-heptane/O₂/N₂/CO₂ à 30 % d'oxygène dans l'oxydant et à différentes pression au PMH. Le cas d'un GTAC faible en (Figure 4-14 (a)) montre que les vitesses calculées en utilisant les deux approches sont proches dans toutes les conditions de pression et de température. Une seule différence est observée à 7 bar au PMH et à la température la plus faible (zone entourée). Cette différence entre les deux approches pour le calcul de la vitesse est observée aussi dans le cas d'un GTAC élevé et à 7 bar au PMH cf. Figure 4-14 (b). Cette différence semble liée à la sous-estimation de la vitesse de gaz frais mesurée par PIV, au vu de la tendance régulière dans la vitesse apparente dans cette condition de pression (cf. Figure 4-11 (b), 7 bar au PMH, couleur rouge et bleu)). En effet, dans ces conditions de faible pression au PMH, la densité de mélange et donc d'ensemencement est faible. Cela peut causer une mauvaise visualisation de différence de densité d'ensemencement entre le gaz frais et le gaz brûlé ce qui affecte le calcul du champ de vitesse dans le gaz frais. Pour les pressions élevées, cette différence disparaît.

En conclusion de cette partie, les résultats montrés traduisent la validité des hypothèses proposées ($\Delta P < 5\%$) pour le calcul de S_{exp} . En se basant sur ce bon accord entre les deux méthodes, sauf dans les cas entourés par des lignes pointillées à la Figure 4-14, on utilisera pour la suite celle qui est un peu plus précise et qui est basée sur la mesure de la vitesse des gaz frais. Par conséquent, la vitesse de front sera calculée en utilisant l'Équation 4-1. Au contraire, la vitesse pour les trois cas entourés à la Figure 4-14 sera calculée en utilisant l'Équation 2-9 : ces vitesses seront entourées par un cercle pointillé dans la Figure 4-16 de la partie suivantes.

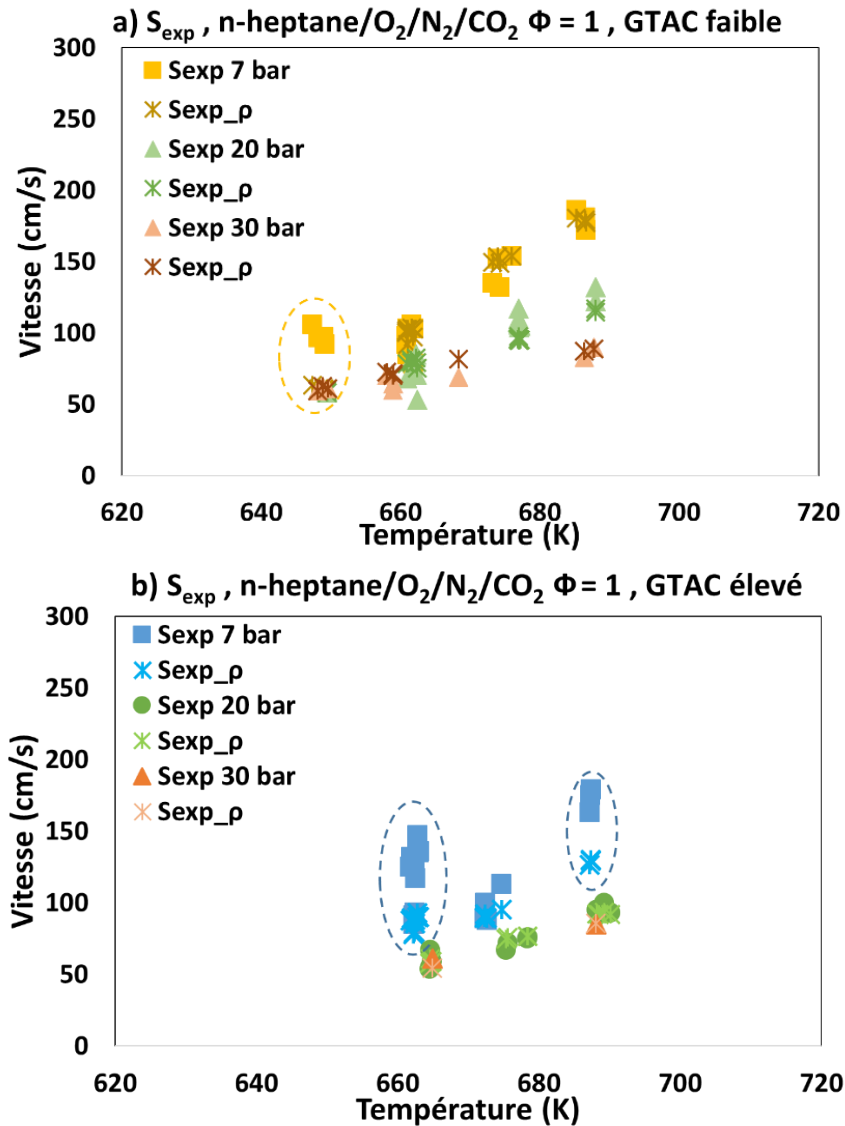


Figure 4-14: Vitesse de front réactif en fonction de T_{PMH} . S_{exp} calculée en prenant en considération la vitesse de gaz frais mesurée contre $S_{exp,\rho}$ calculée théoriquement en multipliant la vitesse apparente par ρ_u/ρ_b . Mélange à 30 % d'oxygène dans l'oxydant, GTAC faible en (a) et élevé en (b).

4.2.5.3 Régime de combustion

Dans les parties précédentes, on a présenté les résultats sur la caractérisation aérodynamique et thermique de la nouvelle configuration de la MCR munie d'un piston à cavité. On a montré que cette nouvelle configuration a permis d'obtenir une large zone de cœur adiabatique avec un temps de résidence très long. Ces résultats nous ont permis d'élargir la plage de travail vers des délais d'autoinflammation plus longs (température faible) mais aussi des pressions plus faibles par rapport à l'ancienne configuration.

Compte tenu de l'étude numérique présentée, le changement de GTAC, de la pression et de la température au PMH ainsi que de la concentration molaire d'oxygène sont choisis comme paramètres pour atteindre différents régimes de combustion. Le mélange n-heptane - O₂/N₂/CO₂ est retenu pour cela, dans des conditions stœchiométriques à 7, 20 et 30 bar au

PMH. La vitesse expérimentale de front réactif S_{exp} , qui est définie comme la vitesse locale du front de flamme par rapport aux gaz frais, et obtenue à partir de S_{ap} et de la vitesse de gaz frais V_{gf} mesurées à partir d'enregistrements PLIF-OH/PIV ou bien chimiluminescence/PIV, cf. section 2.2.5. Il est important de noter l'amélioration par rapport au chapitre 3 qui consiste à mesurer la vitesse de consommation des gaz frais, plutôt que de l'estimer avec le rapport des densités. La plage de temps où la vitesse de front est analysée est choisie de sorte à ce que la variation de la pression entre le début de la formation du noyau et la dernière image traitée soit inférieure à 5 %.

Afin de caractériser le régime de combustion, les vitesses mesurées sont à comparer à la vitesse d'autoinflammation S_{sp} (Équation 1-13) et à la vitesse de flamme laminaire estimée numériquement dans les mêmes conditions de mélange au PMH (méthode décrite dans la section 2.4). La vitesse d'autoinflammation S_{sp} est calculée en utilisant les résultats des délais d'autoinflammation expérimentaux.

- *Etude du régime de combustion : exemple à 7 bar, 21 % O₂, GTAC faible.*

A titre d'illustration, la Figure 4-15 (a) reporte la vitesse d'autoinflammation S_{sp} à différentes températures de cœur adiabatique au PMH pour le mélange n-heptane/O₂/N₂/CO₂ à 7 bar au PMH, 21 % d'O₂ dans l'oxydant, pour le cas du GTAC faible. Ces vitesses d'autoinflammation théoriques sont tracées pour le gradient maximal (ligne pleine) et minimal (ligne pointillée) mesuré pour ce profil de température initiale (voir Figure 4-15 (a)). En effet, le gradient diminue légèrement dans le temps après le PMH (voir les graphes dans 0), et dépend légèrement du mélange initial (température ciblée), comme discuté dans la partie 3.2 (point 2). Par conséquent, pour chaque profil de température initiale, les estimations haute et basse de S_{sp} (resp. lignes pleines, lignes pointillées) correspondent aux valeurs extrêmes du gradient liées à la fois à la plage de température au PMH et la variation temporelle du gradient, c'est-à-dire liées à l'intervalle de délai d'autoinflammation considéré lors des mesures.

Comme au chapitre précédent, la comparaison de cette vitesse d'autoinflammation avec la vitesse de flamme laminaire (ligne pointillée avec symboles ouverts) permet de déterminer théoriquement dans quel régime se propage le front réactif. Par exemple, quand la vitesse d'autoinflammation S_{sp} est supérieure à la vitesse de flamme laminaire, le régime de combustion est celui d'une autoinflammation. Par contre, quand S_{sp} devient inférieur à la vitesse de flamme laminaire, le régime de combustion dans ce cas est une déflagration et la vitesse de front ne suit plus la ligne de S_{sp} et elle doit donc converger vers la vitesse de flamme laminaire. Pour une température supérieure à 670 K, les valeurs S_{exp} sont proches de S_{sp} (Figure 4-15 (b)), et nettement plus élevées que la vitesse de flamme laminaire S_L . Ceci est cohérent avec les résultats numériques de la Figure 4-15 (c) : seuls les fronts

d'autoinflammation se propagent dans ces conditions de GTAC faible. Pour une température inférieure à 660 K, la vitesse de front S_{exp} se rapproche de S_L pour finalement transiter vers une déflagration à 650 K.

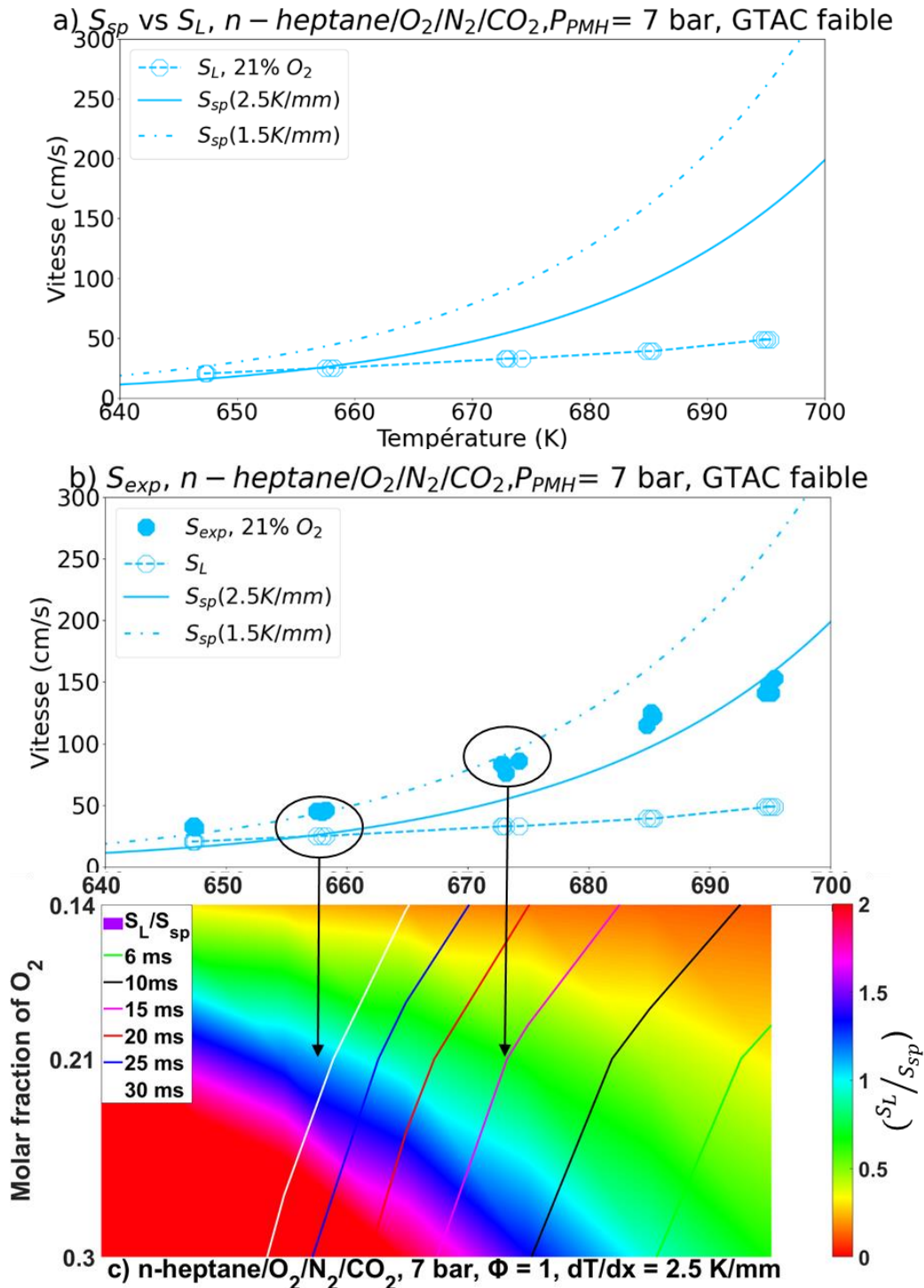


Figure 4-15: a) S_{sp} et S_L pour le mélange *n* - heptane/ $O_2/N_2/CO_2$ à 7 bar au PMH en fonction de la température du cœur adiabatique au PMH. Cas d'un GTAC faible, 21 % d' O_2 dans l'oxydant. b) S_{exp} comparée à S_{sp} et S_L . c) Etude numérique des régimes de combustion : critère de Sankaran (S_L/S_{sp}) à différents pourcentages molaires d'oxygène.

- *Etude paramétrique : 7-20 bar, 14– 30 % O₂, GTAC variable*

Une analyse similaire est réalisée pour des conditions de pression de 7 à 20 bar, température de 640 à 720 K et pourcentage d'oxygène de 14 à 30 %. La synthèse des résultats est reportée sur la Figure 4-16.

Sur l'ensemble de l'étude, des températures allant de 640 à 720 K au PMH ($y = 47$ mm) sont étudiées expérimentalement. Cela correspond à des délais d'allumage entre 4 et 200 ms, cf. Figure 4-7.

a) Influence de la fraction molaire d'oxygène et du GTAC

Prenons d'abord le cas d'une pression au PMH de 7 bar (Figure 4-16 (a) et (b)). Trois fractions molaires d'oxygène différentes sont comparées : 14, 21 et 30 % d'O₂. Pour rappel, les vitesses entourées par un cercle à la Figure 4-16 sont calculées en utilisant le rapport de masse volumique (Équation 2-9).

Pour un GTAC faible (Figure 4-16 (a)), 30 % d'O₂ dans l'oxydant, les valeurs S_{exp} obtenues à partir de l'enregistrement optique sont supérieures à S_L et proches de la vitesse du front d'autoinflammation calculée S_{sp} pour des températures supérieures à 670 K. Cela confirme le résultat numérique de la Figure 4-10 (b), c'est-à-dire un régime d'autoinflammation est trouvé dans ces conditions. Respectivement, à une température inférieure à 670 K, S_{exp} est proche de S_L , et la théorie de Zel'dovich n'est plus valide dans ces conditions, autrement dit, la propagation des fronts réactifs est celle d'une propagation par déflagration. On retrouve là aussi un bon accord avec les résultats de l'étude numérique. Le cas de 21 % de O₂ est déjà présenté à la Figure 4-15. Le cas de 14 % de O₂ dans l'air synthétique montre que le régime de propagation est celui d'une autoinflammation quelle que soit la température. Dans ces conditions de mélange, seules les températures extrêmes sont testées (650 et 700 K) et la vitesse de flamme calculée est extrêmement faible (< 10 cm /s).

La Figure 4-16 (b) présente les résultats obtenus pour les mêmes conditions mais pour le GTAC élevé. Pour la condition de 30 % d'oxygène, on peut voir qu'un régime de déflagration est obtenu sur toute la plage de température.

En effet, les S_{exp} sont proches de la vitesse de flamme laminaire simulée dans les mêmes conditions de pression et de température et les S_{sp} correspondantes sont inférieures à S_L . En comparaison avec le cas d'un faible gradient, où des front d'autoinflammation se propagent pour les températures supérieures à 680 K, l'augmentation du gradient thermique conduit à une transition vers la déflagration à cette même température cible.

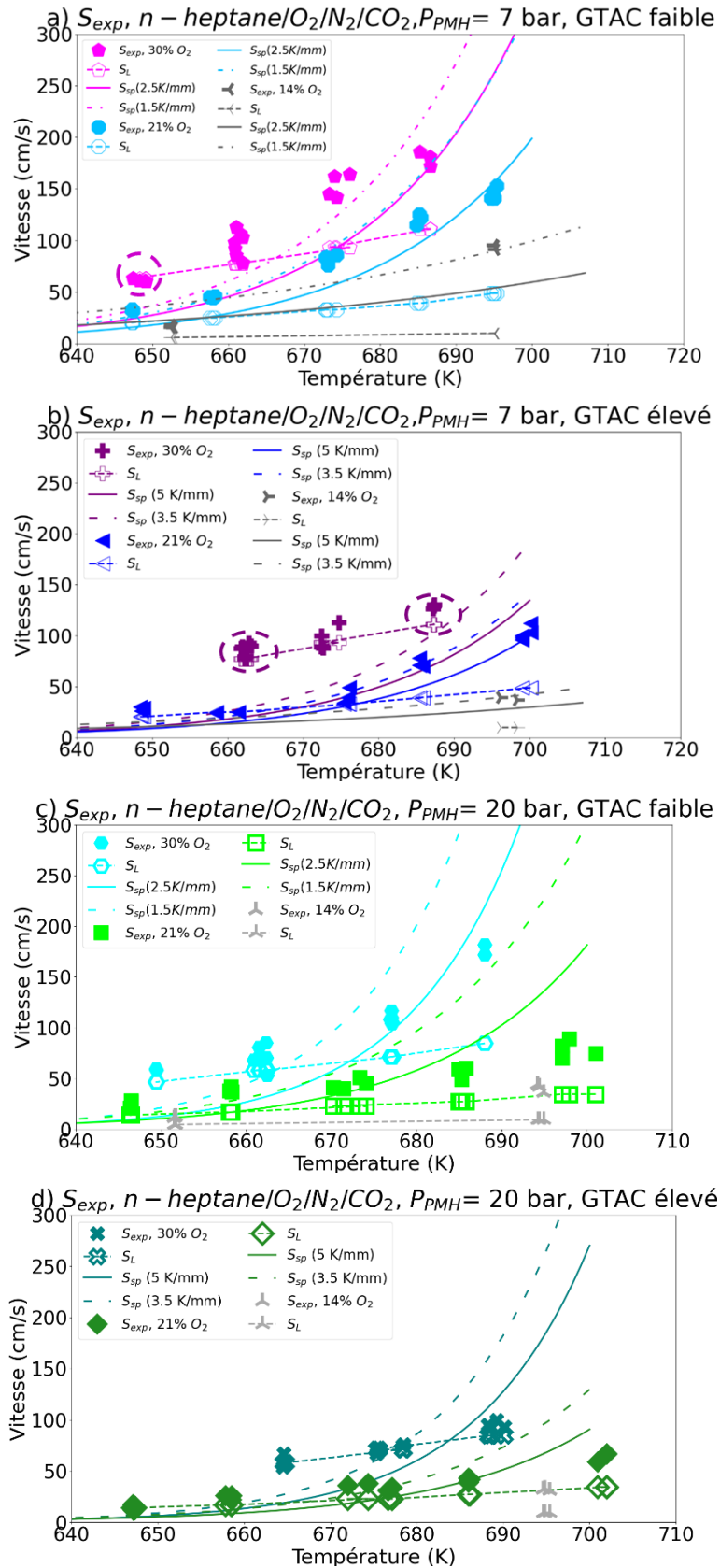


Figure 4-16: Comparaison entre S_{exp} et S_{sp} et S_L à 7 bar au PMH, cas d'un gradient de température après compression faible (a) et élevé (b) et à 20 bar au PMH, cas d'un gradient de température après compression faible (c) et élevé (d) en fonction de la température du coeur au PMH et à 30, 21, 14 % d' O_2 .

A 21 % de O_2 dans l'oxydant et à une température inférieure à 680 K, les valeurs de S_{exp} sont proches à la fois de S_L et de la vitesse du front d'autoinflammation calculé S_{sp} . Cela confirme le résultat numérique de la Figure 4-10 (c), c'est-à-dire que les conditions sont proches de la limite entre l'autoinflammation et la déflagration. A un faible gradient (Figure 4-16 (a)), cette transition a eu lieu à des températures inférieures à 650 K. Respectivement, à une température plus élevée $T > 680$ K, S_{exp} est supérieur à S_L mais proche de S_{sp} , ce qui confirme qu'un régime d'autoinflammation est trouvé dans ces conditions. On retrouve là aussi un bon accord avec les résultats de l'étude numérique. Dans le cas de 14 % d'oxygène, les valeurs S_{exp} sont également relativement proches de S_{sp} et nettement plus élevées que la vitesse de flamme laminaire S_L . Ceci est cohérent avec les résultats numériques : seuls les fronts d'autoinflammation se propagent dans ces conditions, malgré la valeur élevée du GTAC. On peut remarquer que les conclusions ci-dessus restent inchangées lorsqu'on utilise l'estimation haute ou basse du GTAC pour le calcul de S_{sp} .

Concernant les tests réalisés à 20 bar au PMH (Figure 4-16 (c) et (d)) à 30 % de O_2 et GTAC faible, les résultats de mesure de S_{exp} montrent que les vitesses sont proches de la vitesse d'autoinflammation S_{sp} pour les températures supérieures à 670 K. Au contraire, pour les températures inférieures à 670 K, S_{exp} s'éloigne de la vitesse d'autoinflammation pour suivre la vitesse de flamme laminaire. Ces résultats montrent une transition de l'autoinflammation à la déflagration en diminuant la température.

En réduisant la concentration d'oxygène dans l'oxydant (21 % de O_2), les mesures de S_{exp} montrent qu'à faible GTAC (Figure 4-16 (c)), la transition vers la déflagration a eu lieu à des températures inférieures à 650 K contre 680 K pour le cas de 30 % d'oxygène à iso-GTAC. Pour les mélanges dilués, les vitesses de propagation observées S_{exp} sont bien supérieures à S_L même à la température la plus faible de notre plage de température étudiée.

Pour le cas d'un GTAC élevé au même pourcentage d' O_2 (30 % O_2) (Figure 4-16 (d)), les mesures montrent que les valeurs de S_{exp} , qui étaient proches de S_{sp} à faible gradient et $T > 680$ K, sont maintenant proches de S_L à toutes les températures. Cela montre à nouveau l'influence du GTAC sur le régime de combustion : une transition de AI/Df est possible avec l'augmentation du GTAC.

Pour les cas à 21 % O_2 , c'est la température qui réalise la transition : les valeurs de S_{exp} sont supérieures à S_L pour les $T > 690$ K, et se rapprochent de S_L et de S_{sp} entre 670 et 690 K pour enfin suivre S_L à $T < 670$ K. Cette transition n'a eu lieu qu'à une température inférieure à 650 K pour le faible GTAC Figure 4-16 (c).

Concernant les mélanges dilués à 14 % de O_2 , les S_{exp} mesurées restent dans le même régime de combustion, celui de l'autoinflammation, malgré l'augmentation de GTAC.

b) Influence de la pression

Les résultats présentés ci-dessus à 21 % d'O₂ sont tracés pour le cas d'un GTAC élevé en fonction de la température adiabatique au PMH, et à différentes pressions au PMH (Figure 4-17 (a)). Sur ce graphe, seul le graphique S_{sp} basé sur l'estimation supérieure du GTAC est rapporté, mais les conclusions ne seraient pas modifiées en considérant l'estimation inférieure du gradient. Trois pressions au PMH différentes sont comparées : 7, 20 et 30 bar.

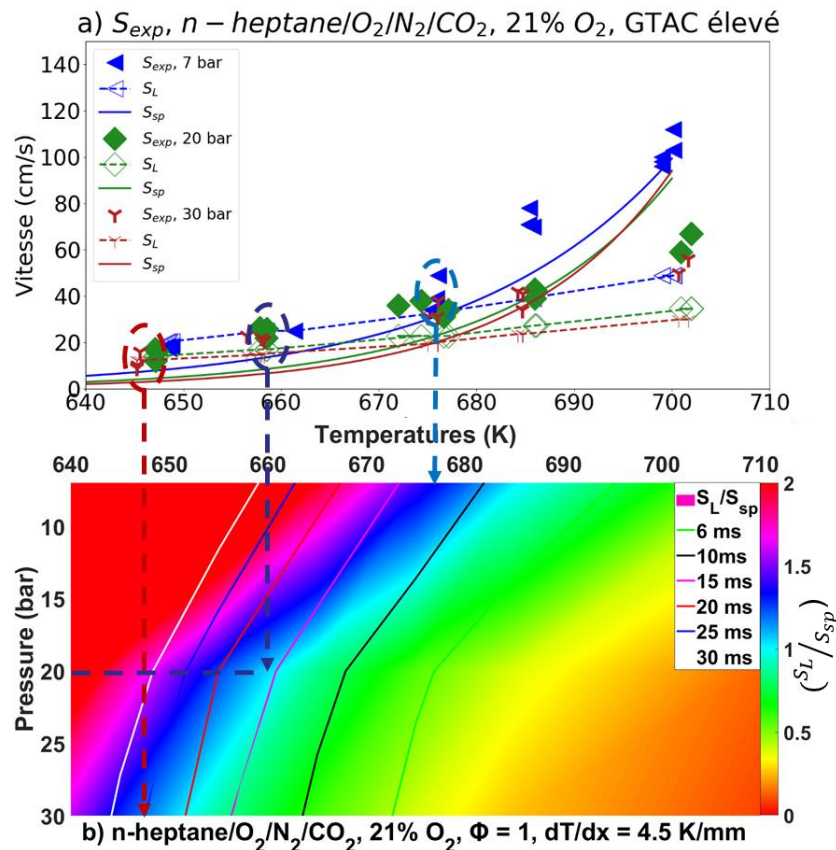


Figure 4-17: Résultats expérimentaux de S_{exp} et comparaison à S_{sp} et S_L à 7, 20 et 30 bar au PMH dans le cas d'un gradient de température après compression élevé et 21 % d'O₂ dans l'oxydant. b) Résultats numériques correspondants (S_L/S_{sp}).

Pour le cas de 7 bar au PMH, comme déjà précisé avant, les S_{exp} sont proches de S_{sp} pour les températures supérieures à 680 K et le régime de combustion est celui d'une autoinflammation. Les S_{exp} à cette pression transite vers la déflagration en diminuant la température vers des valeurs inférieures à 680 K. Ces résultats sont en accord avec les résultats numériques de la Figure 4-17 (b) (voir cercle et flèche bleue). En augmentant la pression, la transition vers la déflagration se décale vers les températures inférieures à 660 K pour le cas de 20 bar au PMH (cercle et flèche verte) et inférieures à 650 K pour le 30 bar au PMH (voir cercle et flèche marron). Ces résultats sont en accord avec les conclusions de l'étude numérique : l'augmentation de la pression favorise l'autoinflammation. Par exemple,

les S_{exp} mesurées à une température entre 670 et 680 K montrent qu'à une haute pression au PMH (20 et 30 bar), les vitesses sont nettement supérieures à la vitesse de flamme laminaire et sont proches de S_{sp} . Le régime de combustion dans ce cas est celui d'une autoinflammation. La diminution de pression au PMH vers 7 bar, toutes choses égales par ailleurs, cause une transition vers la déflagration. Les autres cas de GTAC et pourcentage molaire d'oxygène sont présentés en Annexe 7.8. En conclusion, on retiendra d'une part que l'augmentation de pression favorise l'autoinflammation. D'autre part, la Figure 4-17 (b) montre que l'on peut rester proche de la frontière AI/Df en variant à la fois pression et la température.

4.3 Conclusions du chapitre

Les résultats présentés dans cette partie ont pour objectif de caractériser de manière détaillée le régime de combustion, suite à l'autoinflammation par compression d'un mélange homogène dans des conditions aérothermodynamiques bien contrôlées. Suite à l'installation d'un piston à cavité, l'écoulement interne de la chambre de combustion a été qualifié au préalable du point de vue aérodynamique et thermique.

Ainsi, dans un premier temps, les conditions initiales sont caractérisées à l'aide des thermocouples de type K de diamètre 7.6 μm installés dans le plan central et dans le coin de la chambre. Cette caractérisation thermique a fourni des informations précises sur les gradients locaux de températures présents avant la formation des noyaux d'autoinflammation pour des configurations de chauffe particulières. En complément, les mesures faites par PIV et par ombroscopie ont montré la présence d'une large zone homogène comprimée d'une manière adiabatique, quasi-1D, et cela pour différentes pressions au PMH et pour un long délai. Ces résultats montrent la capacité du nouveau piston à collecter, dans la cavité, les tourbillons de coins générés durant la compression et garantir ainsi une large zone homogène comprimée d'une manière adiabatique.

Afin de caractériser le régime de combustion, une étude numérique a été réalisée pour déterminer les conditions initiales menant à une transition du front d'autoinflammation vers une déflagration. En particulier, le gradient de température, la pression au PMH et le pourcentage molaire d'oxygène dans l'oxydant ont été choisis pour l'étude paramétrique permettant la transition entre ces deux régimes de combustion.

Trois diagnostics optiques ont été mis en place, la PLIF-OH à haute cadence, la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) et la chimiluminescence, classique et résolue en temps. Ces techniques ont permis d'obtenir des résultats en termes de vitesses de propagation de front réactif dans le plan (PLIF-OH/PIV) et moyennes intégrées sur le volume (Chimiluminescence/PIV). En particulier, il a été montré que la vitesse de front peut être

déterminée avec précision à partir des mesures PLIF-OH haute cadence à haute pression et à partir des mesures PIV. La mesure par PIV donne aussi la vitesse des gaz frais.

L'objectif principal consiste en l'analyse des comportements locaux des fronts réactifs dans des conditions aérodynamiques et thermiques maîtrisées au début de la combustion ($\Delta P < 5\%$). La caractérisation du régime de combustion a été réalisée à différentes pression et température au PMH avec des mélanges stœchiométriques riches, normaux et pauvres en oxygène. Ces conditions de mélange, de pression et de température au PMH sont choisies en se basant sur les résultats des études numériques et de caractérisation aérodynamique et thermique. Les résultats de ces mesures montrent que l'augmentation du gradient de température après compression, toutes choses égales par ailleurs, favorise la transition de l'autoinflammation vers la déflagration. La diminution de la pression au PMH et l'augmentation du pourcentage molaire d'oxygène de l'oxydant montrent le même effet. En particulier, à 21 % d'oxygène, pour un GTAC élevé, une diminution de la pression au PMH de 30 à 7 bar, toutes choses égales par ailleurs, cause une transition de l'autoinflammation vers la déflagration. D'une manière générale, dans la série d'essais réalisés, les résultats de mesure sont en bon accord avec les prédictions issues du nombre de Sankaran [7].

Conclusions et perspectives

5. Conclusions et perspectives

5.1 Conclusions

L'autoinflammation de mélanges homogènes en composition chimique intervient dans certains modes de combustion avancés, à la fois pour des applications de propulsion terrestre (HCCI, SACI, ...) ou aéronautique (CVC). Ces modes ont été étudiés ces deux dernières décennies pour la réduction de la consommation et/ou des émissions polluantes des systèmes propulsifs. Une des difficultés pour leur application pratique réside dans le fait que l'instant d'autoinflammation, ainsi que le taux de dégagement de chaleur associé, ne sont contrôlés qu'indirectement : d'une part, l'instant où l'emballement thermique se produit dépend fortement de la cinétique chimique, qui elle-même dépend de la répartition de température au sein de la chambre de combustion, et donc de l'aérodynamique interne de celle-ci. L'historique de compression est également un facteur déterminant. De plus, ces facteurs influencent aussi le taux de dégagement de chaleur qui doit rester maîtrisé : une combustion trop brutale/rapide peut générer des ondes de pression et donc du bruit, voire même endommager le moteur lorsque l'amplitude de ces ondes est trop importante. Différents travaux ont mis en évidence l'existence de plusieurs régimes de combustion qui affectent drastiquement les vitesses de dégagement de chaleur. Ces différents régimes sont, en fonction des gradients de réactivité présents localement juste avant l'autoinflammation : la déflagration, le front d'autoinflammation et la détonation.

Dans ce contexte, les travaux de thèse présentés concernent l'étude de la sensibilité de la transition front d'autoinflammation/déflagration aux propriétés de combustion du mélange et à l'aérothermique.

La première partie de ce manuscrit a été consacrée à la définition des différents paramètres caractéristiques des flammes de pré mélanges. Les régimes distincts d'un front de réaction se propageant à travers un mélange non uniforme ont été identifiés.

La seconde partie a présenté les différents outils, numériques et expérimentaux mis en œuvre au cours de ces travaux afin de caractériser le mode de propagation du front réactif lors de l'autoinflammation. Il s'agissait de comparer la vitesse de propagation de front réactif à la vitesse fondamentale de flamme S_L . Dans le cadre d'une prédétermination du régime de combustion, des simulations 0D des délais d'autoinflammation ont été réalisées en prenant en considération l'influence de l'historique de compression sur le gradient de réactivité. Les résultats des simulations, après avoir été validés vis-à-vis d'expérience de référence, ont été utilisés pour calculer la vitesse d'autoinflammation. La vitesse de flamme est calculée en

utilisant le logiciel CANTERA pour une flamme plate pré-mélangée se propageant librement avec des propriétés de transport multi-composants et un schéma cinétique détaillé.

La méthodologie des post-traitements des données expérimentales a dès lors été clairement détaillée. L'ensemble des vitesses de front mesurées durant les tests, obtenues avec différentes techniques de mesure (trois : la PIV, la PLIF et la Chimiluminescence), présente des résultats cohérents, utilisés pour estimer la vitesse de propagation du front réactif dans différentes conditions thermodynamiques.

Le troisième chapitre présente les premiers résultats numériques et expérimentaux sur les limites de transition entre les fronts d'autoinflammation séquentielle et la déflagration. Ces limites sont prédites numériquement en utilisant le critère de Sankaran et al. [7] basé sur les calculs de S_{sp} et S_L . En particulier, les effets liés à la concentration d'oxygène dans l'oxydant, à la pression et à la température au PMH, à la richesse et au gradient thermique sont discutés.

Dans un premier temps, les mesures expérimentales des vitesses de propagation de fronts réactif ont été effectuées dans une machine à compression rapide munie d'un piston plat. Une combinaison originale de conditions expérimentales a été choisie pour générer des fronts d'autoinflammation ou déflagrations quasi-1D, se propageant à l'intérieur d'une large région laminaire et chaude. En particulier, des gradients de température locaux sont imposés dans la chambre de combustion en utilisant des conditions de chauffe particulières, adaptées pour générer des gradients de températures dits 'faibles' et 'élevés', restant de l'ordre de quelques K/mm. L'amplitude des gradients a été mesurée avec des thermocouples à fils fins de 7.6 μm de diamètre, ce qui représente une spécificité du travail présenté. Les résultats des caractérisations aérodynamiques et thermiques montrent la présence d'une zone du cœur adiabatique chaude jusqu'à 20 ms après le PMH dans le coin supérieur de la chambre de combustion. Les résultats sont analysés pour des valeurs identiques du délai d'allumage, ce qui revient à imposer une topologie du champ de température comparable avant le début du dégagement de chaleur principal. Les visualisations optiques par chimiluminescence confirment que le régime de combustion prédit est cohérent avec la vitesse du front réactif mesurée. En particulier, certaines conditions de pression, de température, de richesse et de dilution ont été mises en exergue : elles permettent une transition vers la déflagration dans le cas d'un gradient de température comprimé (GTAC) élevé dans la région centrale, ou une autoinflammation pour le cas d'un GTAC faible.

La quatrième et dernière partie de l'étude a eu recours à l'utilisation d'un piston à cavité pour accroître le domaine d'analyse aux longs délais d'allumage. La caractérisation complète de cette nouvelle configuration a été réalisée au cours de cette étude, il s'agissait de l'aérothermodynamique interne de la chambre de combustion pour identifier la dimension et le

temps d'existence de la zone du cœur adiabatique. Il a été montré dans cette section que la zone du cœur homogène chaude laminaire persiste plus de 250 ms après le PMH, même à faible pression. Cela nous a permis d'étudier la transition à différents niveaux de pression au PMH et dans une plage de température plus large que dans le cas de l'utilisation d'un piston plat, en éliminant les restrictions sur les délais d'autoinflammation et sur les analyses des résultats (à iso-délais).

Dans cette large zone du cœur adiabatique homogène, la vitesse de front réactif a été mesurée dans le plan par PLIF-OH à haute cadence combinée à la PIV, mais aussi sur le volume avec la chimiluminescence combinée à la PIV. Ces mesures ont été effectuées à différentes pressions au PMH et dans une large plage de température de fin compression. Le pourcentage molaire d'oxygène ainsi que le gradient de température après compression sont parmi les paramètres principaux conduisant à une transition AI/Df. La transition entre l'autoinflammation et la déflagration a été donc étudiée largement. Ainsi, on peut souligner que, la diminution de la pression au PMH favorise la transition de l'autoinflammation à la déflagration.

Ceci confirme la pertinence de l'approche proposée pour les futures études fondamentales sur les transitions de régime de combustion subsonique et leurs applications pratiques. Enfin, les différentes configurations étudiées ici représentent également de bons cas tests du fait de leurs caractérisations fines, pour l'évaluation de la pertinence des modèles de combustion utilisés dans les simulations numériques à reproduire les transitions de régimes de combustion.

5.2 Perspectives

Parmi les perspectives qui s'ouvrent à la suite de ce travail, des analyses des résultats sur la durée totale de la combustion et en particulier, les cas où l'on transite de la déflagration vers l'auto-inflammation à la fin de la combustion pourront être proposées en profitant des visualisations par PIV pour avoir la vitesse des gaz frais. Ces modes de combustion obtenus en fin de processus devront toutefois être liés au gradient de température initial. On s'attend à voir des transitions de l'autoinflammation vers la déflagration au début de la combustion, à cause de l'effet de la température au PMH et du gradient, se poursuivant en déflagration dans le cas d'un gradient de température initiale élevé, ou bien vers l'autoinflammation dans les cas d'un gradient de température initiale faible. Cela nécessitera de prendre en considération la recompression de ces gradients durant la combustion pour comparer notre vitesse expérimentale à la vitesse théorique d'autoinflammation S_{ap} .

La plage de température utilisée dans cette étude concerne la zone PTC du combustible où les délais d'autoinflammation diminue continuellement avec l'augmentation de la température.

Il serait intéressant d'étudier le comportement de front flamme dans la zone NTC qui se caractérise par une diminution de la réactivité du système avec l'augmentation de la température et qui induit donc une augmentation du délai d'autoinflammation avec la hausse en température.

L'épaisseur de front de réaction est considérée comme une variable pertinente avec la vitesse de propagation de front de réaction pour déterminer le régime de combustion dominant, comme l'a montré l'étude numérique réalisée dans le cadre de la thèse de Tarot [33]. La mesure de l'épaisseur de notre front de réaction serait intéressante pour valider nos résultats sur le régime de combustion. On s'attend à avoir dans le cas d'une transition de l'autoinflammation vers la déflagration une épaisseur de front de flamme proche de celle d'une flamme laminaire.

Dans ce travail de thèse, la transition de régime de combustion a été étudiée dans des conditions considérées comme laminaires en imposant des gradients de températures précis, loin des zones tourbillonnaires. L'étude de l'influence de l'écoulement sur la transition de régime de combustion serait d'un grand intérêt pour des applications réelles de ce type de combustion. L'écoulement peut modifier suffisamment les gradients au cours de la phase d'emballlement (allumage chaud), pour générer localement différentes transitions de régime. Plusieurs régimes de combustion sont alors susceptibles de coexister à ces instants.

Une amélioration de l'acquisition par vélocimétrie par image de particules à faible pression pourrait être intéressante afin de pouvoir étudier les transitions de régime à des niveaux de pression faible. Une solution possible serait l'utilisation d'un autre type d'ensemencement (huile par exemple).

La caractérisation thermique via des thermocouples fins est une méthode précise pour la mesure de la distribution locale de la température dans la chambre de combustion. Des mesures de températures par LIF dans la nouvelle configuration à piston à cavité pourraient être réalisées pour valider les mesures par thermocouples dans la zone du cœur mais aussi à proximité de piston, et éventuellement dans la cavité.

Références bibliographiques

6. Bibliographie

- [1] J. Warnatz, U. Maas, and R. W. Dibble, *Combustion*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2001.
- [2] C. Cinar, A. Uyumaz, H. Solmaz, and T. Topgul, 'Effects of valve lift on the combustion and emissions of a HCCI gasoline engine', *Energy Convers. Manag.*, vol. 94, no. x, pp. 159–168, 2015, doi: 10.1016/j.enconman.2015.01.072.
- [3] G. Haraldsson, P. Tunestål, B. Johansson, and J. Hyvönen, 'HCCI combustion phasing with closed-loop combustion control using variable compression ratio in a multi cylinder engine', in *SAE Technical Papers*, 2003, doi: 10.4271/2003-01-1830.
- [4] Y. B. Zeldovich, 'Regime classification of an exothermic reaction with nonuniform initial conditions', *Combust. Flame*, vol. 39, no. 2, pp. 211–214, 1980, doi: 10.1016/0010-2180(80)90017-6.
- [5] J. H. Chen, E. R. Hawkes, R. Sankaran, S. D. Mason, and H. G. Im, 'Direct numerical simulation of ignition front propagation in a constant volume with temperature inhomogeneities: I. Fundamental analysis and diagnostics', *Combust. Flame*, vol. 145, no. 1–2, pp. 128–144, 2006, doi: 10.1016/j.combustflame.2005.09.017.
- [6] C. Strozzi, A. Mura, J. Sotton, and M. Bellenoue, 'Experimental analysis of propagation regimes during the autoignition of a fully premixed methane-air mixture in the presence of temperature inhomogeneities', *Combust. Flame*, vol. 159, no. 11, pp. 3323–3341, 2012, doi: 10.1016/j.combustflame.2012.06.011.
- [7] R. Sankaran, H. G. Im, E. R. Hawkes, and J. H. Chen, 'The effects of non-uniform temperature distribution on the ignition of a lean homogeneous hydrogen-air mixture', *Proc. Combust. Inst.*, vol. 30, no. 1, pp. 875–882, 2005, doi: 10.1016/j.proci.2004.08.176.
- [8] E. R. Hawkes, R. Sankaran, P. P. Pébay, and J. H. Chen, 'Direct numerical simulation of ignition front propagation in a constant volume with temperature inhomogeneities: II. Parametric study', *Combust. Flame*, vol. 145, no. 1–2, pp. 145–159, 2006, doi: 10.1016/j.combustflame.2005.09.018.
- [9] G. Bansal and H. G. Im, 'Autoignition and front propagation in low temperature combustion engine environments', *Combust. Flame*, vol. 158, no. 11, pp. 2105–2112, 2011, doi: 10.1016/j.combustflame.2011.03.019.
- [10] H. G. Im, P. Pal, M. S. Wooldridge, and A. B. Mansfield, 'A regime diagram for autoignition of homogeneous reactant mixtures with turbulent velocity and temperature fluctuations', *Combust. Sci. Technol.*, vol. 187, no. 8, pp. 1263–1275, Aug. 2015, doi: 10.1080/00102202.2015.1034355.
- [11] D. J. Vermeer, J. W. Meyer, and A. K. Oppenheim, 'Auto-ignition of hydrocarbons behind reflected shock waves', *Combust. Flame*, vol. 18, no. 3, pp. 327–336, 1972, doi: 10.1016/S0010-2180(72)80183-4.
- [12] K. Fieweger, R. Blumenthal, and G. Adomeit, 'Self-ignition of S.I. engine model fuels: A shock tube investigation at high pressure', *Combust. Flame*, vol. 109, no. 4, pp. 599–619, 1997, doi: 10.1016/S0010-2180(97)00049-7.

- [13] S. M. Walton, X. He, B. T. Zigler, M. S. Wooldridge, and A. Atreya, 'An experimental investigation of iso-octane ignition phenomena', *Combust. Flame*, vol. 150, no. 3, pp. 246–262, 2007, doi: 10.1016/j.combustflame.2006.07.016.
- [14] A. B. Mansfield and M. S. Wooldridge, 'High-pressure low-temperature ignition behavior of syngas mixtures', *Combust. Flame*, vol. 161, no. 9, pp. 2242–2251, 2014, doi: 10.1016/j.combustflame.2014.03.001.
- [15] M. A. Boumehdi, S. A. Stepanyan, P. Desgroux, G. Vanhove, and S. M. Starikovskaia, 'Ignition of methane- and n-butane-containing mixtures at high pressures by pulsed nanosecond discharge', *Combust. Flame*, vol. 162, no. 4, pp. 1336–1349, 2015, doi: 10.1016/j.combustflame.2014.11.006.
- [16] K. P. Grogan, S. Scott Goldsborough, and M. Ihme, 'Ignition regimes in rapid compression machines', *Combust. Flame*, vol. 162, no. 8, pp. 3071–3080, 2015, doi: 10.1016/j.combustflame.2015.03.020.
- [17] A. B. Mansfield, M. S. Wooldridge, H. Di, and X. He, 'Low-temperature ignition behavior of iso-octane', *Fuel*, vol. 139, pp. 79–86, 2015, doi: 10.1016/j.fuel.2014.08.019.
- [18] Z. Wang, Y. Qi, X. He, J. Wang, S. Shuai, and C. K. Law, 'Analysis of pre-ignition to super-knock: Hotspot-induced deflagration to detonation', *Fuel*, vol. 144, pp. 222–227, 2015, doi: 10.1016/j.fuel.2014.12.061.
- [19] C. Strozzi, A. Claverie, V. Prevost, J. Sotton, and M. Bellenoue, 'HCCI and SICI combustion modes analysis with simultaneous PLIF imaging of formaldehyde and high-speed chemiluminescence in a rapid compression machine', *Combust. Flame*, vol. 202, pp. 58–77, 2019, doi: 10.1016/j.combustflame.2019.01.002.
- [20] M. A. Burnett and M. S. Wooldridge, 'An experimental investigation of flame and autoignition behavior of propane', *Combust. Flame*, vol. 224, pp. 24–32, 2021, doi: 10.1016/j.combustflame.2020.12.001.
- [21] 'Emission pollution - EURO 6, WLTP, ECE R83, ECE R101, ECE R24... | Groupe Emitech'. [Online]. Available: <https://www.emitech.fr/fr/emission-pollution-euro-6-wltp-ece-r83-ece-r101-ece-r24>. [Accessed: 21-Oct-2022].
- [22] 'EUR-Lex - 52021PC0556 - EN - EUR-Lex'. [Online]. Available: <https://eur-lex.europa.eu/legal-content/en/TXT/?uri=CELEX%3A52021PC0556>. [Accessed: 13-Oct-2022].
- [23] 'Fit for 55 - The EU's plan for a green transition - Consilium'. [Online]. Available: <https://www.consilium.europa.eu/en/policies/green-deal/fit-for-55-the-eu-plan-for-a-green-transition/>. [Accessed: 13-Oct-2022].
- [24] 'The Paris Agreement | UNFCCC'. [Online]. Available: <https://unfccc.int/process-and-meetings/the-paris-agreement/the-paris-agreement>. [Accessed: 13-Oct-2022].
- [25] 'Reducing CO₂ emissions from heavy-duty vehicles'. [Online]. Available: https://climate.ec.europa.eu/eu-action/transport-emissions/road-transport-reducing-co2-emissions-vehicles/reducing-co2-emissions-heavy-duty-vehicles_en. [Accessed: 13-Oct-2022].

- [26] A. K. Agarwal, A. P. Singh, and R. K. Maurya, 'Evolution, challenges and path forward for low temperature combustion engines', *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 61, pp. 1–56, 2017, doi: 10.1016/j.pecs.2017.02.001.
- [27] J. Benajes, A. García, J. Monsalve-Serrano, and S. Martínez-Boggio, 'Optimization of the parallel and mild hybrid vehicle platforms operating under conventional and advanced combustion modes', *Energy Convers. Manag.*, vol. 190, no. February, pp. 73–90, 2019, doi: 10.1016/j.enconman.2019.04.010.
- [28] A. Solouk, M. Shakiba-Herfeh, and M. Shahbakhti, 'Analysis and Control of a Torque Blended Hybrid Electric Powertrain with a Multi-Mode LTC-SI Engine', *SAE Int. J. Altern. Powertrains*, vol. 6, no. 1, pp. 54–67, 2017, doi: 10.4271/2017-01-1153.
- [29] T. W. Ryan and A. C. Matheaus, 'Fuel requirements for HCCI engine operation', *SAE Tech. Pap.*, 2003, doi: 10.4271/2003-01-1813.
- [30] M. Yao, Z. Zheng, and H. Liu, 'Progress and recent trends in homogeneous charge compression ignition (HCCI) engines', *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 35, no. 5, pp. 398–437, 2009, doi: 10.1016/j.pecs.2009.05.001.
- [31] G. A. Lavoie, J. Martz, M. Wooldridge, and D. Assanis, 'A multi-mode combustion diagram for spark assisted compression ignition', *Combust. Flame*, vol. 157, no. 6, pp. 1106–1110, 2010, doi: 10.1016/j.combustflame.2010.02.009.
- [32] J. B. Martz, 'Simulation and model development for auto-ignition and reaction front propagation in low-temperature high-pressure lean-burn engines', 2010.
- [33] T. Maxime, 'Modélisation de la combustion dans des configurations Dual-Fuel - TEL - Thèses en ligne'. [Online]. Available: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-03592541>. [Accessed: 05-Jul-2022].
- [34] M. B. Luong, R. Sankaran, G. H. Yu, S. H. Chung, and C. S. Yoo, 'On the effect of injection timing on the ignition of lean PRF/air/EGR mixtures under direct dual fuel stratification conditions', *Combust. Flame*, vol. 183, pp. 309–321, 2017, doi: 10.1016/j.combustflame.2017.05.023.
- [35] M. B. Luong, G. H. Yu, S. H. Chung, and C. S. Yoo, 'Ignition of a lean PRF/air mixture under RCCI/SCCI conditions: A comparative DNS study', *Proc. Combust. Inst.*, vol. 36, no. 3, pp. 3623–3631, 2017, doi: 10.1016/j.proci.2016.08.038.
- [36] T. Jin, K. H. Luo, X. Wang, K. Luo, and J. Fan, 'Dynamics of triple-flames in ignition of turbulent dual fuel mixture: A direct numerical simulation study', *Proc. Combust. Inst.*, vol. 37, no. 4, pp. 4625–4633, 2019, doi: 10.1016/j.proci.2018.09.018.
- [37] T. K. Sharma, G. A. P. Rao, and K. M. Murthy, 'Homogeneous charge compression ignition (HCCI) engines: A review', *Arch. Comput. Methods Eng.*, vol. 23, no. 4, pp. 623–657, 2016, doi: 10.1007/s11831-015-9153-0.
- [38] H. Bendu and S. Murugan, 'Homogeneous charge compression ignition (HCCI) combustion: Mixture preparation and control strategies in diesel engines', *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 38, pp. 732–746, 2014, doi: 10.1016/j.rser.2014.07.019.
- [39] H. Machrafi, 'HCCI Combustion Chemistry, Reduced Kinetic Mechanisms and

- Controlling Strategies', in *Handbook of Combustion*, Weinheim, Germany: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2010, pp. 1–33.
- [40] S. Swami Nathan, J. M. Mallikarjuna, and A. Ramesh, 'An experimental study of the biogas-diesel HCCI mode of engine operation', *Energy Convers. Manag.*, vol. 51, no. 7, pp. 1347–1353, Jul. 2010, doi: 10.1016/j.enconman.2009.09.008.
- [41] S. C. Kong, R. D. Reitz, M. Christensen, and B. Johansson, 'Modeling the effects of geometry generated turbulence on HCCI engine combustion', in *SAE Technical Papers*, 2003, doi: 10.4271/2003-01-1088.
- [42] R. K. Maurya and A. K. Agarwal, 'Experimental investigation of the effect of the intake air temperature and mixture quality on the combustion of a methanol- and gasoline-fuelled homogeneous charge compression ignition engine', *Proc. Inst. Mech. Eng. Part D J. Automob. Eng.*, vol. 223, no. 11, pp. 1445–1458, Nov. 2009, doi: 10.1243/09544070JAUTO1238.
- [43] J. O. Olsson, P. Tunestål, G. Haraldsson, and B. Johansson, 'A turbo charged dual fuel HCCI engine', in *SAE Technical Papers*, 2001, doi: 10.4271/2001-01-1896.
- [44] J. Yang, 'Expanding the operating range of homogeneous charge compression ignition-spark ignition dual-mode engines in the homogeneous charge compression ignition mode', *Int. J. Engine Res.*, vol. 6, no. 4, pp. 279–288, Aug. 2005, doi: 10.1243/146808705X30422.
- [45] M. J. Atkins and C. R. Koch, 'The effect of fuel octane and diluent on homogeneous charge compression ignition combustion', *Proc. Inst. Mech. Eng. Part D J. Automob. Eng.*, vol. 219, no. 5, pp. 665–675, May 2005, doi: 10.1243/095440705X11202.
- [46] M. Yao, B. Zhang, Z. Zheng, Z. Chen, and Y. Xing, 'Effects of exhaust gas recirculation on combustion and emissions of a homogeneous charge compression ignition engine fuelled with primary reference fuels', *Proc. Inst. Mech. Eng. Part D J. Automob. Eng.*, vol. 221, no. 2, pp. 197–213, Feb. 2007, doi: 10.1243/09544070JAUTO102.
- [47] O. T. Lim and N. Iida, 'The investigation about the effects of thermal stratification in combustion chamber on HCCI combustion fueled with DME/n-Butane using Rapid Compression Machine', *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 39, pp. 123–133, 2012, doi: 10.1016/j.expthermflusci.2012.01.016.
- [48] J. O. Olsson *et al.*, 'Compression ratio influence on maximum load of a natural gas fueled HCCI engine', in *SAE Technical Papers*, 2002, vol. 111, no. 3, p. 442, doi: 10.4271/2002-01-0111.
- [49] H. Zhao, *HCCI and CAI engines for the automotive industry*. CRC Press, 2007.
- [50] J. Y. Chen, R. W. Dibble, J. Kolbu, and R. Homma, 'Optimization of homogeneous charge compression ignition with genetic algorithms', *Combust. Sci. Technol.*, vol. 175, no. 2, pp. 373–392, Feb. 2003, doi: 10.1080/00102200302400.
- [51] D. Flowers, S. Aceves, R. Smith, J. Torres, J. Girard, and R. Dibble, 'HCCI in a CFR engine: Experiments and detailed kinetic modeling', in *SAE Technical Papers*, 2000, doi: 10.4271/2000-01-0328.

- [52] A. P. Singh and A. K. Agarwal, 'Combustion characteristics of diesel HCCI engine: An experimental investigation using external mixture formation technique', *Appl. Energy*, vol. 99, pp. 116–125, Nov. 2012, doi: 10.1016/j.apenergy.2012.03.060.
- [53] S. D'Ambrosio and A. Ferrari, 'Effects of exhaust gas recirculation in diesel engines featuring late PCCI type combustion strategies', *Energy Convers. Manag.*, vol. 105, pp. 1269–1280, Nov. 2015, doi: 10.1016/j.enconman.2015.08.001.
- [54] C. Çinar, A. Uyumaz, S. Polat, E. Yilmaz, Ö. Can, and H. Solmaz, 'Combustion and performance characteristics of an HCCI engine utilizing trapped residual gas via reduced valve lift', *Appl. Therm. Eng.*, vol. 100, pp. 586–594, May 2016, doi: 10.1016/j.applthermaleng.2016.02.080.
- [55] X. C. Lü, W. Chen, and Z. Huang, 'A fundamental study on the control of the HCCI combustion and emissions by fuel design concept combined with controllable EGR. Part 2. Effect of operating conditions and EGR on HCCI combustion', *Fuel*, vol. 84, no. 9, pp. 1084–1092, 2005, doi: 10.1016/j.fuel.2004.12.015.
- [56] S. Swami Nathan, J. M. Mallikarjuna, and A. Ramesh, 'Effects of charge temperature and exhaust gas re-circulation on combustion and emission characteristics of an acetylene fuelled HCCI engine', *Fuel*, vol. 89, no. 2, pp. 515–521, Feb. 2010, doi: 10.1016/j.fuel.2009.08.032.
- [57] M. Y. Au *et al.*, '1.9-liter four-cylinder HCCI engine operation with exhaust gas recirculation', in *SAE Technical Papers*, 2001, doi: 10.4271/2001-01-1894.
- [58] Z. Peng, H. Zhao, T. Ma, and N. Ladommatos, 'Characteristics of Homogeneous Charge Compression Ignition (HCCI) combustion and emissions of n-heptane', *Combust. Sci. Technol.*, vol. 177, no. 11, pp. 2113–2150, Nov. 2005, doi: 10.1080/00102200500240588.
- [59] M. Mofijur, M. M. Hasan, T. M. I. Mahlia, S. M. A. Rahman, A. S. Silitonga, and H. C. Ong, 'Performance and Emission Parameters of Homogeneous Charge Compression Ignition (HCCI) Engine: A Review', *Energies*, vol. 12, no. 18, p. 3557, 2019, doi: 10.3390/en12183557.
- [60] N. Milovanovic, D. Blundell, R. Pearson, J. Turner, and R. Chen, 'Enlarging the operational range of a gasoline HCCI engine by controlling the coolant temperature', in *SAE Technical Papers*, 2005, doi: 10.4271/2005-01-0157.
- [61] T. W. Ryan and T. J. Callahan, 'Homogeneous charge compression ignition of diesel fuel', in *SAE Technical Papers*, 1996, doi: 10.4271/961160.
- [62] A. W. Gray and T. W. Ryan, 'Homogeneous charge compression ignition (HCCI) of diesel fuel', in *SAE Technical Papers*, 1997, doi: 10.4271/971676.
- [63] J. M. Gomes Antunes, R. Mikalsen, and A. P. Roskilly, 'An investigation of hydrogen-fuelled HCCI engine performance and operation', *Int. J. Hydrogen Energy*, vol. 33, no. 20, pp. 5823–5828, Oct. 2008, doi: 10.1016/j.ijhydene.2008.07.121.
- [64] H. Liu, M. Yao, B. Zhang, and Z. Zheng, 'Influence of fuel and operating conditions on combustion characteristics of a homogeneous charge

- compression ignition engine', in *Energy and Fuels*, 2009, vol. 23, no. 3, pp. 1422–1430, doi: 10.1021/ef800950c.
- [65] G. Kalghatgi, P. Risberg, and H. E. Ångström, 'A method of defining ignition quality of fuels in HCCI engines', in *SAE Technical Papers*, 2003, doi: 10.4271/2003-01-1816.
- [66] N. Jeuland, X. Montagne, and P. Duret, 'Engine and fuel related issues of gasoline CAI (Controlled Auto-Ignition) combustion', in *SAE Technical Papers*, 2003, vol. 112, pp. 1388–1398, doi: 10.4271/2003-01-1856.
- [67] S. Kimura, O. Aoki, H. Ogawa, S. Muranaka, and Y. Enomoto, 'New combustion concept for ultra-clean and high-efficiency small di diesel engines', in *SAE Technical Papers*, 1999, doi: 10.4271/1999-01-3681.
- [68] Y. Ishibashi and M. Asai, 'Improving the exhaust emissions of two-stroke engines by applying the activated radical combustion', in *SAE Technical Papers*, 1996, doi: 10.4271/960742.
- [69] S. Pandey, P. Diwan, P. K. Sahoo, and S. S. Thipse, 'A review of combustion control strategies in diesel HCCI engines', *Biofuels*, vol. 9, no. 1, pp. 61–74, 2018, doi: 10.1080/17597269.2016.1257315.
- [70] R. Borghi and M. Destriau, 'La combustion et les flammes', *Ed. Technip*, 1995.
- [71] L. C. H. L. Mallard E., *Températures de combustion et chaleurs spécifiques des gaz aux températures élevées.*, vol. 4. 1883.
- [72] C. Tanford and R. N. Pease, 'Theory of burning velocity. II. The square root law for burning velocity', *J. Chem. Phys.*, vol. 15, no. 12, pp. 861–865, 1947, doi: 10.1063/1.1746362.
- [73] I. Glassman, *Combustion*. Academic Press, 1996.
- [74] B. Lewis and G. Von Elbe, 'Determination of the speed of flames and the temperature distribution in a spherical bomb from time-pressure explosion records', *J. Chem. Phys.*, vol. 2, no. 5, pp. 283–290, May 1934, doi: 10.1063/1.1749464.
- [75] H. C. Lee, L. Y. Jiang, and A. A. Mohamad, 'A review on the laminar flame speed and ignition delay time of Syngas mixtures', *Int. J. Hydrogen Energy*, vol. 39, no. 2, pp. 1105–1121, 2014, doi: 10.1016/j.ijhydene.2013.10.068.
- [76] T. Poinsoot and D. Veynante, *Theoretical and Numerical Combustion*, *Edwards 2nd ed.* Edwards, 2001.
- [77] J. Abraham, F. A. Williams, and F. V. Bracco, 'A discussion of turbulent flame structure in premixed charges', in *SAE Technical Papers*, 1985, vol. 94, pp. 128–143, doi: 10.4271/850345.
- [78] J. Jarosinski, 'The thickness of laminar flames', *Combust. Flame*, vol. 56, no. 3, pp. 337–342, Jun. 1984, doi: 10.1016/0010-2180(84)90067-1.
- [79] Y. B. Zeldovich, 'Theory of Combustion and Detonation of Gases, Academy of Sciences (in Russian), Moscow', in *Selected Works of Yakov Borisovich Zeldovich, Volume I*, Princeton University Press, 1944, pp. 162–232.
- [80] D. Spalding, 'Some Fundamentals of Combustion combustion.,' Gas Turbine

- Ser., no. Butterworths Scientific, London', London: Butterworths scientific publications, 1955.
- [81] WILLIAMS and F. A., 'A Review of Some Theoretical Considerations of Turbulent Flame Structure.', *AGARD Conf. Proceedings*, 1975, vol. 164, 1975.
- [82] S. M. Candel and T. J. Poinsot, 'Flame Stretch and the Balance Equation for the Flame Area', *Combust. Sci. Technol.*, vol. 70, no. 1–3, pp. 1–15, Mar. 1990, doi: 10.1080/00102209008951608.
- [83] F. N. Egolfopoulos, N. Hansen, Y. Ju, K. Kohse-Höinghaus, C. K. Law, and F. Qi, 'Advances and challenges in laminar flame experiments and implications for combustion chemistry', *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 43, pp. 36–67, 2014, doi: 10.1016/j.pecs.2014.04.004.
- [84] A. A. Konnov, A. Mohammad, V. R. Kishore, N. Il Kim, C. Prathap, and S. Kumar, 'A comprehensive review of measurements and data analysis of laminar burning velocities for various fuel+air mixtures', *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 68, pp. 197–267, 2018, doi: 10.1016/j.pecs.2018.05.003.
- [85] C. Xiouris, T. Ye, J. Jayachandran, and F. N. Egolfopoulos, 'Laminar flame speeds under engine-relevant conditions: Uncertainty quantification and minimization in spherically expanding flame experiments', *Combust. Flame*, vol. 163, pp. 270–283, 2016, doi: 10.1016/j.combustflame.2015.10.003.
- [86] A. M. Ferris, A. J. Susa, D. F. Davidson, and R. K. Hanson, 'High-temperature laminar flame speed measurements in a shock tube', *Combust. Flame*, vol. 205, pp. 241–252, 2019, doi: 10.1016/j.combustflame.2019.04.007.
- [87] M. Metghalchi and J. C. Keck, 'Laminar burning velocity of propane-air mixtures at high temperature and pressure', *Combust. Flame*, vol. 38, no. C, pp. 143–154, 1980, doi: 10.1016/0010-2180(80)90046-2.
- [88] M. Akram and S. Kumar, 'Experimental studies on dynamics of methane-air premixed flame in meso-scale diverging channels', *Combust. Flame*, vol. 158, no. 5, pp. 915–924, 2011, doi: 10.1016/j.combustflame.2011.02.011.
- [89] Z. Zhao, A. Kazakov, J. Li, and F. L. Dryer, 'The initial temperature and N₂ dilution effect on the laminar flame speed of propane/air', *Combust. Sci. Technol.*, vol. 176, no. 10, pp. 1705–1723, 2004, doi: 10.1080/00102200490487553.
- [90] A. J. Susa, A. M. Ferris, D. F. Davidson, and R. K. Hanson, 'Experimental Measurement of Laminar Burning Velocity of n-Heptane at Variable Extents of Reaction in a Shock Tube', pp. 925–933, 2020, doi: 10.3850/978-981-11-2730-4_0149-cd.
- [91] A. J. Susa, A. M. Ferris, D. F. Davidson, and R. K. Hanson, 'Experimental shock tube measurements of laminar burning velocity of n-heptane and iso-octane in the negative temperature coefficient regime', *AIAA Scitech 2019 Forum*, no. January, pp. 1–9, 2019, doi: 10.2514/6.2019-0460.
- [92] A. J. Susa, A. M. Ferris, D. F. Davidson, and R. K. Hanson, 'Experimental observation of negative temperature dependence in iso-octane burning velocities', *AIAA J.*, vol. 57, no. 10, pp. 4476–4481, 2019, doi: 10.2514/1.J058530.
- [93] F. Halter *et al.*, 'Development of an optically accessible apparatus to characterize the evolution of spherically expanding flames under constant

- volume conditions', *Combust. Flame*, vol. 212, pp. 165–176, 2020, doi: 10.1016/j.combustflame.2019.10.027.
- [94] D. Goodwin, H. Moffat, R. S.- Caltech, Pasadena, CA, and 2009, 'Cantera: An object-oriented software toolkit for chemical kinetics, thermodynamics, and transport processes'.
- [95] B. Galmiche, F. Halter, F. Foucher, and P. Dagaut, 'Effects of dilution on laminar burning velocity of premixed methane/air flames', *Energy and Fuels*, vol. 25, no. 3, pp. 948–954, Mar. 2011, doi: 10.1021/ef101482d.
- [96] F. Halter, F. Foucher, L. Landry, and C. Mounaim-Rousselle, 'Effect of dilution by nitrogen and/or carbon dioxide on methane and iso-octane air flames', *Combust. Sci. Technol.*, vol. 181, no. 6, pp. 813–827, Jun. 2009, doi: 10.1080/00102200902864662.
- [97] J. X. Zhou, M. Cordier, C. Mounaim-Rousselle, and F. Foucher, 'Experimental estimate of the laminar burning velocity of iso-octane in oxygen-enriched and CO₂-diluted air', *Combust. Flame*, vol. 158, no. 12, pp. 2375–2383, Dec. 2011, doi: 10.1016/j.combustflame.2011.05.002.
- [98] K. Eisazadeh-Far, A. Moghaddas, J. Al-Mulki, and H. Metghalchi, 'Laminar burning speeds of ethanol/air/diluent mixtures', *Proc. Combust. Inst.*, vol. 33, no. 1, pp. 1021–1027, Jan. 2011, doi: 10.1016/j.proci.2010.05.105.
- [99] J. Fu *et al.*, 'Numerical study and correlation development on laminar burning velocities of n-butanol, iso-octane and their blends: Focusing on diluent and blend ratio effects', *Fuel*, vol. 124, pp. 102–112, 2014, doi: 10.1016/j.fuel.2014.01.092.
- [100] H. Wu *et al.*, 'Experimental and numerical study on the laminar flame speed of n-butane/dimethyl ether-air mixtures', *Energy and Fuels*, vol. 28, no. 5, pp. 3412–3419, 2014, doi: 10.1021/ef402502w.
- [101] T. W. Ryan and S. S. Lestz, 'The laminar burning velocity of isooctane, n-heptane, methanol, methane, and propane at elevated temperature and pressures in the presence of a diluent', in *SAE Technical Papers*, 1980, doi: 10.4271/800103.
- [102] J. Vancoillie, M. Christensen, E. J. K. Nilsson, S. Verhelst, and A. A. Konnov, 'The effects of dilution with nitrogen and steam on the laminar burning velocity of methanol at room and elevated temperatures', *Fuel*, vol. 105, pp. 732–738, 2013, doi: 10.1016/j.fuel.2012.09.060.
- [103] Z. Wang, Z. Bai, S. C. Yelishala, G. Yu, and H. Metghalchi, 'Effects of diluent on laminar burning speed and flame structure of gas to liquid fuel air mixtures at high temperatures and moderate pressures', *Fuel*, vol. 231, no. May, pp. 204–214, 2018, doi: 10.1016/j.fuel.2018.05.069.
- [104] D. Razus, V. Brinzea, M. Mitu, and D. Oancea, 'Burning velocity of liquefied petroleum gas (LPG)-Air mixtures in the presence of exhaust gas', *Energy and Fuels*, vol. 24, no. 3, pp. 1487–1494, 2010, doi: 10.1021/ef901209q.
- [105] A. D'Adamo, M. Del Pecchia, S. Breda, F. Berni, S. Fontanesi, and J. Prager, 'Chemistry-Based Laminar Flame Speed Correlations for a Wide Range of Engine Conditions for Iso-Octane, n-Heptane, Toluene and Gasoline Surrogate

- Fuels', in *SAE Technical Papers*, 2017, vol. 2017-Octob, doi: 10.4271/2017-01-2190.
- [106] C. J. Sung, Y. Huang, and J. A. Eng, 'Effects of reformer gas addition on the laminar flame speeds and flammability limits of n-butane and iso-butane flames', *Combust. Flame*, vol. 126, no. 3, pp. 1699–1713, 2001, doi: 10.1016/S0010-2180(01)00284-X.
- [107] J. B. Heywood, 'Internal combustion engine fundamentals', *Choice Rev. Online*, vol. 26, no. 02, pp. 26-0943-26-0943, 1988, doi: 10.5860/choice.26-0943.
- [108] G. J. Gibbs, H. F. Calcote, and H. F. Calcote, 'Effect of Molecular Structure on Burning Velocity', *J. Chem. Eng. Data*, vol. 4, no. 3, pp. 226–237, 1959, doi: 10.1021/je60003a011.
- [109] C. Douté, J. L. Delfau, R. Akrich, and C. Vovelle, 'Experimental study of the chemical structure of low-pressure premixed n-heptane-O₂-Ar and iso-octane-O₂-Ar flames', *Combust. Sci. Technol.*, vol. 124, no. 1–6, pp. 249–276, 1997, doi: 10.1080/00102209708935647.
- [110] S. G. Davis and C. K. Law, 'Laminar flame speeds and oxidation kinetics of iso-octane-air and n-heptane-air flames', *Symp. Combust.*, vol. 27, no. 1, pp. 521–527, 1998, doi: 10.1016/S0082-0784(98)80442-6.
- [111] Y. Huang, C. J. Sung, and J. A. Eng, 'Laminar flame speeds of primary reference fuels and reformer gas mixtures', *Combust. Flame*, vol. 139, no. 3, pp. 239–251, Nov. 2004, doi: 10.1016/j.combustflame.2004.08.011.
- [112] K. Kumar, J. E. Freeh, C. J. Sung, and Y. Huang, 'Laminar flame speeds of preheated iso-octane/O₂/N₂ and n-heptane/O₂/N₂ mixtures', *J. Propuls. Power*, vol. 23, no. 2, pp. 428–436, Mar. 2007, doi: 10.2514/1.24391.
- [113] S. Jerzembeck, N. Peters, P. Pepiot-Desjardins, and H. Pitsch, 'Laminar burning velocities at high pressure for primary reference fuels and gasoline: Experimental and numerical investigation', *Combust. Flame*, vol. 156, no. 2, pp. 292–301, Feb. 2009, doi: 10.1016/j.combustflame.2008.11.009.
- [114] A. J. Smallbone, W. Liu, C. K. Law, X. Q. You, and H. Wang, 'Experimental and modeling study of laminar flame speed and non-premixed counterflow ignition of n-heptane', *Proc. Combust. Inst.*, vol. 32 I, no. 1, pp. 1245–1252, Jan. 2009, doi: 10.1016/j.proci.2008.06.213.
- [115] C. Ji, E. Dames, Y. L. Wang, H. Wang, and F. N. Egolfopoulos, 'Propagation and extinction of premixed C₅-C₁₂ n-alkane flames', *Combust. Flame*, vol. 157, no. 2, pp. 277–287, 2010, doi: 10.1016/j.combustflame.2009.06.011.
- [116] A. P. Kelley, A. J. Smallbone, D. L. Zhu, and C. K. Law, 'Laminar flame speeds of C₅ to C₈ n-alkanes at elevated pressures: Experimental determination, fuel similarity, and stretch sensitivity', *Proc. Combust. Inst.*, vol. 33, no. 1, pp. 963–970, 2011, doi: 10.1016/j.proci.2010.06.074.
- [117] J. P. J. Van Lipzig, E. J. K. Nilsson, L. P. H. De Goey, and A. A. Konnov, 'Laminar burning velocities of n-heptane, iso-octane, ethanol and their binary and tertiary mixtures', *Fuel*, vol. 90, no. 8, pp. 2773–2781, 2011, doi: 10.1016/j.fuel.2011.04.029.
- [118] C. T. Chong and S. Hochgreb, 'Measurements of laminar flame speeds of liquid

- fuels: Jet-A1, diesel, palm methyl esters and blends using particle imaging velocimetry (PIV)', *Proc. Combust. Inst.*, vol. 33, no. 1, pp. 979–986, 2011, doi: 10.1016/j.proci.2010.05.106.
- [119] F. V. T. Fluixá, B. G. Olavarría, D. I. Hoyos, and M. Lawes, 'Experimental determination of the burning velocity of mixtures of n-heptane and toluene in engine-like conditions', *Flow, Turbul. Combust.*, vol. 89, no. 2, pp. 183–213, 2012, doi: 10.1007/s10494-011-9373-9.
- [120] L. Sileghem *et al.*, 'Laminar burning velocity of gasoline and the gasoline surrogate components iso-octane, n-heptane and toluene', *Fuel*, vol. 112, pp. 355–365, 2013, doi: 10.1016/j.fuel.2013.05.049.
- [121] P. Dirrenberger *et al.*, 'Laminar burning velocity of gasolines with addition of ethanol', *Fuel*, vol. 115, pp. 162–169, 2014, doi: 10.1016/j.fuel.2013.07.015.
- [122] T. Knorsch, A. Zackel, D. Mamaikin, L. Zigan, and M. Wensing, 'Comparison of different gasoline alternative fuels in terms of laminar burning velocity at increased gas temperatures and exhaust gas recirculation rates', *Energy and Fuels*, vol. 28, no. 2, pp. 1446–1452, Feb. 2014, doi: 10.1021/ef4021922.
- [123] O. Manna, M. S. Mansour, W. L. Roberts, and S. H. Chung, 'Laminar burning velocities at elevated pressures for gasoline and gasoline surrogates associated with RON', *Combust. Flame*, vol. 162, no. 6, pp. 2311–2321, 2015, doi: 10.1016/j.combustflame.2015.01.004.
- [124] E. Hu, Z. Xu, Z. Gao, J. Xu, and Z. Huang, 'Experimental and numerical study on laminar burning velocity of gasoline and gasoline surrogates', *Fuel*, vol. 256, no. July, p. 115933, 2019, doi: 10.1016/j.fuel.2019.115933.
- [125] C. K. Westbrook, 'Chemical kinetics of hydrocarbon ignition in practical combustion systems', *Proc. Combust. Inst.*, vol. 28, no. 2, pp. 1563–1577, Jan. 2000, doi: 10.1016/s0082-0784(00)80554-8.
- [126] R. Minetti, M. Ribaucour, M. Carlier, and L. R. Sochet, 'Autoignition delays of a series of linear and branched chain alkanes in the intermediate range of temperature', *Combust. Sci. Technol.*, vol. 113–114, no. January 2015, pp. 179–192, 1996, doi: 10.1080/00102209608935493.
- [127] S. Kojima and T. Suzuoki, 'Autoignition-delay measurement over lean to rich mixtures of n-butane/air under swirl conditions', *Combust. Flame*, vol. 92, no. 3, pp. 254–265, Feb. 1993, doi: 10.1016/0010-2180(93)90037-4.
- [128] C. Strozzi, 'Etude expérimentale de l'auto-inflammation de mélange gazeux en milieux confinés et sa modélisation avec une description cinétique chimique détaillée', Poitiers, 2008.
- [129] M. Mehl, W. J. Pitz, M. Sjöberg, and J. E. Dec, 'Detailed kinetic modeling of low-temperature heat release for PRF fuels in an HCCI engine', in *SAE Technical Papers*, 2009, doi: 10.4271/2009-01-1806.
- [130] J. F. Griffiths, P. A. Halford-Maw, and D. J. Rose, 'Fundamental features of hydrocarbon autoignition in a rapid compression machine', *Combust. Flame*, vol. 95, no. 3, pp. 291–306, Nov. 1993, doi: 10.1016/0010-2180(93)90133-N.
- [131] J. P. Szybist and B. G. Bunting, 'Cetane number and engine speed effects on diesel HCCI performance and emissions', in *SAE Technical Papers*, 2005, doi:

10.4271/2005-01-3723.

- [132] T. Li, Y. Okabe, H. Izumi, T. Shudo, and H. Ogawa, 'Dependence of ultra-high EGR low temperature diesel combustion on fuel properties', in *SAE Technical Papers*, 2006, doi: 10.4271/2006-01-3387.
- [133] M. M. Andreae, W. K. Cheng, T. Kenney, and J. Yang, 'On HCCI engine knock', in *SAE Technical Papers*, 2007, vol. 116, pp. 355–363, doi: 10.4271/2007-01-1858.
- [134] J. E. Dec, W. Hwang, and M. Sjöberg, 'An investigation of thermal stratification in HCCI engines using chemiluminescence imaging', in *SAE Technical Papers*, 2006, doi: 10.4271/2006-01-1518.
- [135] O. T. Lim, H. Nakano, and N. Iida, 'The research about the effects of thermal stratification on N-heptane/iso-octane-air mixture HCCI combustion using a rapid compression machine', in *SAE Technical Papers*, 2006, doi: 10.4271/2006-01-3319.
- [136] C. Strozzi, J. Sotton, A. Mura, and M. Bellenoue, 'Characterization of a two-dimensional temperature field within a rapid compression machine using a toluene planar laser-induced fluorescence imaging technique', *Meas. Sci. Technol.*, vol. 20, no. 12, 2009, doi: 10.1088/0957-0233/20/12/125403.
- [137] R. Schießl and U. Maas, 'Analysis of endgas temperature fluctuations in an SI engine by laser-induced fluorescence', *Combust. Flame*, vol. 133, no. 1–2, pp. 19–27, 2003, doi: 10.1016/S0010-2180(02)00538-2.
- [138] M. Yao, Z. Zheng, H. Liu, J. B. Martz, O. T. Lim, and N. Iida, 'Progress and recent trends in homogeneous charge compression ignition (HCCI) engines', *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 35, no. 5, pp. 398–437, 2012, doi: 10.1016/j.pecs.2009.05.001.
- [139] M. Christensen and B. Johansson, 'The effect of in-cylinder flow and turbulence on HCCI operation', in *SAE Technical Papers*, 2002, doi: 10.4271/2002-01-2864.
- [140] S. C. Kong and R. D. Reitz, 'Use of detailed chemical kinetics to study HCCI engine combustion with consideration of turbulent mixing effects', *J. Eng. Gas Turbines Power*, vol. 124, no. 3, pp. 702–707, 2002, doi: 10.1115/1.1413766.
- [141] E. W. Kaiser, J. Yang, T. Culp, N. xu, and M. M. Maricq, 'Homogeneous charge compression ignition engine-out emission-does flame propagation occur in homogeneous charge compression ignition?', *Int. J. Engine Res.*, vol. 3, no. 4, pp. 185–195, 2002, doi: 10.1243/146808702762230897.
- [142] N. Fukushima *et al.*, 'Combustion regime classification of HCCI/PCCI combustion using Lagrangian fluid particle tracking', *Proc. Combust. Inst.*, vol. 35, no. 3, pp. 3009–3017, 2015, doi: 10.1016/j.proci.2014.07.059.
- [143] Y. Ju, W. Sun, M. P. Burke, X. Gou, and Z. Chen, 'Multi-timescale modeling of ignition and flame regimes of n-heptane-air mixtures near spark assisted homogeneous charge compression ignition conditions', *Proc. Combust. Inst.*, vol. 33, no. 1, pp. 1245–1251, 2011, doi: 10.1016/j.proci.2010.06.110.
- [144] C. S. Yoo, T. Lu, J. H. Chen, and C. K. Law, 'Direct numerical simulations of ignition of a lean n-heptane/air mixture with temperature inhomogeneities at constant volume: Parametric study', *Combust. Flame*, vol. 158, no. 9, pp. 1727–1741, 2011, doi: 10.1016/j.combustflame.2011.01.025.

- [145] W. Hwang, J. E. Dec, and M. Sjöberg, 'Fuel stratification for low-load HCCI combustion: Performance & fuel-PLIF measurements', *SAE Tech. Pap.*, no. 724, pp. 776–790, 2007, doi: 10.4271/2007-01-4130.
- [146] C. S. Yoo, Z. Luo, T. Lu, H. Kim, and J. H. Chen, 'A DNS study of ignition characteristics of a lean iso-octane/air mixture under HCCI and SACI conditions', *Proc. Combust. Inst.*, vol. 34, no. 2, pp. 2985–2993, 2013, doi: 10.1016/j.proci.2012.05.019.
- [147] M. B. Luong, Z. Luo, T. Lu, S. H. Chung, and C. S. Yoo, 'Direct numerical simulations of the ignition of lean primary reference fuel/air mixtures with temperature inhomogeneities', *Combust. Flame*, vol. 160, no. 10, pp. 2038–2047, 2013, doi: 10.1016/j.combustflame.2013.04.012.
- [148] C. Xu, J. W. Park, C. S. Yoo, J. H. Chen, and T. Lu, 'Identification of premixed flame propagation modes using chemical explosive mode analysis', *Proc. Combust. Inst.*, vol. 37, no. 2, pp. 2407–2415, 2019, doi: 10.1016/j.proci.2018.07.069.
- [149] B. Savard, E. R. Hawkes, K. Aditya, H. Wang, and J. H. Chen, 'Regimes of premixed turbulent spontaneous ignition and deflagration under gas-turbine reheat combustion conditions', *Combust. Flame*, vol. 208, no. 2019, pp. 402–419, 2019, doi: 10.1016/j.combustflame.2019.07.020.
- [150] O. Schulz and N. Noiray, 'Combustion regimes in sequential combustors: Flame propagation and autoignition at elevated temperature and pressure', *Combust. Flame*, vol. 205, pp. 253–268, 2019, doi: 10.1016/j.combustflame.2019.03.014.
- [151] H. A. El-Asrag and Y. Ju, 'Direct numerical simulations of exhaust gas recirculation effect on multistage autoignition in the negative temperature combustion regime for stratified HCCI flow conditions by using H₂O₂ addition', *Combust. Theory Model.*, vol. 17, no. 2, pp. 316–334, 2013, doi: 10.1080/13647830.2013.764020.
- [152] S. Desai, R. Sankaran, and H. G. Im, 'Unsteady deflagration speed of an auto-ignitive dimethyl-ether (DME)/air mixture at stratified conditions', *Proc. Combust. Inst.*, vol. 37, no. 4, pp. 4717–4727, 2019, doi: 10.1016/j.proci.2018.09.019.
- [153] X. Gong and Z. Ren, 'Flame speed scaling in autoignition-assisted freely propagating n-heptane/air flames', *Proc. Combust. Inst.*, vol. 38, no. 2, pp. 2153–2161, 2021, doi: 10.1016/j.proci.2020.07.029.
- [154] G. Bansal and H. G. Im, 'Autoignition of hydrogen-air mixture with temperature and composition inhomogeneities', *47th AIAA Aerosp. Sci. Meet. Incl. New Horizons Forum Aerosp. Expo.*, no. January, 2009, doi: 10.2514/6.2009-1559.
- [155] P. Pal, A. B. Mansfield, P. G. Arias, M. S. Wooldridge, and H. G. Im, 'A computational study of syngas auto-ignition characteristics at high-pressure and low-temperature conditions with thermal inhomogeneities', *Combust. Theory Model.*, vol. 19, no. 5, pp. 587–601, 2015, doi: 10.1080/13647830.2015.1068373.
- [156] P. Pal *et al.*, 'Computational characterization of ignition regimes in a syngas/air mixture with temperature fluctuations', *Proc. Combust. Inst.*, vol. 36, no. 3, pp.

- 3705–3716, 2017, doi: 10.1016/j.proci.2016.07.059.
- [157] D. Bradley, C. Morley, X. J. Gu, and D. R. Emerson, 'Amplified pressure waves during autoignition: Relevance to CAI engines', in *SAE Technical Papers*, 2002, doi: 10.4271/2002-01-2868.
- [158] X. J. Gu, D. R. Emerson, and D. Bradley, 'Modes of reaction front propagation from hot spots', *Combust. Flame*, vol. 133, no. 1–2, pp. 63–74, 2003, doi: 10.1016/S0010-2180(02)00541-2.
- [159] L. Bates and D. Bradley, 'Deflagrative, auto-ignitive, and detonative propagation regimes in engines', *Combust. Flame*, vol. 175, pp. 118–122, 2017, doi: 10.1016/j.combustflame.2016.05.023.
- [160] L. Bates, D. Bradley, G. Paczko, and N. Peters, 'Engine hot spots: Modes of auto-ignition and reaction propagation', *Combust. Flame*, vol. 166, pp. 80–85, 2016, doi: 10.1016/j.combustflame.2016.01.002.
- [161] N. Bourgeois *et al.*, 'Modes of reaction front propagation from hot spots', *Combust. Flame*, vol. 133, no. 11, pp. 63–74, 2018, doi: 10.1016/S0010-2180(02)00541-2.
- [162] J. Santner and S. S. Goldsborough, *Hot-spot induced mild ignition: Numerical simulation and scaling analysis*, vol. 209. 2019.
- [163] I. Gorbatenko, D. Bradley, and A. S. Tomlin, 'Auto-ignition and detonation of n-butanol and toluene reference fuel blends (TRF)', *Combust. Flame*, vol. 229, p. 111378, 2021, doi: 10.1016/j.combustflame.2021.02.024.
- [164] Z. Yu, H. Zhang, and P. Dai, 'Autoignition and detonation development induced by temperature gradient in n-C₇H₁₆/air/H₂O mixtures', *Phys. Fluids*, vol. 33, no. 1, 2021, doi: 10.1063/5.0038125.
- [165] A. B. Mansfield and M. S. Wooldridge, 'High-pressure low-temperature ignition behavior of syngas mixtures', *Combust. Flame*, vol. 161, pp. 2242–2251, 2014, doi: 10.1016/j.combustflame.2014.03.001.
- [166] S. M. Walton, X. He, B. T. Zigler, and M. S. Wooldridge, 'An experimental investigation of the ignition properties of hydrogen and carbon monoxide mixtures for syngas turbine applications', *Proc. Combust. Inst.*, vol. 31 II, no. 2, pp. 3147–3154, 2007, doi: 10.1016/j.proci.2006.08.059.
- [167] R. Blumenthal, K. Fieweger, K. H. Komp, and G. Adomeit, *Gas dynamic features of self ignition of non diluted fuel/air mixtures at high pressure*, vol. 113–114, no. November 2014. 1996.
- [168] J. Shao, R. Choudhary, A. J. Susa, D. F. Davidson, and R. K. Hanson, 'High-speed imaging of n-heptane ignition in a high-pressure shock tube', *Proc. Combust. Inst.*, vol. 38, no. 1, pp. 911–918, 2021, doi: 10.1016/j.proci.2020.06.158.
- [169] V. A. Troutman *et al.*, 'High-speed OH* chemiluminescence imaging of ignition through a shock tube end-wall', *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, vol. 122, no. 3, pp. 1–7, Mar. 2016, doi: 10.1007/s00340-016-6326-y.
- [170] J. E. Dec, 'Advanced compression-ignition engines - Understanding the in-cylinder processes', *Proc. Combust. Inst.*, vol. 32 II, no. 2, pp. 2727–2742, 2009, doi: 10.1016/j.proci.2008.08.008.

- [171] J. E. Dec, W. Hwang, and M. Sjöberg, 'An investigation of thermal stratification in HCCI engines using chemiluminescence imaging', in *SAE Technical Papers*, 2006, vol. 115, pp. 759–776, doi: 10.4271/2006-01-1518.
- [172] C. L. Barraza-Botet and M. S. Wooldridge, 'Combustion chemistry of iso-octane/ethanol blends: Effects on ignition and reaction pathways', *Combust. Flame*, vol. 188, pp. 324–336, 2018, doi: 10.1016/j.combustflame.2017.10.011.
- [173] D. Assanis, S. W. Wagnon, and M. S. Wooldridge, 'An experimental study of flame and autoignition interactions of iso-octane and air mixtures', *Combust. Flame*, vol. 162, no. 4, pp. 1214–1224, 2015, doi: 10.1016/j.combustflame.2014.10.012.
- [174] P. Guibert, A. Keromnes, and G. Legros, 'An experimental investigation of the turbulence effect on the combustion propagation in a rapid compression machine', *Flow, Turbul. Combust.*, vol. 84, no. 1, pp. 79–95, 2010, doi: 10.1007/s10494-009-9225-z.
- [175] R. D. Büttgen, T. Raffius, G. Grünefeld, H. J. Koß, and A. Heufer, 'High-speed imaging of the ignition of ethanol at engine relevant conditions in a rapid compression machine', *Proc. Combust. Inst.*, vol. 37, no. 2, pp. 1471–1478, 2019, doi: 10.1016/j.proci.2018.05.001.
- [176] J. M. Desantes, J. J. López, J. M. García-Oliver, and D. López-Pintor, 'A phenomenological explanation of the autoignition propagation under HCCI conditions', *Fuel*, vol. 206, pp. 43–57, 2017, doi: 10.1016/j.fuel.2017.05.075.
- [177] C. Strozzi, J. Sotton, A. Mura, and M. Bellenoue, 'Experimental and numerical study of the influence of temperature heterogeneities on self-ignition process of methane-air mixtures in a rapid compression machine', *Combust. Sci. Technol.*, vol. 180, no. 10–11, pp. 1829–1857, 2008, doi: 10.1080/00102200802260656.
- [178] M. Ben Houidi, J. Sotton, and M. Bellenoue, 'Interpretation of auto-ignition delays from RCM in the presence of temperature heterogeneities: Impact on combustion regimes and negative temperature coefficient behavior', *Fuel*, vol. 186, pp. 476–495, 2016, doi: 10.1016/j.fuel.2016.08.089.
- [179] W. T. Chung, N. Ly, and M. Ihme, 'LES of HCCI combustion of iso-octane/air in a flat-piston rapid compression machine', *Proc. Combust. Inst.*, vol. 000, pp. 1–9, 2022, doi: 10.1016/j.proci.2022.07.233.
- [180] S. S. Goldsborough, S. Hochgreb, G. Vanhove, M. S. Wooldridge, H. J. Curran, and C. J. Sung, 'Advances in rapid compression machine studies of low- and intermediate-temperature autoignition phenomena', *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 63, pp. 1–78, 2017, doi: 10.1016/j.pecs.2017.05.002.
- [181] C. F. Taylor, E. S. Taylor, J. C. Livengood, W. A. Russell, and W. A. Leary, 'Ignition of fuels by rapid compression', in *SAE Technical Papers*, 1950, doi: 10.4271/500178.
- [182] X. He, B. T. Zigler, S. M. Walton, M. S. Wooldridge, and A. Atreya, 'A rapid compression facility study of OH time histories during iso-octane ignition', *Combust. Flame*, vol. 145, no. 3, pp. 552–570, 2006, doi: 10.1016/j.combustflame.2005.12.014.

- [183] A. R. De Toni *et al.*, 'Ignition delay times of Jet A-1 fuel: Measurements in a high-pressure shock tube and a rapid compression machine', *Proc. Combust. Inst.*, vol. 36, no. 3, pp. 3695–3703, 2017, doi: 10.1016/j.proci.2016.07.024.
- [184] B. J. McBride, S. Gordon, M. A. Reno, S. Gordon, and M. A. Reno, 'Coefficients for calculating thermodynamic and transport properties of individual species'. 1993.
- [185] U. of C. at S. D. {San Diego Mechanism web page, Mechanical and Aerospace Engineering (Combustion Research), 'Chemical Mechanism: Combustion Research Group at UC San Diego'. [Online]. Available: <https://web.eng.ucsd.edu/mae/groups/combustion/mechanism.html>. [Accessed: 11-May-2020].
- [186] C. Badeau A., Strozzi, 'Etude expérimentale et numérique de l' auto - inflammation de mélanges représentatifs du kérosène - air', *INSTITU P*, pp. 1–45, 2017.
- [187] A. Bresson, 'Techniques d'imageries quantitatives: fluorescence induite par laser appliquée aux écoulements et aux combustions', 2000.
- [188] R. P. Lucht and N. M. Laurendeau, 'Two-level model for near saturated fluorescence in diatomic molecules', *Appl. Opt.*, vol. 18, no. 6, p. 856, Mar. 1979, doi: 10.1364/ao.18.000856.
- [189] K. McManus, B. Yip, and S. Candel, 'Emission and laser-induced fluorescence imaging methods in experimental combustion', *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 10, no. 4, pp. 486–502, 1995, doi: 10.1016/0894-1777(94)00078-M.
- [190] M. Théron, 'Caractérisation du mélange et de la combustion dans une configuration de jet hydrogene/air subsonique à haute vitesse : augmentation du mélange par génération de vorticité longitudinale', 2005. [Online]. Available: <https://www.theses.fr/2005POIT2262>. [Accessed: 07-Jul-2022].
- [191] S. H. R. M ller, B. B hm, M. Gleibner, S. Arndt, and A. Dreizler, 'Analysis of the temporal flame kernel development in an optically accessible IC engine using high-speed OH-PLIF', *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, vol. 100, no. 3, pp. 447–452, 2010, doi: 10.1007/s00340-010-4134-3.
- [192] A. Cessou, U. Meier, and D. Stepowski, 'Applications of planar laser induced fluorescence in turbulent reacting flows', *Meas. Sci. Technol.*, vol. 11, no. 7, pp. 887–901, 2000, doi: 10.1088/0957-0233/11/7/305.
- [193] L. R. Boeck, R. M vel, T. Fiala, J. Hasslberger, and T. Sattelmayer, 'High-speed OH-PLIF imaging of deflagration-to-detonation transition in H2–air mixtures', *Exp. Fluids*, vol. 57, no. 6, 2016, doi: 10.1007/s00348-016-2191-z.
- [194] K. Takeuchi *et al.*, 'Application of OH(2,0) band excitation Planar Laser-induced Fluorescence to high-pressure H2/O2 jet flames for rocket combustion', *Trans. Jpn. Soc. Aeronaut. Space Sci.*, vol. 60, no. 2, pp. 116–123, 2017, doi: 10.2322/tjsass.60.116.
- [195] M. Tagawa, K. Kato, and Y. Ohta, 'Response compensation of fine-wire temperature sensors', *Review of Scientific Instruments*, vol. 76, no. 9. American Institute of PhysicsAIP, p. 094904, 07-Sep-2005, doi: 10.1063/1.2044567.
- [196] P. Parantho n and J. C. Lecordier, 'Mesures de température dans les

- écoulements turbulents', *Rev. Gen. Therm.*, vol. 35, no. 413, pp. 283–308, 1996, doi: 10.1016/S0035-3159(99)80073-7.
- [197] W. M. Pitts *et al.*, 'Temperature uncertainties for bare-bead and aspirated thermocouple measurements in fire environments', *ASTM Special Technical Publication*, no. 1427. pp. 3–15, 2002, doi: 10.1520/stp10945s.
- [198] D. C. Collis and M. J. Williams, 'Two-dimensional convection from heated wires at low Reynolds numbers', *J. Fluid Mech.*, vol. 6, no. 3, pp. 357–384, 1959, doi: 10.1017/S0022112059000696.
- [199] H. Arlaud and G. Lalizel, 'Caractérisation spectrale de μ thermocouples K de 7 , 6 μ m de diamètre pour une application aux mesures de fluctuations de température dans des écoulements anisothermes turbulents .', *Congr. Fr. Therm. Toulouse, Fr. 2016 31 Mai to 3 June* .
- [200] R. Kumar, A. Singhal, A. Katoch, and S. Kumar, 'Experimental Investigations on Laminar Burning Velocities of n-Heptane + Air Mixtures at Higher Mixture Temperatures Using Externally Heated Diverging Channel Method', *Energy and Fuels*, vol. 34, no. 2, pp. 2405–2416, 2020, doi: 10.1021/acs.energyfuels.9b04249.
- [201] G. Bagheri, E. Ranzi, M. Pelucchi, A. Parente, A. Frassoldati, and T. Faravelli, 'Comprehensive kinetic study of combustion technologies for low environmental impact: MILD and OXY-fuel combustion of methane', *Combust. Flame*, vol. 212, no. x, pp. 142–155, 2020, doi: 10.1016/j.combustflame.2019.10.014.
- [202] E. J. Silke, H. J. Curran, and J. M. Simmie, 'The influence of fuel structure on combustion as demonstrated by the isomers of heptane: A rapid compression machine study', *Proc. Combust. Inst.*, vol. 30 II, no. 2, pp. 2639–2647, 2005, doi: 10.1016/j.proci.2004.08.180.
- [203] Z. Yang *et al.*, 'Autoignition of n-butanol/n-heptane blend fuels in a rapid compression machine under low-to-medium temperature ranges', *Energy and Fuels*, vol. 27, no. 12, pp. 7800–7808, 2013, doi: 10.1021/ef401774f.
- [204] Y. Wu, M. Yang, C. Tang, Y. Liu, P. Zhang, and Z. Huang, 'Promoting "adiabatic core" approximation in a rapid compression machine by an optimized creviced piston design', *Fuel*, vol. 251, no. April, pp. 328–340, 2019, doi: 10.1016/j.fuel.2019.04.030.
- [205] 'Antipollution : la norme Euro 6 pour les nuls - Environnement'. [Online]. Available: <https://www.auto-moto.com/actualite/environnement/antipollution-la-norme-euro-6-pour-les-nuls-20231.html#item=1>. [Accessed: 23-Mar-2020].
- [206] R. K. Maurya and A. K. Agarwal, 'Experimental investigations of performance, combustion and emission characteristics of ethanol and methanol fueled HCCI engine', *Fuel Process. Technol.*, vol. 126, pp. 30–48, Oct. 2014, doi: 10.1016/j.fuproc.2014.03.031.
- [207] P. Amnés, F. Mauss, M. Kraft, A. Vressner, and B. Johansson, 'NO_x and N₂O formation in HCCI engines', in *SAE Technical Papers*, 2005, doi: 10.4271/2005-01-0126.
- [208] R. H. Stanglmaier and C. E. Roberts, 'Homogeneous charge compression

- ignition (HCCI): Benefits, compromises, and future engine applications', in *SAE Technical Papers*, 1999, doi: 10.4271/1999-01-3682.
- [209] J. A. Eng, 'Characterization of pressure waves in HCCI combustion', in *SAE Technical Papers*, 2002, doi: 10.4271/2002-01-2859.
- [210] G. Darrieus, 'Propagation d'un front de flamme. Essai de théorie des vitesses anormales de déflagration par un développement spontané de turbulence', in *Congrès de Mécanique Appliquée (unpublished work)*, 1945.
- [211] L. D. Landau, "' ' On the theory of slow combustion'", *Acta Phys.-Chim. URSS*, vol. 19, pp. 77–85, 1944, doi: 10.3367/ufnr.0168.199806l.0701.

Annexes

7. Annexe

7.1 Annexe 1

DIESEL	NT	TT	CO (mg/km)	Nox (mg/km)	HC+NOx (mg/km)	PARTICUL ES en masse (mg/km)	PARTICUL ES en nombre ⁽²⁾ (#/km)
Euro 1	01/1993	01/1994	2720	s.o.	970	140	s.o.
Euro 2	01/1996	01/1997	1000	s.o.	DI : 900 IDI : 700	DI : 100 IDI : 80	s.o.
Euro 3	01/2000	01/2001	640	500	560	50	s.o.
Euro 4	01/2005	01/2006	500	250	300	25	s.o.
Euro 5a	09/2009	01/2011	500	180	230	5.0	s.o.
Euro 5b	09/2011	01/2013	500	180	230	4.5 ⁽¹⁾	6.10 ¹¹
Euro 6b et 6c	09/2014	09/2015	500	80	170	4.5 ⁽¹⁾	6.10 ¹¹

Tableau 7-1 : Normes antipollution pour les moteurs Diesel. [205].

DI : injection directe, IDI : injection indirecte (moteur à « préchambre »), s.o. : sans objet.

(1) : limite associée à l'utilisation de la méthode de mesure améliorée

(2) : introduction d'une nouvelle méthode de mesure

ESSENCE	NT	TT	CO (mg/k m)	HC (mg/k m)	NMHC (mg/km)	Nox (mg/k m)	HC+ NOx (mg/k m)	PARTIC ULES en masse (mg/km)	PARTIC ULES en nombre ⁽²⁾ (#/km)
Euro 1	01/1993	01/1994	2720	s.o.	s.o.	s.o.	970	s.o.	s.o.
Euro 2	01/1996	01/1997	2300	s.o.	s.o.	s.o.	500	s.o.	s.o.
Euro 3	01/2000	01/2001	2300	200	s.o.	150	s.o.	s.o.	s.o.
Euro 4	01/2005	01/2006	1000	100	s.o.	80	s.o.	s.o.	s.o.
Euro 5a	09/2009	01/2011	1000	100	68	60	s.o.	s.o.	s.o.
Euro 5b	09/2011	01/2013	1000	100	68	60	s.o.	4.5 ⁽¹⁾	s.o.
Euro 6b	09/2014	09/2015	1000	100	68	60	s.o.	4.5 ⁽¹⁾	6.10 ¹²
Euro 6c	09/2017	09/2018	1000	100	68	60	s.o.	4.5 ⁽¹⁾	6.10 ¹¹

Tableau 7-2 : Normes antipollution pour les moteurs essence [205].

DI : injection directe IDI : injection indirecte (moteur à « préchambre »), s.o. : sans objet

(1) : limite associée à l'utilisation de la méthode de mesure améliorée

(2) : introduction d'une nouvelle méthode de mesure

7.2 Annexe 2

7.2.1 Formation de polluants

Les moteurs à allumage commandé SI et les moteurs à allumage par compression CI sont des sources majeures de pollution atmosphérique urbaine. Les gaz d'échappement du moteur SI contiennent les oxydes d'azote NO_x , le monoxyde de carbone CO et des composantes organiques tels que les hydrocarbures non brûlés (HC). Dans les moteurs Diesel, les concentrations de NO_x dans le gaz d'échappement sont comparables à ceux du moteur SI et les émissions des hydrocarbures sont presque 7 fois inférieures par rapport aux niveaux présents dans les moteurs SI.

Concernant les émissions de particule PM, les moteurs Diesel sont des sources importantes de ces émissions. En effet, entre environ 0.2 à 0.5 % de la masse de combustible est émise sous forme de petites particules (diamètres $\sim 0.1 \mu\text{m}$) qui se composent principalement de suies avec un peu d'hydrocarbures supplémentaires. On notera toutefois que le niveau d'émissions de CO n'est pas significatif dans les moteurs Diesel [107].

Concernant les émissions des moteurs HCCI, elles comprennent le NO_x , le HC, le CO et les PM. En général, les émissions de NO_x et de PM issues des moteurs HCCI sont assez faibles [40] contre des émissions élevées de CO et HC [40], [41]. Toutes ces émissions dépendent des conditions de fonctionnement du moteur et de la qualité du carburant [59].

Les niveaux d'émission de NO_x ultra-faible dans les moteurs LTC est parmi les avantages les plus importantes dans ces types de moteurs. La formation de NO_x est très sensible au pic de température de combustion dans le cylindre. Le taux de formation de NO_x augmente rapidement pour des températures supérieures à 1800 K [206].

Dans les moteurs LTC, la combustion se produit par une oxydation chimique lente. La température maximale atteinte dans le cylindre est alors en fonction du contenu énergétique du carburant injecté dans chaque cycle. Cette température est beaucoup plus faible que dans les moteurs Otto et Diesel, où la température maximale est proche de la température de la flamme adiabatique stœchiométrique.

Par conséquent, le moteur LTC est capable de fonctionner à des niveaux de NO_x beaucoup plus faibles que les autres moteurs ICE conventionnels [207].

La Figure 1-3 représente la région de formation des NO_x et de la suie en fonction de la richesse et de la température (ϕ -T) [38]. Les NO_x représentent à la fois le monoxyde d'azote (NO) et le dioxyde d'azote (NO_2). La formation de NO_x dans les produits de combustion dépend largement de la température de la combustion. D'après la Figure 1-3, le NO_x est généralement produit à haute température et à faible richesse. Si la température de la flamme est maintenue en dessous de 2200 K, il est possible de réduire la formation de NO_x . Contrairement à la

formation de NO_x , la formation de suie se produit à une richesse élevée et une température de flamme modérée.

7.2.2 Développement des moteurs à multicylindre

Les chercheurs se sont principalement concentrés sur l'étude de la combustion HCCI en moteur monocylindre. Or, pour avoir un impact de l'HCCI sur la vie socio-économique, il doit satisfaire aux exigences et cela ne peut se faire qu'en construisant un moteur multicylindre avec une puissance maximale. Pour cela, la transition vers les moteurs multicylindres reste une problématique à résoudre.

7.2.3 Contrôle de la combustion

Les moteurs CI et SI utilisent des injecteurs de carburant ou des bougies d'allumage pour amorcer la combustion pendant la fin de la course de combustion de chaque cycle.

En revanche, le moteur HCCI évite l'utilisation de tout dispositif d'amorçage de la combustion. L'absence de bougies d'allumage dans l'HCCI élimine la propagation de la flamme, mais cela complique le contrôle de la combustion.

Dans le moteur HCCI, lorsque la charge atteint sa température d'autoinflammation, elle brûle vigoureusement et libère la chaleur instantanément. La charge brûlée dépend de plusieurs paramètres [208] tels que la température d'autoinflammation, la quantité de carburant, la température actuelle du moteur et l'homogénéité de la charge (gradient de température), qui sont à leur tour influencées par les caractéristiques de la charge. Par conséquent, une stratégie de contrôle est nécessaire. Différentes stratégies de contrôle de la combustion seront mentionnées dans la partie 1.6.

7.2.4 Phénomènes indésirables

Un défi majeur pour les moteurs HCCI est le niveau de bruit élevé causé par l'augmentation soudaine de la pression. Cette augmentation est obtenue par la chaleur libérée instantanément par l'autoinflammation du mélange combustible/air homogène lors de la course de compression à charge élevée.

Un taux de dégagement de chaleur élevé ne provoque pas seulement une augmentation importante de la pression, ce qui peut entraîner des dommages mécaniques, mais peut aussi causer des températures de paroi de cylindre et de piston plus élevées. Le dégagement instantané de la chaleur dans le HCCI doit être maîtrisé [209].

7.3 Annexe 3

Les Instabilités de combustion :

Instabilités dues aux forces de gravité

Les instabilités Rayleigh-Taylor sont des instabilités de gravité, apparaissent lorsque deux fluides de densités différentes sont superposés. Par conséquent un mouvement des fluides est généré. Ce mouvement peut ou non favoriser le déplacement du front de flamme, comme indiqué sur la Figure 7-1 pour une configuration de flamme en expansion laminaire. Si les gaz frais qui sont plus denses que les gaz brûlés se trouvent au-dessus de la flamme, la propagation est favorisée car les gaz frais sont attirés vers le bas, et rencontre directement le front de flamme. Cette configuration l'effet de gravité est donc stabilisant. Aux revanches, les gaz frais vont fuir du gaz brûlé et dans ce cas-là, l'effet de gravité est considéré déstabilisant.

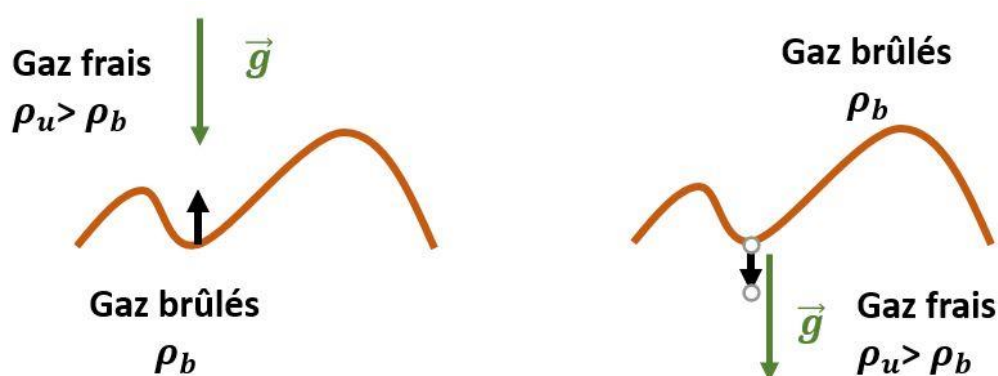


Figure 7-1: Instabilités dues aux forces de gravité : à gauche partie stable et à droite partie instable pour une flamme en expansion laminaire.

Les Instabilités hydrodynamiques

Les instabilités de Darrieus-Landau [210], [211] sont des instabilités hydrodynamiques provoqués par la forte accélération du gaz à travers le front de flamme tout en négligeant les effets diffusifs

Supposons une flamme plane comme une interface entre deux milieux ayant deux densités différentes ρ_u (densité du gaz frais) et ρ_b (densité du gaz brûlé). Ce front de flamme initialement plan subit des perturbations d'amplitude suffisante qui donne lieu à des plissements sur le front de flamme (Voir Figure 7-1).

Un plissement dirigé vers le gaz frais aura lieu à l'approche d'une zone convexe où les lignes d'écoulement du gaz frais vont diverger afin d'assurer la conservation de la masse provoquant ainsi un gradient de pression positif et ainsi une diminution locale de la vitesse du gaz frais u_u . Le front de flamme se propageant à la vitesse de flamme laminaire S_L^0 constant va alors avancer son déplacement vers le gaz frais. A l'inverse, à l'approche d'une zone concave, les lignes de d'écoulement du gaz frais vont converger et une augmentation locale de la vitesse de gaz frais u_u apparait, dû à la présence d'un gradient de pression négatif dans ce cas-là. Le front de flamme ayant une vitesse S_L^0 va reculer et va se déformer vers le gaz brûlé.

Ces instabilités dépendent largement de la pression. En effet, plus que l'épaisseur du front de flamme laminaire est petite (gradient de masse volumique élevé), plus l'instabilité hydrodynamiques est importante. En particuliers, dans le cas d'une flamme sphérique à haute pression, lors de la propagation du front de flamme, ces instabilités vont se développer et vont limiter l'intervalle temporelle durant laquelle la flamme se propage d'une manière laminaire.

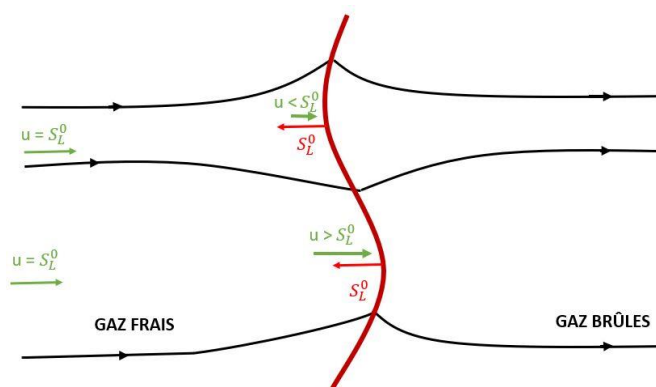


Figure 7-2: Schématisation d'un front de flamme perturbé par des instabilités Darrieus-Landau

Instabilité thermo-diffusive

Les instabilités thermo-diffusives, appelées aussi instabilités de Rayleigh-Taylor, sont la à des compétition entre le flux de masse (diffusion massique) et le flux de chaleur (diffusion thermique) provoquant un enrichissement local des espèces réactives et de température. Ces flux ayant une direction tangente à la propagation du front de flamme peuvent soit stabiliser le dernier soit favoriser la formation des structures cellulaires.

Ces effets se traduisent par des valeurs caractéristiques de nombre de Lewis Le , défini par le rapport entre la diffusivité thermique α et la diffusivité moléculaire D_m du réactif limitant :

$$Le = \frac{\alpha}{D_m} \quad (7-1)$$

Deux cas sont présents :

- $Le < 1$: La diffusivité moléculaire est prédominante. Dans ce cas-là, une augmentation de la concentration en réactif est présente dans les zones convexes suivi par une augmentation de la vitesse du front de flamme. Au contraire les zones concaves présentent une diminution de concentration en réactif et donc une diminution de la vitesse du front de flamme. Dans ce cas les plissements sont accentués et les effets thermo-diffusives sont donc déstabilisants.
- $Le > 1$: La diffusivité thermique est prédominante. Une augmentation de la température des gaz frais est observée dans les zones concaves contre une diminution dans les zones convexes. Cela se traduit par une accélération du front de flamme dans les zones concaves et une diminution dans les zones convexes. Les plissements de flamme sont donc lissés et les effets thermo-diffusives sont stabilisants.

En conclusion, les instabilités thermo-diffusives concernent les prémélanges riches tandis que les instabilités hydrodynamiques se forment essentiellement à haute pression. Dans le cas d'une prémélange riche à haute pression ces deux effets se combinent entre eux provoquant une limitation du temps durant laquelle la flamme peut être considérée comme laminaire.

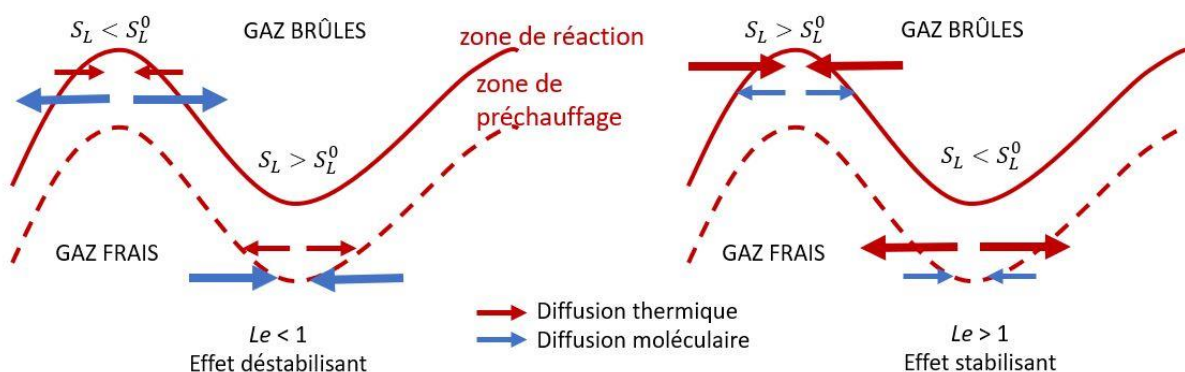


Figure 7-3: Schéma des effets des instabilités thermo-diffusives sur un front de flammes laminaire.

7.4 Annexe 4

Tableau 7-3: Profils de températures initiales.

Profil de température	Tculasse (°C)	Tcylindre haut (°C)	Tcylindre bas (°C)
Fortement stratifié	115	35	45
Légèrement stratifié	115	75	45
Homogène	89	65	75

Chapitre 3 : un seul cartouche au niveau de culasse : 6.3 mm x 50 mm, 175 W

Chapitre 4 : deux cartouches au niveau de culasse :

- 6.5 mm x 50 mm, 150 W
- 8 mm x 40 mm, 200 W

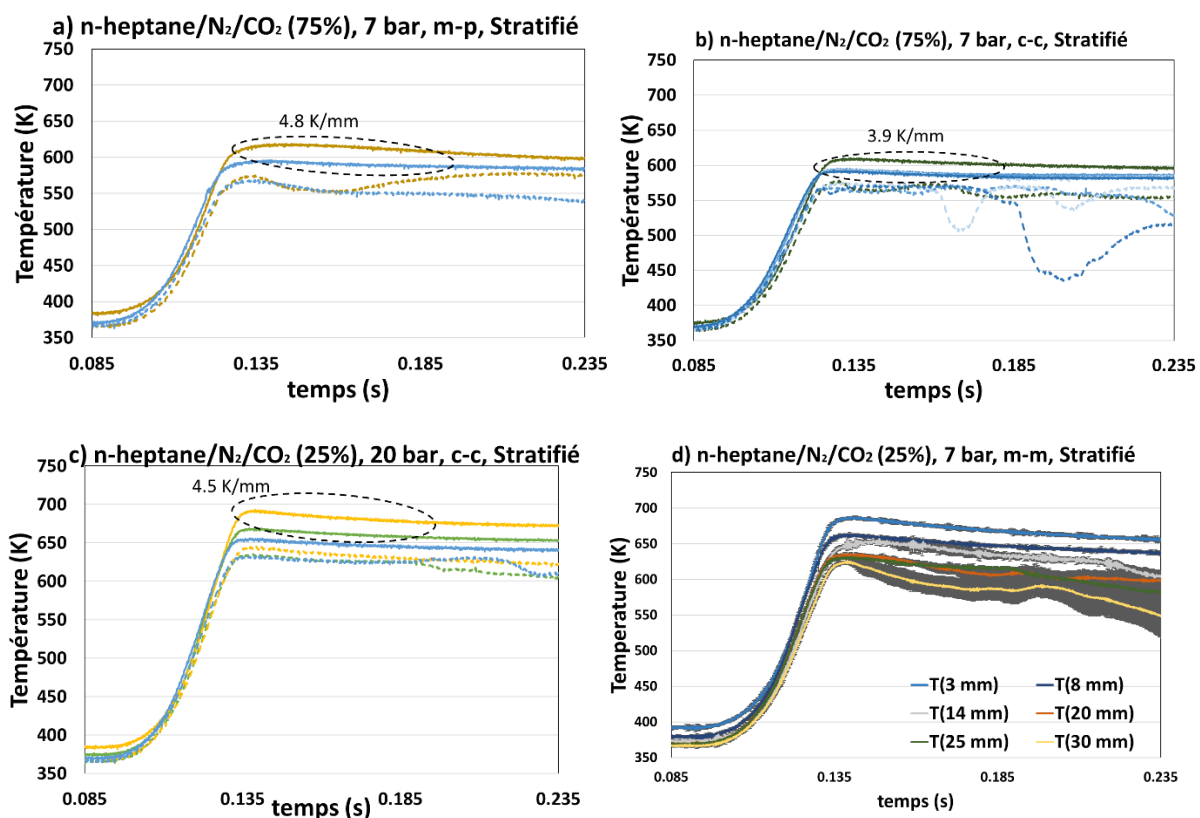


Figure 7-4: Evolution temporelle de la température à 7 bar au PMH dans le plan centrale proche du paroi en a) et su le coin en b) et à 20 bar sur le coin en c). Evolution temporelle de la température sur le plan médian de la MCR avec écart type à 7 bar au PMH en d). Cas d'un profil de température initiale fortement stratifié.

7.5 Annexe 5

Estimation numérique de la variation de la température du cœur adiabatique durant la compression avec un profil de température initial stratifié

```
# -*- coding: utf-8 -*-
```

```
"""
```

```
Created on Tue May 23 11:16:26 2017
```

```
@author: OSSMAN Hicham
```

```
"""
```

```
from numpy import diff
```

```
import scipy.signal
```

```
import scipy.ndimage
```

```
import scipy as sc
```

```
import numpy as np
```

```
import matplotlib.pyplot as plt
```

```
import csv
```

```
import math
```

```
import sys
```

```
import os
```

```
from scipy.io.matlab import mio
```

```
from astropy.io import ascii
```

```
from astropy.table import Table
```

```
import xlrd
```

```
#####
```

```
#####
```

```
class excelDialect(csv.Dialect):
```



```

#Separateur de champ
delimiter = ","
#Separateur de "chaine"
quotechar = ","
#Gestion des separateurs de chaines
escapechar = None
doublequote = True
#Fin de ligne
lineterminator = "\n"
#Ajout automatique du separateur de chaine (pour 'writer')
quoting = csv.QUOTE_NONE
# Ne pas ignorer les espaces entre le delimitateur de chaine et le texte
skipinitialspace = False

#####
#####

# modelisation de la temperature théorique adiabatique dans des endroits dans la chambre de
compression

# suposant un compression 1D pour calculer le gradient de température locale

def visc_air(T): #viscosité dynamique, T en K.
    return 8.8848E-15*T**-3.2398E-11*T**2+6.2657E-8*T+2.3543E-6

def Cp_air(T, P): #chaleur spécifique
    return (1.9327E-10*T**4-7.9999E-7*T**3+1.1407E-3*T**2-4.4890E-
1*T+1.0575E3)*P/101325

def lambda_air(T, P): #conductivité thermique

```

```

return (-1.5207E-11*T**3-4.857E-08*T**2+1.0184E-04*T-3.9333E-04)*P/101325

def Pr_air(T, P): #Nombre de Prandt
    return visc_air(T)*Cp_air(T,P)/lambda_air(T,P)

def rho_air(T, P): #Masse volumique
    return P/288/T

def alpha_air(T, P): #diffusivité thermique
    return lambda_air(T,P)/(rho_air(T,P)/Cp_air(T,P))

file_location = "data inv1.xlsx"
workbook = xlrd.open_workbook(file_location)

sheet = workbook.sheet_by_name('Feuil1')

b=np.array([])
for cell in sheet.row_values(0):
    if isinstance(cell, str):
        b=np.append(b,cell)

for i in range(0,len(b),1):
    x = np.array([])
    for cell in sheet.col_values(i):
        if isinstance(cell, float):

```

```

x=np.append(x,cell)

if i==0:

    temps_comp=x #temps compression

if i==1:

    signal_pos=x #position piston

if i==2:

    hauteur=x #hauteur cylindre + chambre

if i==3:

    T_pt=x #profil temperature initiale

if i==4:

    pressure=x #Temperature adiabatique pour calculer pour chaque T_pt le signal de
temperature correspondant

M = len(temps_comp)

L = len(pressure)

#####

#calcul hauteur et Temperature après compression

#####

##FOR TEMPERATURE CALCULATIONS - DECANE

R = 8.3144621 # J/(K.mol)

fN2air = 0.21

fDiluant = 1.0 - fN2air

```

```

fCO2 = float(input("Type diluant percentage of CO2 (ex:0.5) : "))
fN2dil = 1.0 - fCO2

ratio = float(input("\033[1;31;43m MANDATORY\033[0;0m - Please, type the air-fuel ratio
(richeesse) (ex: 1 if it's stoichiometric):"))

a =(11*fCO2 * fDiluant + 7 * fN2air) / fN2air

b = 8

zs = (2 * a + b) / ((fN2air + fDiluant * fCO2)* ratio*2 )

n_heptane = 1

n_N2 = zs * fDiluant * fN2dil + zs * fN2air

n_CO2 = zs * fDiluant * fCO2

# Mole Fraction

x_heptane = n_heptane / (n_heptane + n_N2 + n_CO2)

x_N2 = n_N2 / (n_heptane + n_N2 + n_CO2)

x_CO2 = n_CO2 / (n_heptane + n_N2 + n_CO2)

dp = 470-signal_pos

# hauteur_list = hauteur.tolist()

# temperature_list = T_pt.tolist()

# dp_list = dp.tolist()

x = np.zeros(M) #position initiale de chaque point avant comp

pos = np.zeros(M)#le mouvement de chaque point durant la compression

```

```

T = np.zeros(M)# température initiale de chaque point avant comp
T_pos = np.zeros(M)# température de chque point durant la compression
T_comp = np.zeros([M*M])
T_comp = T_comp.reshape([M,M])# un tableau qui contient la température de tous les points
durant la compression (un ligne pour chaque point )

comp = np.zeros([M*M])

comp = comp.reshape([M,M])# un tableau qui contient le position de tous les points durant la
compression (un ligne pour chaque point)

Cp_N2 = np.zeros(M)
Cp_CO2 = np.zeros(M)
Cp_hept = np.zeros(M)
Cp_mixture = np.zeros(M)
gamma = np.zeros(M)
for i in range(0, M):
    x[i] = hauteur[i] # cylindre + chambre de combustion
    T[i] = T_pt[i]    # profil de température initiale

for j in range(1, M):
    pos[0] = x[i]
    T_pos[0] = T[i]
    pos[j] = ((dp[j]*pos[0])/470) + signal_pos[j]

#####
#####

## For N2 - Tlow (<1000K):

```

$$a1_N2 = 3.298677$$

$$a2_N2 = 1.40824e-3$$

$$a3_N2 = -3.963222e-6$$

$$a4_N2 = 5.641515e-9$$

$$a5_N2 = -2.444855e-12$$

$$Cp_N2[0] = (a1_N2 + a2_N2 * T_pos[0] + a3_N2 * ((T_pos[0])** 2) + a4_N2 * ((T_pos[0])** 3) + a5_N2 * ((T_pos[0])** 4)) * R$$

fOr n-heptane Tlow

$$a1_hept = -0.67953134$$

$$a2_hept = 0.081075676$$

$$a3_hept = -4.23279e-05$$

$$a4_hept = 6.97966e-09$$

$$a5_hept = 8.37327e-13$$

$$Cp_hept[0] = (a1_hept + a2_hept * T_pos[0] + a3_hept * ((T_pos[0])** 2) + a4_hept * ((T_pos[0])** 3) + a5_hept * ((T_pos[0])** 4)) * R$$

For O2 - Tlow (<1000K):

$$a1_O2 = 3.212936$$

$$a2_O2 = 1.127486e-3$$

$$a3_O2 = -5.75615e-7$$

$$a4_O2 = 1.313877e-9$$

$$a5_O2 = -8.768554e-13$$

$$\# Cp_O2[0] = (a1_O2 + a2_O2 * T_pos[0] + a3_O2 * ((T_pos[0])** 2) + a4_O2 * ((T_pos[0])** 3) + a5_O2 * ((T_pos[0])** 4)) * R$$

For CO2 - Tlow (<1000K):

$$a1_CO2 = 2.35677352$$

$$a2_CO2 = 8.98459677e-3$$

$$a3_CO2 = -7.12356269e-6$$

$$a4_CO2 = 2.45919022e-9$$

$$a5_CO2 = -1.43699548e-13$$

$$Cp_CO2[0] = (a1_CO2 + a2_CO2 * T_pos[0] + a3_CO2 * ((T_pos[0])**2) + a4_CO2 * ((T_pos[0])**3) + a5_CO2 * ((T_pos[0])**4)) * R$$

$$Cp_mixture[0] = x_heptane * Cp_hept[0] + x_N2 * Cp_N2[0] + x_CO2 * Cp_CO2[0]$$

$$\gamma[0] = Cp_mixture[0] / (Cp_mixture[0] - R)$$

$$Cp_N2[j] = (a1_N2 + a2_N2 * T_pos[j] + a3_N2 * (T_pos[j]**2) + a4_N2 * (T_pos[j]**3) + a5_N2 * (T_pos[j]**4)) * R$$

$$Cp_hept[j] = (a1_hept + a2_hept * T_pos[j] + a3_hept * ((T_pos[j])**2) + a4_hept * ((T_pos[j])**3) + a5_hept * ((T_pos[j])**4)) * R$$

$$\#Cp_O2[j] = (a1_O2 + a2_O2 * T_pos[j] + a3_O2 * ((T_pos[j])**2) + a4_O2 * ((T_pos[j])**3) + a5_O2 * ((T_pos[j])**4)) * R$$

$$Cp_CO2[j] = (a1_CO2 + a2_CO2 * T_pos[j] + a3_CO2 * ((T_pos[j])**2) + a4_CO2 * ((T_pos[j])**3) + a5_CO2 * ((T_pos[j])**4)) * R$$

$$Cp_mixture[j] = x_heptane * Cp_hept[j] + x_N2 * Cp_N2[j] + x_CO2 * Cp_CO2[j]$$

$$\gamma[j] = Cp_mixture[j] / (Cp_mixture[j] - R)$$

$$T_pos[j] = T_pos[j-1] * ((pressure[j] / pressure[j-1])**((\gamma[j-1] - 1) / \gamma[j-1]))$$

```
#####
#####
```

j += 1

comp[i] = pos

T_comp[i] = T_pos

```

    i += 1

plt.plot(temps_comp, comp[4038])

plt.grid(True)

plt.show()

#####

# cree une droite qui représente le position souhaité

# x_therm = np.zeros(M)

# for i in range(0, M):

#     x_therm[i] = 467

#     i += 1

# je calcul la différence entre une droite horizontale correspond au position du thermocouple
et les signales position

#pos1 = int(input("position thermocouple haut en mm : "))

#pos2 = int(input("Position thermocouole bas en mm : "))

X_haut = comp - 467

X_bas = comp - 450

idx_haut = np.zeros(M)

idx_bas = np.zeros(M)

#####

#le premier valeur positif est l'instant ou ce point passe dans le position du thermocouple

#thermocouple haut

for i in range(0, M):

```



```

for j in range(0, M):

    if X_haut[i][0] < 0 :           # je prends juste les points au-dessous du position de mon
thermocouple

        if np.any(X_haut[j] >= 0):

            idx_haut[j] = np.where(X_haut[j]>=0)[0][0]    # je trouve l'index du premier valeur
positive de X qui est l'intersection entre chaque signal position et le position de mon
thermocouple

                j += 1

        else:

            i +=1

        else :

            break

    i += 1

#thermocouple bas

for i in range(0, M):

    for j in range(0, M):

        if X_bas[i][0] < 0 :           # je prend juste les points au dessous du position de mon
thermocouple

```

```

if np.any(X_bas[j] >= 0):

    idx_bas[j] = np.where(X_bas[j]>=0)[0][0]    # je trouve l'index du premier valeur
positive de X qui est l'intersection entre chaque signal position et le position de mon
thermocouple

    j += 1

else:

    i +=1

else :

    break

i += 1

#####

# Trouver les températures qui passent par ce point en utilisant l'index idx
#thermocouple haut

T_therm_haut = np.zeros(M)

temps_mod_haut = np.zeros(M) #temps modifié

y_haut = idx_haut.astype(int)

for i in range(0,M):

    if y_haut[i] != 0:

        temps_mod_haut[i] = temps_comp[y_haut[i]] # il faut modifier le temps pour prendre
l'instant ou X>0

```

```

    T_therm_haut[i] = T_comp[i, y_haut[i]]

    i += 1

else:

    i += 1

T_therm_haut = T_therm_haut[::-1] # pour commencer des points qui sont plus proches a mon
thermocouple

temps_mod_haut = temps_mod_haut[::-1]

#thermocouple bas

T_therm_bas = np.zeros(M)

temps_mod_bas = np.zeros(M) #temps modifié

y_bas = idx_bas.astype(int)

for i in range(0,M):

    if y_bas[i] != 0:

        temps_mod_bas[i] = temps_comp[y_bas[i]] # il faut modifier le temps pour prendre
l'instant ou X>0

        T_therm_bas[i] = T_comp[i, y_bas[i]]

        i += 1

    else:

        i += 1

T_therm_bas = T_therm_bas[::-1] # pour commencer des points qui sont plus proches a mon
thermocouple

temps_mod_bas = temps_mod_bas[::-1]

```

```
#####

# dans l'index idx il ya des 0 ou il n'ya rien qui passe devant mon thermocouple  qu'il faut
eliminer

# il faut pas les eliminer avant car ca va changer les index qui serent a trouver la température
dans le tableau

#maintenant il faut prendre la température et le temps différents de 0 dans l' idx

#thermocouple haut

idx_T_haut = np.where( T_therm_haut != 0)

idx_temps_haut = np.where( temps_mod_haut != 0)

idx_T_haut = np.asarray(idx_T_haut)

idx_temps_haut = np.asarray(idx_temps_haut)

idx_T_haut = idx_T_haut.reshape(-1,1)

idx_temps_haut = idx_temps_haut.reshape(-1,1)

idx_T_haut = idx_T_haut.astype(int)

idx_temps_haut = idx_temps_haut.astype(int)

k_haut = len(idx_T_haut)

T_haut = np.zeros(k_haut)

temps_haut = np.zeros(k_haut)

for i in range(0, k_haut,1):

    T_haut[i] = T_therm_haut[idx_T_haut[i]]

    temps_haut[i] = temps_mod_haut[idx_temps_haut[i]]

    i += 1
```

```

#thermocouple bas

idx_T_bas = np.where( T_therm_bas != 0)

idx_temps_bas = np.where( temps_mod_bas != 0)

idx_T_bas = np.asarray(idx_T_bas)

idx_temps_bas = np.asarray(idx_temps_bas)

idx_T_bas = idx_T_bas.reshape(-1,1)

idx_temps_bas = idx_temps_bas.reshape(-1,1)

idx_T_bas = idx_T_bas.astype(int)

idx_temps_bas = idx_temps_bas.astype(int)

k_bas = len(idx_T_bas)

T_bas = np.zeros(k_bas)

temps_bas = np.zeros(k_bas)

for i in range(0, k_bas,1):

    T_bas[i] = T_therm_bas[idx_T_bas[i]]

    temps_bas[i] = temps_mod_bas[idx_temps_bas[i]]

    i += 1

#####

#interpolation

T_bas_new = np.zeros(k_bas)

```

```
T_haut_new = np.zeros(k_haut)

for i in range(1, k_haut,1):

    T_haut_new[0] = 383

    T_haut_new[i] = T_haut[i]

    i += 1

for i in range(1, k_bas,1):

    T_bas_new [0] = 366

    T_bas_new[i] = T_bas[i]

    i += 1

T_bas_interp = np.interp(temps_comp, temps_bas, T_bas_new)

T_haut_interp = np.interp(temps_comp, temps_haut, T_haut_new)

plt.plot(temps_comp, T_haut_interp)

plt.plot(temps_comp, T_bas_interp)

plt.show()

#save csv

outfile = open('T_haut.csv', 'w')

csvfile = csv.writer(outfile,excelDialect())

csvfile.writerow(['temps haut (s)',Tcouple_haut(K)'])

for i in range(0,len(temps_haut),1):

    csvfile.writerow([temps_haut[i], T_haut[i]])
```

```
outfile.close()
```

```
outfile = open('T_bas.csv', 'w')
```

```
csvfile = csv.writer(outfile,excelDialect())
```

```
csvfile.writerow(['temps bas (s)', 'Tcouple_bas(K)'])
```

```
for i in range(0, len(temps_bas), 1):
```

```
    csvfile.writerow([temps_bas[i], T_bas[i]])
```

```
outfile = open('T_haut et bas interp.csv', 'w')
```

```
csvfile = csv.writer(outfile,excelDialect())
```

```
csvfile.writerow(['temps (s)', 'Tcouple_bas(K)', 'Tcouple haut'])
```

```
for i in range(0, len(temps_comp), 1):
```

```
    csvfile.writerow([temps_comp[i], T_bas_interp[i], T_haut_interp[i]])
```

```
outfile.close()
```

7.6 Annexe 6

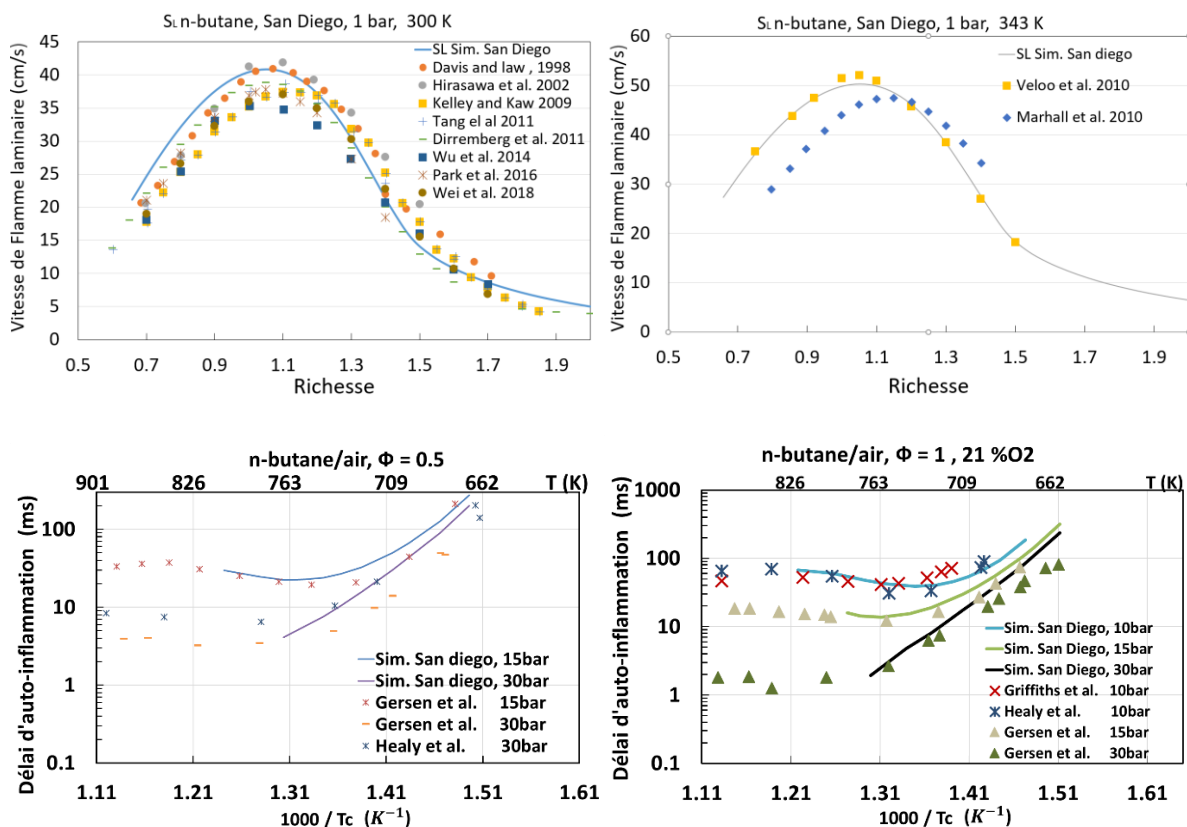


Figure 7-5: Résultats expérimentaux de la vitesse de flamme laminaire et de délai d'autoinflammation du n-butane issues de la littérature et comparaison avec les résultats de simulations en utilisant le schéma de San Diego.

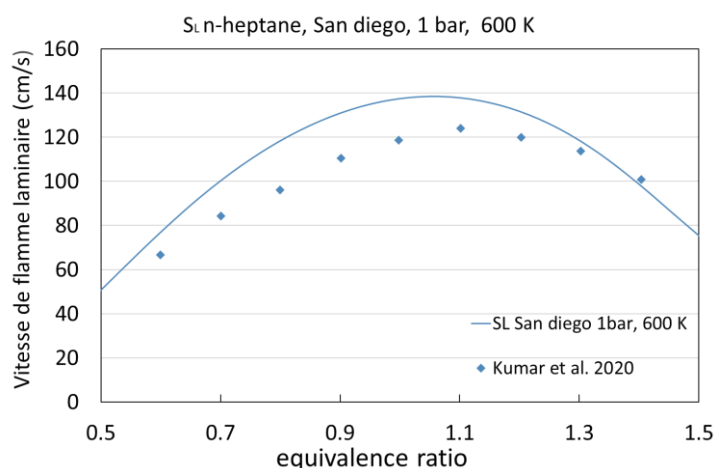
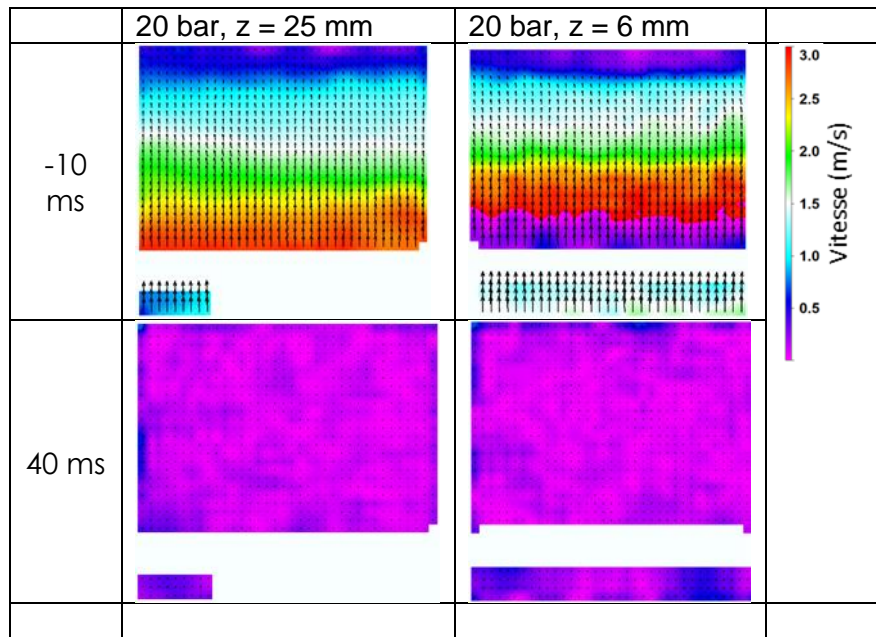


Figure 7-6: Résultats expérimentaux de la vitesse de flamme laminaire et du n-heptane issues de la littérature et comparaison avec les résultats de simulations en utilisant le schéma de San Diego à 600 K.

7.7 Annexe 7



La figure ci-dessus montre le champ de vitesse dans toute la chambre de combustion (inclus la cavité) à 20 bar au PMH dans les deux plan (à $z = 25$ mm et à $z = 6$ mm), à 10 ms avant le PMH et à 40 ms après le PMH.

7.8 Annexe 8

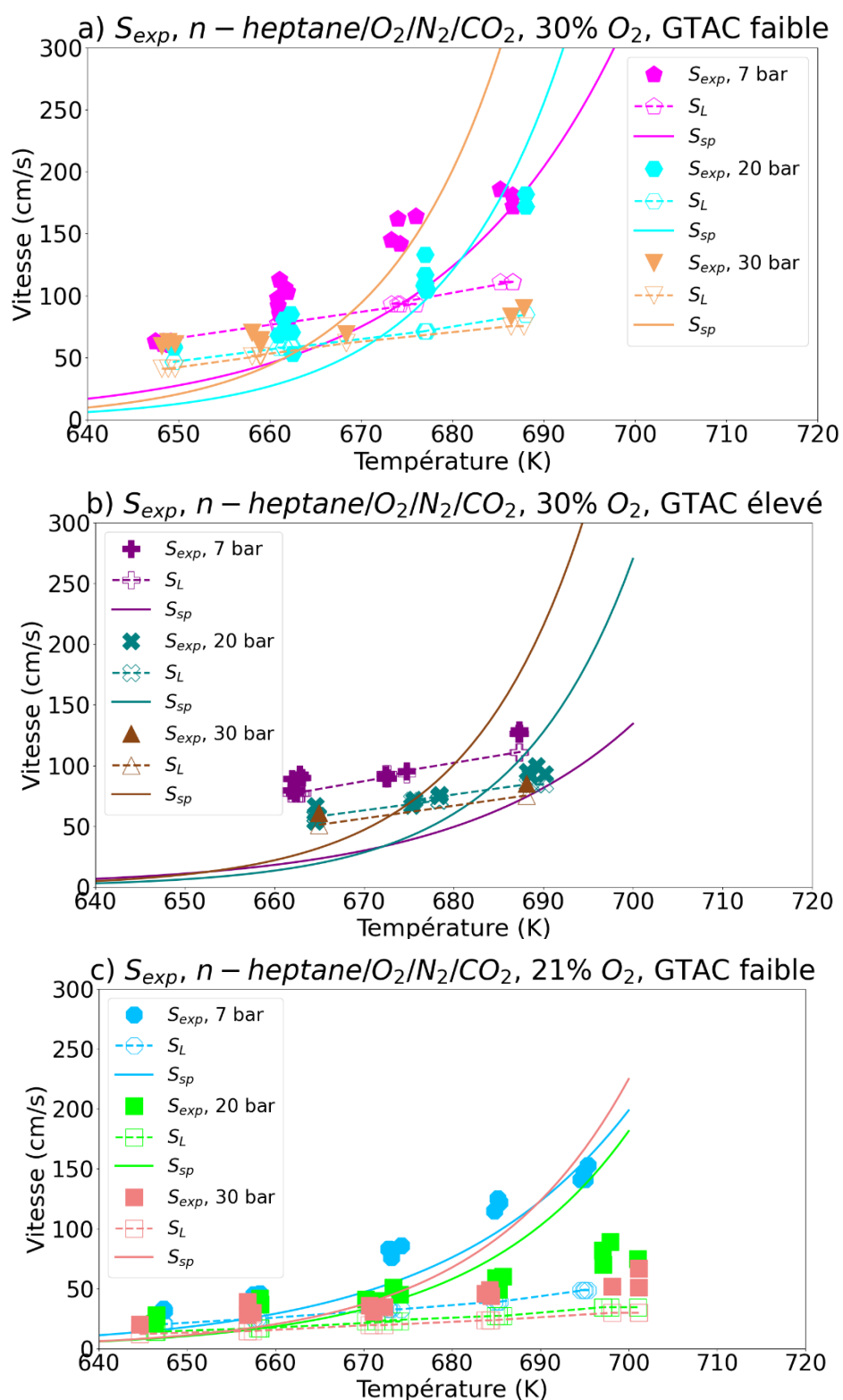


Figure 7-7: Résultats expérimentaux de S_{exp} à 7, 20 et 30 bar au PMH à 30 % d' O_2 dans l'oxydant et un GTAC faible en a) et élevé en b). Le cas de 21 % d' O_2 dans l'oxydant et GTAC faible en c).