



**HAL**  
open science

# Caractérisation expérimentale du flux thermique transitoire pariétal pour différents modes de combustion

Julien Moussou

► **To cite this version:**

Julien Moussou. Caractérisation expérimentale du flux thermique transitoire pariétal pour différents modes de combustion. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2019. Français. NNT : 2019ESMA0010 . tel-02353195

**HAL Id: tel-02353195**

**<https://theses.hal.science/tel-02353195v1>**

Submitted on 7 Nov 2019

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

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

# THÈSE

Pour l'obtention du Grade de  
**DOCTEUR DE L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DE  
MÉCANIQUE ET D'AÉROTECHNIQUE**  
(Diplôme National – Arrêté du 25 mai 2016)

**École Doctorale** : Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Énergétique

**Secteur de Recherche** : Énergétique, thermique, combustion

Présentée par :

**Julien MOUSSOU**

\*\*\*\*\*

**CARACTÉRISATION EXPÉRIMENTALE DU FLUX THERMIQUE TRANSITOIRE  
PARIÉTAL POUR DIFFÉRENTS MODES DE COMBUSTION**

\*\*\*\*\*

Directeur de thèse : **Julien SOTTON**  
Co-encadrant : **Marc BELLENOUE**

\*\*\*\*\*

Soutenue le 10 juillet 2019

devant la Commission d'Examen

\*\*\*\*\*

**JURY**

**Rapporteurs :**

Mme Christine ROUSSELLE, professeur, Polytech' Orléans / PRISME  
M. Thierry SCHULLER, professeur, université Toulouse 3 / IMFT

**Membres du jury :**

Mme Céline MORIN, professeur, université Polytechnique Hauts de France / LAMIH  
M. Cédric GALIZZI, maître de conférences, INSA Lyon / CETHIL  
M. Guillaume PILLA, ingénieur, IFP Énergies nouvelles  
M. Fabien RABEAU, ingénieur, IFP Énergies nouvelles  
M. Julien SOTTON, professeur, ISAE-ENSMA / PPrime  
M. Marc BELLENOUE, professeur, ISAE-ENSMA / PPrime

# Remerciements

Halte ! Ô vif lecteur, dans ta lecture hâtive  
Arrête-toi sitôt ; sache que ce labeur  
Impossible eut été sans soutiens de valeur ;  
Les voici remerciés par cette ode votive.

A mes quatre encadrants louanges soient chantées.  
Les collègues IFP, ENSMA ou étrangers ;  
Les techniciens dociles à mes vœux dérangés ;  
Remercions-les tous, ils l'ont bien mérité.

Après ces associés, que certes beaucoup j'aime,  
Vient le temps d'évoquer ma famille dévouée.  
En vers de douze pieds, la chose est malaisée,  
Néanmoins c'est l'un d'eux qui m'a donné le thème.

Ceux qui suivent et suivront, vous saurez néanmoins :  
La thèse était rude, mais elle est surmontable.  
Aussi si y penser devient insupportable  
*Wait and see !* Courage ! La fin n'est pas si loin.

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>2</b>
<b>Introduction</b>	<b>6</b>
<b>1 État de l'art / bibliographie</b>	<b>8</b>
1.1 Généralités sur les moteurs à combustion interne automobiles	8
1.2 Phénomènes de combustion dans les moteurs thermiques	9
1.2.1 Allumage commandé / flamme de propagation	10
1.2.2 Diesel / flamme de diffusion	11
1.2.3 HCCI	13
1.2.4 Modes mixtes	14
1.3 Pertes thermiques moteur	15
1.3.1 Bilan énergétique global	15
1.3.2 Mesure et prédiction des pertes thermiques	18
1.4 Théorie des transferts thermiques	23
1.4.1 Équations du transfert thermique	23
1.4.2 Méthodes numériques	25
1.4.3 Évaluation des hypothèses physiques	25
1.5 Instrumentation pour les mesures de flux rapide	27
1.5.1 Thermocouples	27
1.5.2 RTD (thermorésistance)	29
1.5.3 Thermopile	30
1.5.4 Thermométrie phosphore	30
1.5.5 Autres méthodes rejetées	34
Conclusion	34
<b>2 Matériel et méthodes expérimentales</b>	<b>36</b>
2.1 Environnements de combustion	36
2.1.1 Cellule à précombustion	36
2.1.2 Machine à compression rapide (MCR)	39
2.1.3 Imagerie de combustion	41
2.2 Matériel et méthodologie des mesures thermiques	42
2.2.1 Capteurs câblés de mesure thermique	42
2.2.2 Phosphorescence induite par laser	52
2.3 Estimation des conditions thermodynamiques pour essais MCR	59
2.3.1 Hypothèses sur les conditions thermodynamiques pendant la propagation de flamme	59
2.3.2 Recherche de point de fonctionnement commun sur MCR	60
Conclusion	66
<b>3 Combustion de gaz prémélangés : flamme de propagation et HCCI</b>	<b>67</b>
Introduction	67
3.1 Points de fonctionnement	67
3.2 Méthode d'analyse	67
3.2.1 Allure de l'historique de flux	67
3.2.2 Répétabilité	69
3.2.3 Valeurs d'intérêt	71
3.3 Effet de l'angle d'impact du front de flamme	71

3.3.1	Impact oblique et variation de distance . . . . .	71
3.3.2	Impact frontal ou latéral en cellule à précombustion . . . . .	75
3.3.3	Impact frontal en MCR . . . . .	79
3.4	Influence des paramètres thermodynamiques . . . . .	82
3.4.1	Essais en MCR . . . . .	82
3.4.2	Essais en cellule à précombustion . . . . .	86
3.5	Cliquetis et impact sur le transfert thermique . . . . .	90
3.5.1	Variation de charge : allumage commandé propane . . . . .	91
3.5.2	Variation de carburant : allumage commandé avec mélange propane-méthane . . . . .	92
3.5.3	Variation de richesse : HCCI n-heptane . . . . .	94
3.5.4	Analyse quantitative . . . . .	94
3.5.5	Critique des essais avec cliquetis . . . . .	98
	Conclusion . . . . .	100
<b>4</b>	<b>Combustion de sprays Diesel</b>	<b>101</b>
4.1	Points de fonctionnement . . . . .	101
4.2	Méthode d'analyse . . . . .	102
4.2.1	Post-traitement . . . . .	102
4.2.2	Hypothèses d'interprétation . . . . .	104
4.3	Effets de la position relative du jet et de la plaque . . . . .	104
4.3.1	Orientation du jet . . . . .	104
4.3.2	Majoration du flux radiatif . . . . .	105
4.4	Variations paramétriques en cellule à précombustion . . . . .	107
4.4.1	Température ambiante . . . . .	108
4.4.2	Pression d'injection . . . . .	110
4.4.3	Distance injecteur-paroi . . . . .	112
4.5	Variation de pression en MCR . . . . .	114
	Conclusion . . . . .	117
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>119</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>122</b>
<b>A</b>	<b>Points de fonctionnement utilisés</b>	<b>122</b>
A.1	Points de fonctionnement cellule . . . . .	122
A.1.1	Allumage commandé . . . . .	122
A.1.2	Diesel . . . . .	122
A.1.3	Placement du thermocouple . . . . .	123
A.2	Points de fonctionnement MCR . . . . .	124
A.2.1	Allumage commandé . . . . .	124
A.2.2	Diesel . . . . .	125
A.2.3	HCCI . . . . .	125
<b>B</b>	<b>Évaluation de l'hypothèse de flux 1D pour la combustion</b>	<b>126</b>
B.1	Le flux imposé à la paroi n'est pas toujours homogène . . . . .	126
B.2	Représentation en harmoniques de Fourier . . . . .	127
B.3	Compétition diffusion-propagation . . . . .	127
B.4	Interprétation . . . . .	128
B.5	Conclusion . . . . .	128
<b>C</b>	<b>Contraintes pour la thermométrie phosphore rapide</b>	<b>130</b>
C.1	Excitation laser . . . . .	130
C.2	Photomultiplicateur . . . . .	131
C.3	Acquisition . . . . .	131

<b>D</b>	<b>Caractéristiques de flamme laminaire</b>	<b>133</b>
D.1	Normalisation pour l'interaction flamme-paroi . . . . .	133
D.1.1	Lien entre flux thermique et nombre de Peclet . . . . .	133
D.1.2	Normalisation des résultats expérimentaux . . . . .	133
D.2	Calcul des caractéristiques de flamme laminaire . . . . .	134
D.2.1	Quantités recherchées . . . . .	134
D.2.2	Méthode/inputs . . . . .	134
D.2.3	Validation . . . . .	134
D.2.4	Résultats . . . . .	136

# Introduction

L'écrasante majorité du transport de marchandises et de personnes repose sur l'utilisation du moteur à combustion interne depuis la révolution industrielle du dix-neuvième siècle. Il est prévisible qu'il en sera de même dans plusieurs dizaines d'années, à moins d'une rupture technologique majeure et imprévue.

L'utilisation de la combustion comme source d'énergie s'accompagne cependant de considérables externalités négatives. Au niveau local, les émissions de polluants (particules, NOx et hydrocarbures imbrûlés) ont des effets néfastes sur la santé humaine, notamment dans les grandes agglomérations. À l'échelle planétaire, le transport est responsable de 25 à 30% des émissions de CO<sub>2</sub>, gaz à effet de serre qui est le responsable principal du réchauffement climatique d'origine humaine.

Il apparaît donc nécessaire d'optimiser le plus possible le fonctionnement des moteurs à combustion interne afin de réduire les nuisances associées. Un levier essentiel pour optimiser le rendement énergétique des moteurs est la réduction des pertes par transfert thermique des gaz de la chambre de combustion vers le corps du moteur : ces pertes thermiques sont autant d'énergie potentiellement utilisable pour accroître le travail mécanique fourni par la combustion. Il est alors nécessaire de caractériser avec une grande précision les différents phénomènes physiques associés à ce transfert, afin de déterminer les principes de conception et d'opération des moteurs qui permettent de réduire le plus possible les pertes thermiques pariétales.

De telles mesures ont déjà été produites dans la littérature depuis plus d'un demi-siècle. Cependant, les limites expérimentales rencontrées pour obtenir des mesures à très bonne résolution temporelle sont considérables ; il est difficile d'effectuer ces mesures dans un environnement de combustion, et particulièrement délicat de relier les observations thermiques aux phénomènes physiques de combustion dans le moteur.

Dans ce contexte, une thèse a été effectuée en collaboration entre l'IFP Énergies nouvelles (IFPEN) et le laboratoire PPrime de l'École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique (ENSMA), avec un double objectif.

D'une part, il s'agit de développer une méthode de mesure des pertes thermiques pariétales dans un contexte de combustion en moteur automobile. Il est alors nécessaire de prendre en compte aussi bien les phénomènes physiques de transfert de chaleur pariétal associés à la combustion que les limitations théoriques et techniques des capteurs disponibles pour établir un benchmark des solutions technologiques existantes.

D'autre part, cette méthodologie de mesure peut alors être utilisée pour mesurer les transferts thermiques pariétaux pour différents types de combustion : flamme de propagation, spray Diesel, HCCI<sup>1</sup>. Cela permet d'établir des données de référence :

- pour comparer les phénomènes de transferts thermiques entre différents modes de combustion ;
- pour comparer l'évolution du transfert thermique avec différents paramètres sur un même mode de combustion ;
- pour servir de validation à des efforts ultérieurs de modélisation du transfert thermique, notamment pour les moteurs à combustion interne, en fonction des modes de combustion retenus.

Pour ce faire, des expériences de combustion modèles ont été réalisées avec des modes de combustion canoniques sur deux moyens de combustion modèles et complémentaires : une cellule à précombustion à volume constant à IFPEN et une machine à compression rapide (MCR) à PPrime. Ces environnements reproduisent les conditions présentes dans un moteur automobile tout en permettant un accès plus facile pour des mesures thermiques ou optiques.

---

1. Moteur à compression homogène et auto-inflammation (acronyme tiré de l'anglais *homogeneous charge compression ignition*).

Ce mémoire de thèse comprend quatre chapitres, outre une introduction, une conclusion et des annexes.

Le premier chapitre est une synthèse bibliographique qui décrit l'état de l'art pour les différents domaines abordés dans cette thèse. Il présente d'abord les principes généraux et le vocabulaire du moteur à combustion interne automobile. Il décrit ensuite les informations connues dans la littérature relatives aux phénomènes de combustion dans les moteurs et aux pertes thermiques (moyennes ou transitoires), ce qui justifie les performances expérimentales nécessaires pour pouvoir mesurer correctement les phénomènes physiques. Il donne également un aperçu des outils mathématiques théoriques utilisés, et des justifications physiques associées à certaines hypothèses de calcul. Enfin, il présente les différentes techniques disponibles de mesure thermique compte tenu des contraintes imposées.

Le deuxième chapitre décrit les méthodes de mesure développées et utilisées dans cette thèse. Il présente tout d'abord les deux environnements de combustion utilisés pour reproduire les conditions expérimentales de combustion, et les diagnostics courants associés. Ensuite, il décrit un benchmark des différentes méthodes de mesure de flux thermique en fonction des contraintes métrologiques associées, et permet de valider l'utilisation des techniques utilisées pour la suite. Enfin, il présente une pré-étude réalisée pour déterminer les points de fonctionnement ciblés sur MCR.

Le troisième chapitre est consacré aux modes de combustion à mélange carburant-air homogène (allumage commandé et HCCI). Il décrit d'abord les points de fonctionnement utilisés et la méthode d'analyse des courbes de flux brutes. Il présente ensuite l'effet de l'angle d'impact de la flamme sur la paroi, puis celui de certains paramètres thermodynamiques (densité, richesse). Enfin, la dernière partie de ce chapitre est consacré aux flux thermiques en conditions de cliquetis.

Le quatrième chapitre est consacré au mode de combustion Diesel, où le mélange carburant-air n'est pas homogène. Comme le troisième chapitre, il commence par présenter les points de fonctionnement utilisés et la méthode d'analyse des courbes de flux brutes. Ensuite, il décrit les conséquences d'un changement de position du jet Diesel par rapport à la paroi. Enfin, il analyse l'effet de la variation de certains paramètres, notamment la pression d'injection.

# Chapitre 1

## État de l'art / bibliographie

Ce chapitre de synthèse bibliographique débute par une brève introduction générale relative au fonctionnement des moteurs automobiles, suivie par la description des différents modes de combustion, des phénomènes physiques associés et de leur impact sur le transfert thermique. Ensuite, on détaille les informations connues sur les pertes thermiques dans le contexte des moteurs à combustion interne. Après cela, les bases théoriques et mathématiques nécessaires pour aborder les transferts thermiques pariétaux sont abordés. Enfin, les différentes méthodes de mesure de flux thermique disponibles actuellement sont passées en revue pour choisir la ou les plus adaptées pour l'étude présente.

### 1.1 Généralités sur les moteurs à combustion interne automobiles

Dans un moteur thermique, une réaction exothermique (combustion) augmente la pression des gaz, dont on extrait un travail mécanique. Cela est fait par réaction chimique entre un *carburant*, généralement majoritairement constitué de molécules réactives, et un *oxydant*, souvent l'air constitué à 21% de molécules d'oxygène ( $O_2$ ). La *richesse*  $\phi$  désigne le ratio entre la proportion de carburant et la proportion d'oxydant, normalisée par le facteur adéquat pour que la richesse 1 représente une réaction stœchiométrique. Un mélange à  $\phi < 1$  (excès d'oxydant) est dit *pauvre*, à  $\phi > 1$  (excès de carburant) *riche*.

Dans les moteurs automobiles, la combustion a lieu dans une *chambre de combustion* délimitée par une *culasse* (partie fixe située au-dessus de la chambre), une *chemise* (côtés fixes de la chambre) et un *piston* (partie mobile). Le piston a un mouvement de va-et-vient entre le *point mort haut* (PMH) où le volume de la chambre est minimal et le *point mort bas* (PMB) où le volume de la chambre est maximal ; la différence de ces volumes est la *cylindrée unitaire*. Ce mouvement dans le *cylindre* est converti en un mouvement de rotation du *vilebrequin* qui est ensuite transmis aux roues. Le rapport entre le volume au PMB et le volume au PMH (ce dernier étant également appelé *volume mort*) est le *rapport volumétrique de compression* (RVC).

Un point de fonctionnement moteur est souvent caractérisé par le *régime*, c'est-à-dire la vitesse de rotation du vilebrequin, et la *charge* qui désigne la quantité de carburant brûlée. Le régime est habituellement décrit en tours par minute et permet de définir le *degré vilebrequin*, unité temporelle correspondant à une rotation de  $1^\circ$  du vilebrequin. La charge est donnée par la *pression moyenne indiquée*, exprimée en *bar* et calculée par le ratio entre le travail net des gaz sur le piston pendant un cycle moteur et la cylindrée.

La majorité des moteurs thermiques automobiles fonctionne selon un cycle quatre temps présenté sur la figure 1.1. Un système de *soupapes* permet de faire entrer (admission) ou sortir (échappement) des gaz de la chambre ; comme l'admission se termine près du PMB, les gaz sont comprimés par le mouvement du piston (phase de compression) ce qui permet d'atteindre des conditions thermodynamiques favorables à la combustion près du PMH.

On distingue plusieurs types de moteurs selon la façon dont le carburant est brûlé dans la chambre, i.e. le *mode de combustion*. On adoptera ici les termes suivants :

- *Allumage commandé* : une *bougie* crée une étincelle électrique dans un mélange oxydant-carburant, ce qui cause la propagation d'un front de flamme qui se propage dans la chambre en consommant les gaz frais.

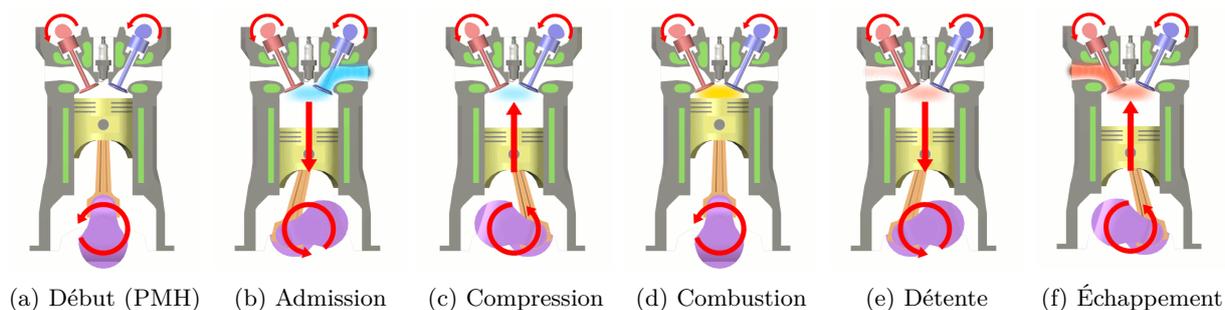


FIGURE 1.1 – Moteur quatre temps. Un moteur à allumage commandé est représenté. Tiré de [Commons.2005].

- *Diesel*<sup>1</sup> : seul l'oxydant est présent dans la chambre pendant la phase de compression ; le carburant est ensuite injecté sous haute pression et brûle sous la forme d'une flamme de diffusion.
- *HCCI*<sup>2</sup> : le mélange oxydant-carburant est suffisamment comprimé pour s'auto-enflammer. La charge brûle de façon homogène dans la chambre (il n'y a donc pas de concept de front de flamme).

Les différents modes de combustion seront décrits en détail en §1.2. À ce jour, seuls l'allumage commandé et le Diesel sont utilisés en proportion significative pour les véhicules commercialisés :

- En Europe, les moteurs automobiles se répartissent entre une majorité de moteurs à allumage commandé, une minorité significative de moteurs Diesel, et une faible fraction de motorisations alternatives (véhicules électriques, hybrides, ou à carburants alternatifs) : respectivement 56%, 41% et 3% des véhicules particuliers en usage. Les camions sont cependant majoritairement de type Diesel (environ 90% des véhicules en usage). [EAMA.2017]
- Aux États-Unis, l'écrasante majorité des moteurs automobiles fonctionne par allumage commandé. Chaque année entre 1985 et 2017, les véhicules Diesel et motorisations alternatives représentaient moins de 2% de la production de nouveaux véhicules, bien que la tendance soit à la hausse pour ces dernières. [EPA.2018]
- Au Japon, les motorisations Diesel représentent moins de 2% des véhicules particuliers, mais 27% des camions et 92% des bus. [JAMA.2018]

En Europe, les véhicules sont soumis à la réglementation concernant les émissions de CO<sub>2</sub> et de certains polluants (particules, NO<sub>x</sub>, hydrocarbures imbrûlés notamment) [CE.2018]. Les émissions de polluants ne seront pas traitées dans l'étude présente : outre qu'elles dépendent fortement de divers processus de post-traitement en aval du moteur (catalyseur, filtre à particule, etc. [Reşitoğlu.2015 ; Theis.2017]), elles ne sont qu'indirectement influencées par les pertes thermiques. Au contraire, comme les émissions de CO<sub>2</sub> sont essentiellement proportionnelles à la quantité de carburant brûlé, elles sont directement reliées à l'efficacité énergétique du moteur (ratio entre le travail mécanique fourni et l'énergie chimique introduite sous forme de carburant).

Pour un exposé plus complet du fonctionnement d'ensemble des moteurs automobiles, le lecteur intéressé est invité à se reporter à la littérature [Taylor.1985 ; Ferguson.2016]. La suite de ce chapitre est axée sur les phénomènes de combustion à l'intérieur de ceux-ci.

## 1.2 Phénomènes de combustion dans les moteurs thermiques

Pour analyser une éventuelle différence de transferts thermiques entre différents modes de combustion, il est nécessaire de connaître les phénomènes physiques impliqués dans chacun de ces modes. On décrit ici qualitativement les différents modes de combustion et leur impact attendu sur le transfert thermique.

1. Le principe est également appelé *allumage par compression* [Higelin.2007], mais ce terme porte à confusion avec l'émergence du mode HCCI.

2. De l'anglais *homogeneous charge compression ignition* (allumage par compression de charge homogène).

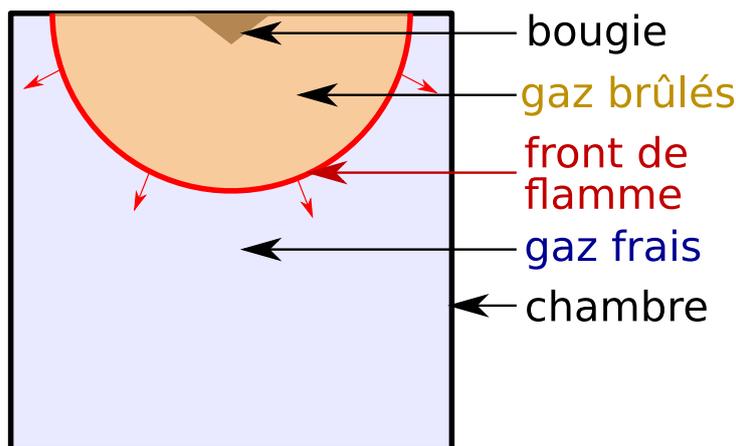


FIGURE 1.2 – Allumage commandé et propagation de flamme dans une chambre à volume constant.

## 1.2.1 Allumage commandé / flamme de propagation

### 1.2.1.1 Description du mode de combustion

Un mélange gazeux oxydant-carburant est enflammé à l'aide d'une décharge électrique dans la chambre de combustion, engendrée par une *bougie*. Le timing de l'allumage est contrôlé par l'instant de cette décharge, d'où le terme d'allumage commandé (AC). La combustion se développe par propagation d'un front de flamme qui consomme les gaz frais, cf. figure 1.2.

Ce front de flamme se propage en échauffant les gaz frais situés juste devant lui par diffusion thermique, ce qui déclenche les réactions chimiques de combustion, tandis que l'arrière du front de flamme cesse de brûler après consommation totale des réactifs. La propagation de flamme est un phénomène complexe impliquant des interactions entre la thermique, la chimie et l'aérodynamique des gaz. [Poinso.2005]

### 1.2.1.2 Sources de transfert thermique pariétal

Lors de la combustion, la chaleur engendrée par les réactions thermiques est absorbée dans les gaz frais et augmente leur température. Lorsque le front de flamme s'approche de la paroi, une partie de cette chaleur est transférée à celle-ci, ce qui refroidit d'autant les gaz; ce transfert est d'autant plus important que le front de flamme est proche. En-deçà d'une certaine distance, il se produit un phénomène d'extinction par coincement de flamme : la température des gaz est trop faible pour soutenir la flamme (en raison des pertes aux parois), et la combustion s'arrête<sup>3</sup>. [Sotton.2003; Boust.2006]

En termes d'échanges thermiques, comme le front de flamme est une zone de température très élevée (plus grande que la température moyenne des gaz brûlés, même dans l'hypothèse d'une combustion dans une enceinte adiabatique), des gradients thermiques importants (donc des flux intenses) sont créés lors de l'interaction flamme-paroi.

### 1.2.1.3 Cliquetis

L'une des limites de ce mode de combustion est le phénomène de cliquetis. Sous certaines conditions thermodynamiques, une partie des gaz frais peut s'auto-enflammer avant d'être atteinte par le front de flamme. Cette auto-inflammation entraîne la propagation d'ondes acoustiques qui peuvent endommager le moteur et qui sont caractérisées expérimentalement par des oscillations de pression dans la chambre à des fréquences de plusieurs kilohertz. [Kalghatgi.2017] Dans les cas extrêmes, cette auto-inflammation peut arriver avant même que l'allumage par la bougie n'ait été déclenché, on parle alors de pré-allumage [Russier.2015].

Le cliquetis est relié au délai d'auto-inflammation du mélange oxydant-carburant, c'est-à-dire le temps nécessaire pour que (à une certaine température et pression) le mélange oxydant-carburant brûle sans qu'il ait été allumé (par une décharge électrique, un plasma ou la chaleur d'un front de flamme proche). Ce

3. La flamme ne s'éteint cependant pas immédiatement : comme les gaz frais diffusent à travers le front de flamme, le front de flamme commence d'abord par reculer, brûlant ces gaz frais à des distances où le refroidissement de la paroi est moindre.

délat décroît généralement<sup>4</sup> lorsque la température augmente (en raison de l'accélération des cinétiques chimiques) et lorsque la pression augmente (en raison de la réactivité chimique accrue) [Kalghatgi.2015]. Ce phénomène est une limite importante pour l'allumage commandé à forte charge.

Le cliquetis cause un accroissement significatif du transfert thermique, le pic de flux augmentant généralement d'un facteur 3-4 (voire plus) par rapport à la valeur des cycles non cliquetants. Des études aussi bien expérimentales [Lu.1989] que numériques [Eekoye.1996] indiquent des oscillations de flux phasées avec les oscillations de pression dans la chambre. Cet accroissement est attribué à des effets de compression de la couche limite thermique et d'échauffement local lors du passage des ondes de pression, bien que le mécanisme exact soit encore peu clair [Grandin.2002 ; Winkler.2014].

Dans le contexte de l'allumage commandé, les carburants sont classés selon leur *indice d'octane*, qui est une échelle de la résistance au cliquetis entre le n-heptane (indice d'octane de 0) et l'iso-octane (indice d'octane de 100) : plus l'indice d'octane est élevé, plus le carburant résiste à l'auto-inflammation, et plus les conditions de cliquetis sont repoussées. Plusieurs définitions existent, on utilisera ici le RON (*research octane number*) [ASTM.2018].

#### 1.2.1.4 Point de fonctionnement typique

La propagation de flamme a été étudiée pour des richesses très variées. Cependant, pour le contexte industriel automobile, les différents polluants en sortie de moteur (oxydes d'azote, hydrocarbures imbrûlés, monoxyde de carbone) sont traités par un catalyseur trois voies ; la dépollution n'est effective que si la richesse est extrêmement proche de 1 [Zeng.2016]. Les moteurs AC fonctionnent donc généralement à cette richesse.

Un rapport de compression volumétrique plus grand permet en général d'obtenir une meilleure efficacité thermodynamique (cf. par exemple [Smith.2014] ; la raison théorique est décrite en §1.3.1.1). Cependant, cela accroît également le risque de cliquetis [Mogi.1998].

Le RVC des moteurs à allumage commandé tend à augmenter au cours des dernières années, toutes choses égales par ailleurs<sup>5</sup> : [Heywood.2009] étudie les moteurs allumage commandé vendus aux États-Unis de 2000 à 2008 et décrit des taux de compression croissants ; à technologie moteur identique, les modèles de 2008 ont en moyenne des RVC supérieurs de 0.5 à 1, pour une moyenne d'environ 10 en 2008 avec un maximum à 12. En comparaison, les moteurs de recherche décrits dans la littérature scientifique récente ont des RVC généralement supérieurs à 10, atteignant régulièrement 12 voire 13 ou plus [Davis.2009 ; Ewald.2013 ; Smith.2014 ; Jo.2014 ; Leone.2015 ; Lee.2016].

## 1.2.2 Diesel / flamme de diffusion

### 1.2.2.1 Description du mode de combustion

Seul le mélange oxydant est présent dans la chambre de combustion pendant la phase de compression. Le carburant est injecté près du PMH sous haute pression (plusieurs centaines voire milliers de *bar*) et forme un jet qui a été décrit en détail par [Dec.1997].

Dans une première phase transitoire, le carburant s'évapore et s'auto-allume après un certain temps, appelé délai d'auto-inflammation. Une fois la combustion démarrée, la morphologie du jet se stabilise comme décrit sur la figure 1.3. Passé quelques millimètres après la sortie de l'injecteur, le carburant liquide s'évapore. Un gradient de richesse s'établit entre le centre du jet (quasiment entièrement du carburant) et les zones périphériques (quasiment entièrement du mélange oxydant). La zone réactive s'établit sur une zone de richesse intermédiaire, et se stabilise quand l'apport de carburant par diffusion depuis le cœur riche compense la consommation par réactions chimiques.

Supposons que la cinétique chimique soit infiniment rapide et complète, cf. [Poinot.2005] (représentant le modèle de [Burke.1928]). La zone de réaction est alors peu épaisse par rapport aux dimensions géométriques du jet, et la diffusion thermique est négligeable pendant la durée de la réaction. La tem-

4. De nombreux carburants présentent une zone NTC (*negative temperature coefficient*, coefficient de température négatif) où le délai d'auto-inflammation croît avec la température. [Naidja.2003]

5. On ne décrira pas ici d'autres changements de technologie moteur, pourtant d'impact majeur sur le choix du RVC. L'approche couplée suralimentation/*downsizing* (réduction de volume de chambre compensée par une compression des gaz à l'admission) accroît généralement le rendement mais aussi les risques de cliquetis, nécessitant alors des RVC plus faibles [Jo.2014]. Dans l'autre sens, l'incorporation d'éthanol (issu des biocarburants) dans l'essence augmente l'indice octane des futurs carburants, donc augmente les gammes de RVC acceptables puisque ces carburants seront plus résistants au cliquetis [Leone.2015].

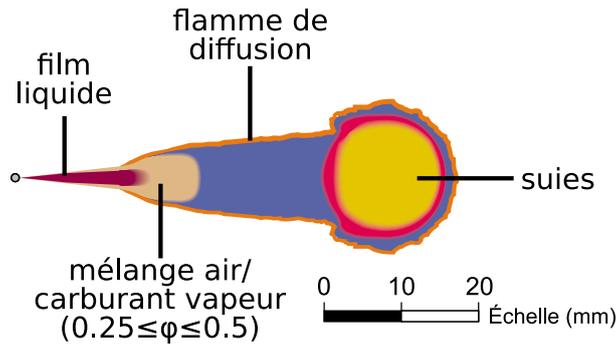


FIGURE 1.3 – Flamme de diffusion stabilisée pour la combustion Diesel. Tiré de [Dec.1997].

pérature dans la zone de réaction se calcule alors par bilan enthalpique : l'énergie chimique de réaction  $Q$  est entièrement convertie en chaleur. Cette *température de flamme adiabatique* est maximale pour  $\phi = 1$  ; à richesse plus haute (respectivement plus basse), une partie du carburant (resp. de l'oxydant) ne réagit pas, mais absorbe une partie de la chaleur de réaction. Cette température représente alors une borne supérieure des températures réellement atteignables dans la flamme. Selon le carburant, elle est généralement 1000 à 2000 K plus élevée que la température des gaz avant l'injection.

### 1.2.2.2 Sources de transfert thermique pariétal

Le jet Diesel a deux effets sur le transfert thermique, mis en évidence dans [Li.1997].

D'une part, le jet liquide entraîne des gaz et crée donc une intense turbulence locale ; cette turbulence intensifie les échanges thermiques gaz-paroi (convection). Cet effet peut être mis en évidence indépendamment de la combustion par des expériences de jets non réactifs (en atmosphère inerte). [Li.1997]

D'autre part, la combustion crée des zones réactives chaudes dans les gaz ; ceci augmente les gradients thermiques, donc les transferts thermiques.

### 1.2.2.3 Distance de lift-off

Une caractéristique importante de la combustion Diesel est la distance de lift-off (*lift-off length* ou LoL) du spray, c'est-à-dire la distance moyenne entre l'injecteur et la base de la flamme stabilisée. Cette distance détermine les échelles géométriques du jet.

La distance de lift-off dépend de nombreux phénomènes (évaporation du jet, cinétique chimique, etc.). Cependant, pour un cas de référence proche des conditions utilisées dans l'étude présente (même carburant, conditions thermodynamiques proches), une corrélation a été établie sur la base de données expérimentales [Siebers.2001 ; Pickett.2005]. On l'utilisera ici sous la forme

$$LoL = CT^{-3.74} \rho^{-0.85} d^{0.34} \Delta P_{inj}^{0.5} \quad (1.1)$$

où

- $C$  dépend seulement des compositions chimiques du mélange oxydant et du carburant (et de la stoechiométrie de la réaction de combustion) ; sa valeur peut être calibrée par données expérimentales ;
- $T$  et  $\rho$  sont les température et densité des gaz ambiants ; celles-ci jouent sur la cinétique chimique, l'évaporation du jet, et la vitesse du jet ;
- $d$  est la taille du trou de l'injecteur et  $\Delta P_{inj}$  la différence de pression entre l'injecteur et la chambre ; ces facteurs jouent sur l'évaporation du jet et sa vitesse.

### 1.2.2.4 Point de fonctionnement typique

Il est possible de définir une richesse globale de la combustion Diesel en comparant la quantité de carburant injectée à la quantité d'oxygène présent dans la chambre, mais (comme indiqué ci-dessus) la richesse est hautement inhomogène dans ce mode de combustion ; la combustion elle-même se produira à l'endroit où la richesse est la plus favorable. En général la zone réactive est proche de la *ligne stoechiométrique* (zone à richesse 1) [Bolla.2017].

En Diesel, si la distance de lift-off est trop importante, divers effets néfastes peuvent survenir : en cas de mouillage des parois (impact du jet liquide sur la paroi), on observe une augmentation considérable des émissions de polluants [Yassine.1996 ; Pacaud.2009] ; le simple impact de la flamme sur la paroi augmente considérablement les pertes thermiques locales et peut endommager les pièces mécaniques [Weingartz.2009]. Par conséquent, les carburants utilisés pour le Diesel sont des carburants avec une forte tendance à l'auto-inflammation (i.e. de faibles indices d'octane et forts indices de cétane), et on essaie généralement d'augmenter la température PMH (ce qui assure une auto-inflammation rapide et une distance de lift-off courte).

En conséquence, les moteurs Diesel présentent systématiquement un RVC plus important que les moteurs à allumage commandé, qui s'échelonnent généralement de 14 à 20 [Parlak.2003 ; Taymaz.2006 ; Raheman.2008 ; Pacaud.2009 ; Jansons.2008 ; Weingartz.2009 ; Gingrich.2014].

### 1.2.3 HCCI

#### 1.2.3.1 Description du mode de combustion

Un mélange homogène oxydant-carburant pauvre soumis à des conditions thermodynamiques adéquates s'auto-enflamme après un certain délai. Les conditions thermodynamiques étant très proches dans l'ensemble du volume de la chambre de combustion, l'auto-inflammation peut avoir lieu sur de multiples sites, et dès lors qu'une petite portion de gaz a brûlé, sa dilatation thermique comprime les gaz frais environnants, entraînant en cascade l'auto-inflammation de ceux-ci. Ce front d'auto-inflammation peut se propager à des vitesses extrêmement élevées : contrairement à un front de flamme (observé en allumage commandé) où les gaz frais sont chauffés par diffusion thermique depuis la flamme, ici le chauffage se fait par la compression des gaz frais occasionnée par la dilatation des gaz brûlés [Gu.2003 ; Bradley.2009 ; Dai.2015].

Ce mode de combustion est à l'étude depuis de nombreuses années. Il est attractif car il combine une faible émission de polluants en raison des conditions de richesse et de température atteintes [Dec.2009], cf. figure 1.4, et le haut rendement du mode Diesel (en raison des forts rapports de compression). Cependant, il n'existe encore aucun véhicule commercial fonctionnant uniquement avec une combustion HCCI<sup>6</sup>. En effet, deux verrous techniques importants font obstacle à son industrialisation : [Wilson.2005 ; Bendu.2014]

- Le timing de combustion n'est pas directement contrôlé, contrairement à l'allumage commandé (contrôlé par l'étincelle d'allumage) et au Diesel (contrôlé par le timing d'injection de carburant). Cela limite notamment fortement la plage de points de fonctionnement (régime et charge) pour lesquels le timing de combustion arrive au moment propice.
- L'auto-inflammation extrêmement rapide de l'ensemble de la charge entraîne une montée en pression abrupte, causant des problèmes de bruit et d'endommagement des pièces mécaniques. Il est nécessaire de procéder à une forte dilution de la charge et de réduire la charge maximale [Lee.2015] pour limiter ces problèmes.

#### 1.2.3.2 Sources de transfert thermique pariétal

Dans une combustion HCCI, les réactions chimiques se produisent au même moment dans toute la chambre. Contrairement au cas de l'allumage commandé, la température est alors homogène dans la chambre, et le flux est alors similaire en tout point de la paroi [Chang.2004]. Par ailleurs, contrairement au cas du Diesel où le jet entraîne un fort mouvement aérodynamique dans les gaz, la combustion HCCI homogène n'entraîne pas de mouvement global des gaz. On s'attend donc à ce que le flux thermique augmente avec la température des gaz après la combustion, mais ne présente pas de pic marqué, alors que c'est le cas pour l'interaction entre une flamme de propagation et la paroi (en raison de la température localement plus élevée près de la zone réactive).

#### 1.2.3.3 Point de fonctionnement typique

La plupart des moteurs HCCI de recherche procèdent à la recirculation des gaz brûlés (EGR<sup>7</sup>) : les gaz admis dans la chambre sont pour partie des gaz frais et pour partie les gaz brûlés du cycle précédent. Cela a un double intérêt : [André.2010]

6. Mazda a annoncé introduire en 2019 un moteur fonctionnant sur ce principe, mais utilisant l'allumage commandé pour certains points de la plage de fonctionnement [Mazda.2017].

7. De l'anglais *exhaust gas recirculation*.

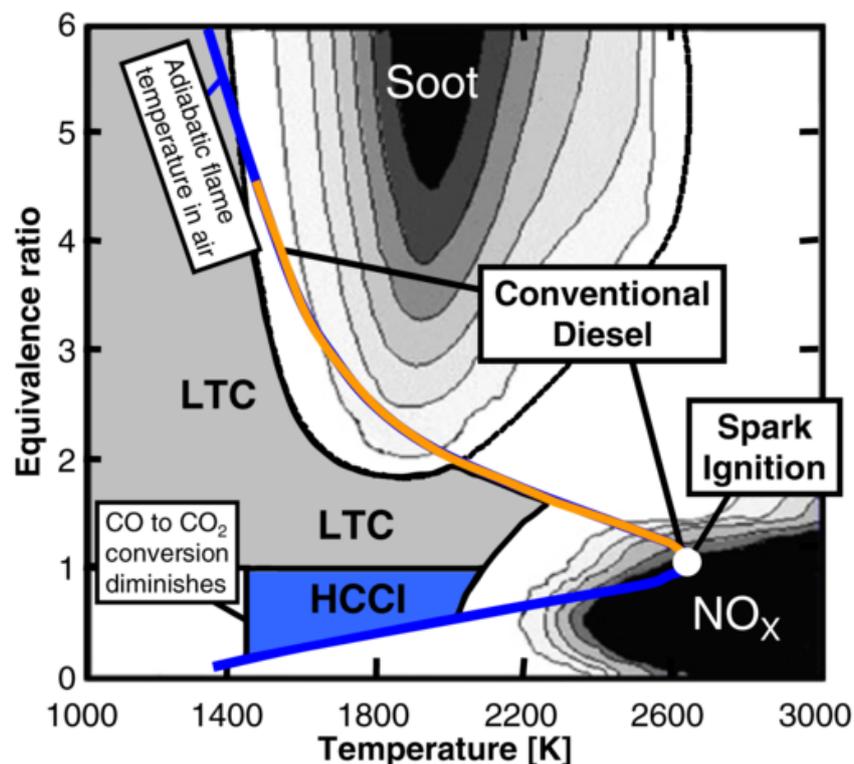


FIGURE 1.4 – Gamme de température et richesse pour la combustion HCCI. La combustion HCCI évite la production aussi bien de suies que de NO<sub>x</sub>. Tiré de [Dec.2009].

- Une même énergie de combustion des gaz frais est répartie sur une masse (donc une capacité calorifique) plus grande, ce qui diminue la montée en pression occasionnée. Cela réduit également la température des gaz et donc les pertes thermiques aux parois ainsi que la production de NO<sub>x</sub>, comme indiqué précédemment.
- La température des gaz à l'admission est plus élevée, car l'énergie thermique des gaz recirculés est récupérée. Cela permet d'atteindre au PMH des températures plus élevées pour favoriser l'auto-allumage.

Les richesses utilisées pour le mode HCCI sont généralement de l'ordre de 0.4 à 0.7.

De façon similaire au Diesel, l'objectif est l'auto-inflammation du carburant ; il est donc préférable de recourir à des RVC au moins aussi élevés. [Yao.2009 ; Lu.2011 ; Reitz.2015]

#### 1.2.4 Modes mixtes

D'autres stratégies de combustion sont présentes dans la littérature. Les phénomènes de combustion associés sont généralement des superpositions entre les trois modes présentés précédemment. En raison de leur complexité plus grande, ils ne seront pas étudiés ici, mais on peut mentionner entre autres :

- Le HCCI avec injection, ou PPCI (*partially premixed compression ignition*). Une injection type Diesel est faite dans un mélange air/carburant. L'injection permet de contrôler le timing de combustion [Cheng.2014]. On peut utiliser des carburants différents pour la charge homogène et l'injection afin d'encore mieux contrôler la réactivité [Park.2016 ; Yang.2014].
- La stratification du carburant dans un contexte HCCI ou AC : le mélange air/carburant est préparé par une injection directe dans la chambre volontairement tardive afin de créer des inhomogénéités de richesse. Cela permet par exemple que le mélange s'allume ou s'auto-enflamme dans des conditions de richesse globalement très pauvres, mais suffisantes localement. [Zheng.2009 ; Charalambides.2015 ; Kodavasal.2015]

## Conclusion sur les modes de combustion

Les différents modes de combustion ont une phénoménologie de combustion très différente. Ces différentes phénoménologies conduisent à l'utilisation de points de fonctionnement radicalement différents selon le mode de combustion. Par exemple, pour l'allumage commandé, il faut s'assurer que les gaz frais ne s'auto-enflamment pas (pour éviter le cliquetis), alors que pour le Diesel, il faut au contraire que le carburant injecté s'auto-enflamme et que la distance de lift-off soit courte ; en conséquence, les moteurs Diesel présentent systématiquement un RVC plus important que les moteurs à allumage commandé.

Pour comparer directement les résultats de différents modes de combustion et extraire une possible signature du phénomène associé dans le signal thermique, il serait préférable de s'affranchir de cette différence en utilisant le même point de fonctionnement, notamment RVC, pour différents modes de combustion ; cela permettrait de découpler l'effet du mode de combustion et l'effet du point de fonctionnement.

Dans la suite de ce chapitre, on présente les résultats expérimentaux et théoriques existants sur les pertes thermiques en moteur pour les différents modes de combustion qui viennent d'être décrits.

## 1.3 Pertes thermiques moteur

### 1.3.1 Bilan énergétique global

#### 1.3.1.1 Thermodynamique du cycle

L'efficacité énergétique des moteurs à combustion interne est limitée par des considérations thermodynamiques.

Une première approximation du cycle moteur quatre-temps est le cycle d'Otto, présenté en figure 1.5a. Classiquement, le travail fourni s'interprète comme l'aire balayée par le cycle. Pendant la phase de compression ( $1 \rightarrow 2$ ), qui dure du PMB au PMH, l'air dans la chambre est comprimé adiabatiquement. Au PMH, le mélange oxydant-carburant brûle très rapidement et augmente la pression ( $2 \rightarrow 3$ ). Durant la phase de détente ( $3 \rightarrow 4$ ) les gaz brûlés travaillent sur le piston jusqu'au PMB. Au PMB les soupapes d'échappement sont ouvertes, afin d'expulser les gaz brûlés pendant la phase d'échappement ( $4 \rightarrow 0$ ). Enfin, les soupapes d'admission sont ouvertes pendant la phase d'admission ( $0 \rightarrow 1$ ) pour admettre des gaz frais, et le cycle recommence.

Comme les gaz brûlés (point 4) sont à plus haute pression et température que les gaz frais (point 1), une partie de l'énergie chimique de la combustion est perdue à l'échappement, en conséquence du deuxième principe de la thermodynamique. L'efficacité énergétique ou rendement  $\eta$ , définie comme le ratio du travail récupéré sur l'énergie chimique du carburant, vaut alors pour le cycle d'Otto :

$$\eta = 1 - \left( \frac{1}{RVC} \right)^{\gamma-1} \quad (1.2)$$

où  $\gamma$  est l'indice adiabatique des gaz (ratio des capacités calorifiques), supposé ici approximativement constant. Un rapport de compression plus grand conduit à une efficacité thermique supérieure.

Par rapport au cycle idéal d'Otto, dans un moteur réel, plusieurs effets réduisent le rendement observé (certains sont présentés sur la figure 1.5b) :

- Imbrûlés : toute l'énergie chimique n'est pas convertie en énergie thermique des gaz, car la combustion n'est pas complète ;
- Pertes aux parois : la compression et la détente ne sont pas adiabatiques, une partie de l'énergie thermique des gaz dans la chambre est transférée aux parois ;
- Durée de combustion : la phase de combustion  $2 \rightarrow 3$  ne s'effectue pas à volume constant car elle n'est pas instantanée, ce qui diminue le travail net ;
- L'admission et l'échappement s'accompagnent de pertes par pompage car ces phases ne s'effectuent pas à pression constante.

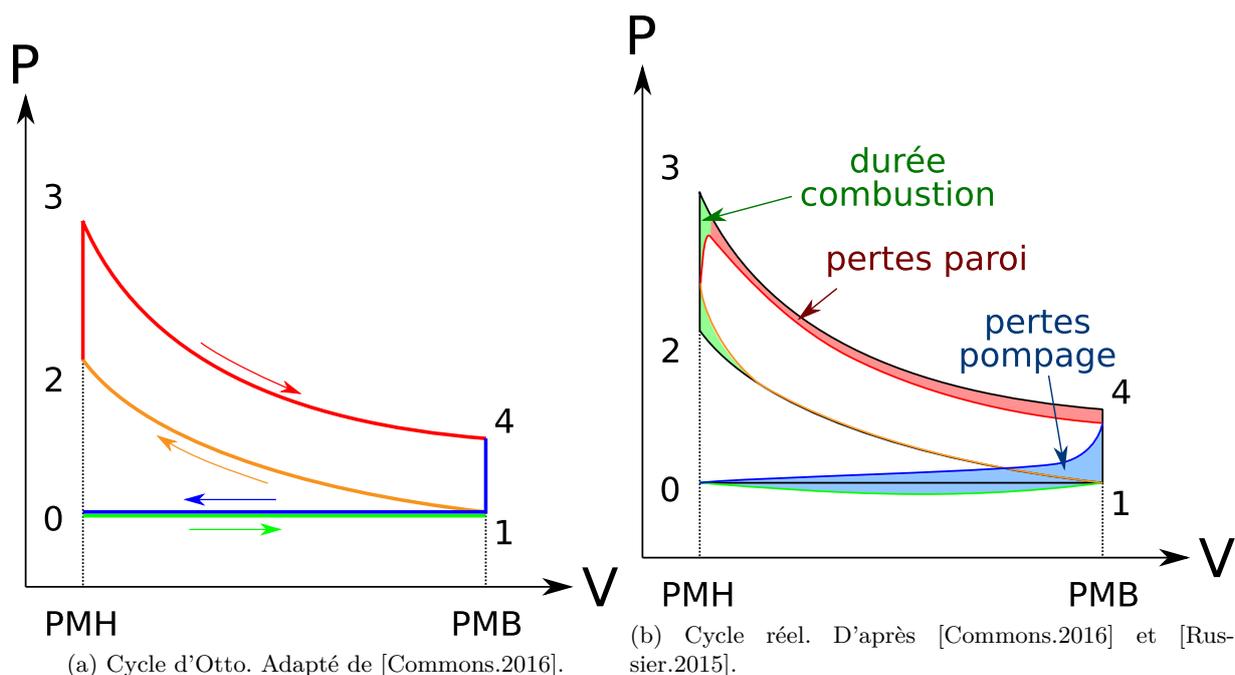


FIGURE 1.5 – Allure des diagrammes pression-volume pour des cycles moteurs.

### 1.3.1.2 Répartition des pertes

Avant d'examiner la répartition de l'énergie fournie en entrée (sous forme d'énergie chimique du carburant) à la sortie du moteur, on peut noter que cette dernière n'est pas intégralement transmise aux roues du véhicule. Outre des pertes de transmission (énergie dissipée en chaleur par friction dans les diverses pièces mécaniques), qui représentent environ 5% de l'énergie du carburant pour des systèmes de transmission standard [EPA.2014], une partie de l'énergie produite est dirigée vers diverses utilisations non détaillées ici (alimentation électrique du véhicule, compresseurs carburant/air, climatisation, etc.). Les études présentées ci-après sont généralement effectuées sur un banc moteur de recherche et non sur un modèle automobile complet.

Il est possible de mesurer la puissance mécanique fournie par le moteur, la quantité d'énergie chimique résiduelle dans les gaz brûlés (par analyse de gaz), la température des gaz brûlés; la différence entre l'énergie du carburant et la somme de ces sorties a nécessairement été dissipée en chaleur à travers les parois.

La figure 1.6 tirée de [Johnson.2013] présente une simulation de la répartition de l'énergie chimique pour différents moteurs au point de fonctionnement optimal (en général, proche de la charge maximale). Les deux moteurs Diesel ont une répartition similaire de l'énergie avec des rendements voisins de 44%, supérieurs à celui du moteur allumage commandé de l'ordre de 37%. Dans tous les cas, les pertes thermiques aux parois sont le poste majeur d'inefficacité.

La figure 1.7 tirée de [Baglione.2007] présente une simulation système de la répartition de l'énergie chimique pour un camion (8 cylindres, allumage commandé) pendant un cycle de conduite urbaine (standard américain FTP74). Le rendement est d'environ 25%, et la quasi-totalité des pertes est d'origine thermique (chaleur des gaz d'échappement et transferts aux parois). Les autres effets (pertes par friction, imbrûlés) représentent moins de 10% de l'énergie chimique.

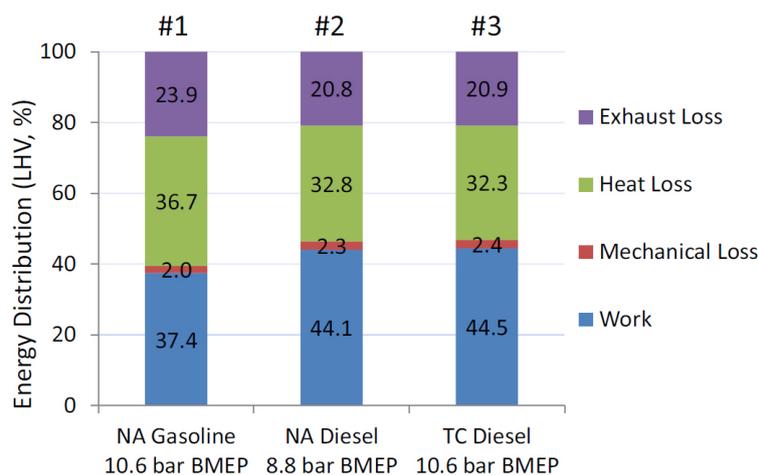


FIGURE 1.6 – Répartition de l'énergie du carburant pour trois moteurs différents (allumage commandé à  $RVC = 10$ , Diesel à  $RVC = 17$ , Diesel suralimenté à  $RVC = 17$ ,  $P_{adm} = 1.23 \text{ bar}$ ). Bleu : travail récupéré ; rouge : pertes par frottements ; vert : pertes thermiques à la paroi ; violet : pertes à l'échappement (chaleur des gaz brûlés + imbrûlés). Tiré de [Johnson.2013].

[Mukai.2003] a mesuré les différents postes de pertes pour un moteur allumage commandé (4 cylindres) selon le point de fonctionnement (régime et charge), hors pertes par friction dans la transmission aux roues. Les ordres de grandeur sont similaires, avec un rendement de 25% (faible charge) à 30% (forte charge), des pertes thermiques aux parois de 40% et des pertes thermiques à l'échappement de 30%, avec quelques pourcents d'imbrûlés. Dans [Mukai.2005], le même groupe de recherche obtient des ordres de grandeur similaires pour des variations de matériau et d'aérodynamique pour la chambre de combustion.

[Taymaz.2006] montre les résultats pour un moteur Diesel 6 cylindres ( $RVC = 16.5$ ) à différentes charges, et investigate l'effet d'une couche céramique d'isolation thermique. Le rendement varie entre 26% à faible charge et 37% à forte charge.

Il est difficile d'estimer les pertes par friction à l'intérieur du moteur lui-même (notamment frottement du piston sur le cylindre), qui sont groupées ci-dessus dans les pertes thermiques (car indistinguables de celles-ci expérimentalement). Elles peuvent être relativement importantes (de l'ordre de 10% de l'énergie du carburant soit environ un quart des pertes thermiques totales dans [Holmberg.2012; Beulshausen.2013]).

En conclusion, l'énergie fournie sous forme chimique aux moteurs à combustion interne automobile se retrouve pour plus de 90% entre le travail mécanique fourni, la chaleur des gaz brûlés et les pertes aux parois.

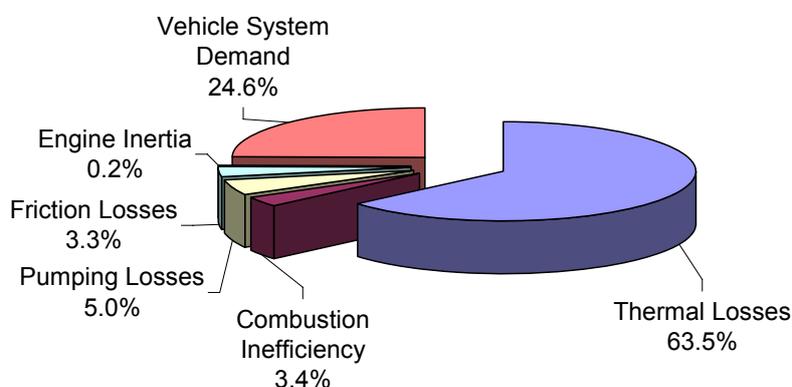


FIGURE 1.7 – Distribution de l'énergie chimique pour un cycle de conduite urbaine. Tiré de [Baglione.2007].

Les pertes dans les gaz brûlés sont inévitables : elles correspondent au rendement du cycle idéal (cycle d'Otto), qui dépend uniquement de  $RVC$  et  $\gamma$ . Elles ne peuvent être réduites que par des modifications majeures d'architecture moteur (le  $RVC$  découle de la géométrie du moteur,  $\gamma$  est fixé par le carburant si on travaille à richesse 1 comme c'est le cas en allumage commandé).

En revanche, les pertes thermiques aux parois, irrémédiablement perdues vers le système de refroidissement, découlent principalement de la non-adiabaticité des parois de la chambre de combustion, et pourraient en théorie être réduites très fortement. La réduction des pertes thermiques aux parois constitue donc une piste de recherche primordiale pour l'augmentation du rendement des moteurs thermiques.

## 1.3.2 Mesure et prédiction des pertes thermiques

### 1.3.2.1 Mesures moyennées dans le cycle

Plusieurs études [Finol.2006 ; Leidenfrost.2012 ; Takahashi.2012] ont mesuré la température à l'intérieur des parois de la chambre de combustion. L'implantation de capteurs (par exemple thermocouples) dans les parties métalliques fixes (culasse ou cylindre) est plus simple si elle est opérée sans déboucher dans la chambre de combustion (en raison notamment de problèmes d'étanchéité), et permet de s'approcher de la paroi à des distances de l'ordre du millimètre.

En mesurant la température en (au moins) deux positions, il est possible (connaissant les propriétés du matériau) d'en déduire des informations sur le flux thermique continu dans la direction de l'axe reliant les deux points de mesure (proportionnel au gradient de température). Cette méthode nécessite un placement précis des capteurs, car une erreur sur la distance relative des deux capteurs conduit à une erreur sur l'intensité du flux estimé. Cette méthode permet de mesurer le flux moyen au cours d'un cycle moteur.

[Leidenfrost.2012] montre que près de la chambre de combustion, les gradients de température sont de l'ordre de  $1\text{ K/mm}$  dans les directions parallèles à la paroi et  $20\text{ K/mm}$  dans la direction normale à la paroi : le flux thermique est essentiellement normal à la paroi.

[Finol.2006 ; Lewis.2010] utilisent un protocole similaire, présenté en figure 1.8, où les thermocouples sont cependant groupés par trois pour mesurer le gradient de manière plus robuste. Les expériences de [Finol.2006] permettent la mesure des pertes thermiques dans le cylindre en fonte ainsi que dans la culasse en aluminium.

Dans le cylindre, le flux varie selon le point de fonctionnement : à pleine charge, il vaut  $75\text{ kW/m}^2$  à un régime de  $2000\text{ rpm}$  et  $100\text{ kW/m}^2$  à  $4000\text{ rpm}$ .<sup>8</sup> Dans la culasse, les flux sont bien plus importants, approximativement linéaires avec la charge, et dépendent fortement de la position ; à pleine charge et pour le capteur mesurant le flux le plus intense, les valeurs sont de  $700\text{ kW/m}^2$  à  $2000\text{ rpm}$  et  $900\text{ kW/m}^2$

8. D'assez larges variations du flux avec la position (plus de  $50\text{ kW/m}^2$ ) sont observées par les auteurs, et attribuées d'une part aux frottements du piston pour les positions au centre du cylindre (où la vitesse du piston est maximale), et à un flux non radial pour la position au sommet du cylindre, les autres points de mesure donnant des valeurs cohérentes à  $15\text{ kW/m}^2$  près pour toutes les conditions.

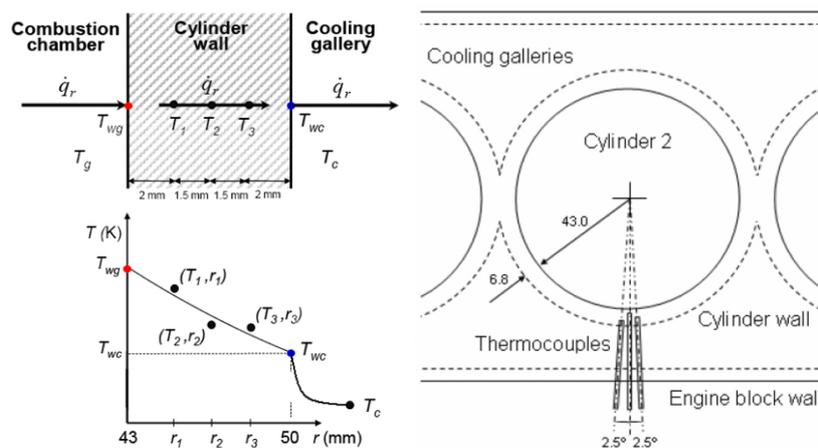


FIGURE 1.8 – Mesure du gradient thermique dans la paroi cylindre par groupes de trois thermocouples. Tiré de [Lewis.2010].

à 4000 *rpm*. Cette différence entre culasse et cylindre s'explique notamment parce que la culasse est toujours en contact avec les gaz, alors que le cylindre est masqué par le piston à certaines phases du cycle, en particulier lors de la combustion (près du PMH).

[Lewis.2010] utilise la même instrumentation cylindre sur un test de cycle standardisé NEDC (New European Driving Cycle) qui utilise donc plusieurs points de fonctionnement. Les ordres de grandeur sont similaires, avec des maxima de flux de  $150 \text{ kW/m}^2$  sur les points de charge la plus forte (pendant une accélération jusqu'à une vitesse véhicule de  $120 \text{ km/h}$ ) en haut du cylindre.

### 1.3.2.2 Flux instantané pendant le cycle

#### 1.3.2.2.1 Mesures expérimentales

La mesure instantanée de flux thermique (c'est-à-dire résolue dans le cycle moteur) nécessite une méthodologie différente de celle des mesures moyennées, car l'inertie thermique des capteurs présentés précédemment et leur distance à la surface de la chambre de combustion limite la résolution temporelle (cet effet est décrit de manière détaillée en §1.4.3.2). Un seul point de mesure en paroi est utilisé et permet une mesure de flux par la méthode décrite plus loin en §1.4.1.2; les différents types de capteurs seront décrits en §1.5.

Pour des cas d'allumage commandé, [Lejsek.2009; Demuyck.2009] ont utilisé des capteurs de type thermopile pour mesurer les flux thermiques locaux. Les résultats de [Demuyck.2009] sont présentés en figure 1.9. À l'échelle du cycle moteur, le flux est extrêmement variable durant le cycle moteur. Il passe de moins de  $0.1 \text{ MW/m}^2$  à environ  $1.4 \text{ MW/m}^2$  (pour le carburant méthane) ou  $3 \text{ MW/m}^2$  (pour le carburant hydrogène) en environ cinq degrés vilebrequin ( $5^\circ V$ ) soit  $1.5 \text{ ms}$  au régime moteur considéré. Il décroît plus lentement, sur environ  $60^\circ V$  soit  $17 \text{ ms}$ . Les résultats donnés dans [Lejsek.2009] dans une configuration et avec un carburant différents sont similaires : le pic de flux monte rapidement à  $3 \text{ MW/m}^2$  puis décroît plus lentement.

[Chang.2004] a examiné à la fois l'allumage commandé et le HCCI sur un même moyen expérimental avec différents points de mesure. Les résultats sont présentés en figure 1.10. L'allure du flux est la même sur tous les points de mesure pour le HCCI, en revanche pour l'allumage commandé le timing du pic de flux et sa hauteur diffèrent d'un point à l'autre de la chambre. En effet, la combustion HCCI est homogène dans la chambre et se produit partout au même moment, tandis qu'en allumage commandé le pic de flux est dû au passage de la flamme de propagation qui n'est pas infiniment rapide par rapport au cycle moteur; cette différence de timing explique également la différence de flux, car les conditions thermodynamiques (température et pression des gaz) changent avec la détente due au mouvement du piston. Dans tous les cas le pic de flux vaut  $1 - 2 \text{ MW/m}^2$  et dure  $2.5 \text{ ms}$ .

[Li.1997] montre que pour un spray Diesel, le flux mesuré varie fortement selon la position du capteur. Le flux maximal est atteint en environ  $1 \text{ ms}$  dans tous les cas et a des valeurs de  $1$  à  $10 \text{ MW/m}^2$ , cf. figure 1.11, et est généralement un plateau pendant la durée de l'injection. [Aizawa.2009] a utilisé une méthode par thermométrie phosphore (décrite plus en détail en §1.5.4) qui donne un maximum de flux à  $2 - 4 \text{ MW/m}^2$  et une montée en environ  $1 \text{ ms}$ , mais les auteurs indiquent que la mesure est incertaine car la luminosité du jet Diesel pendant la combustion interfère avec la mesure optique.

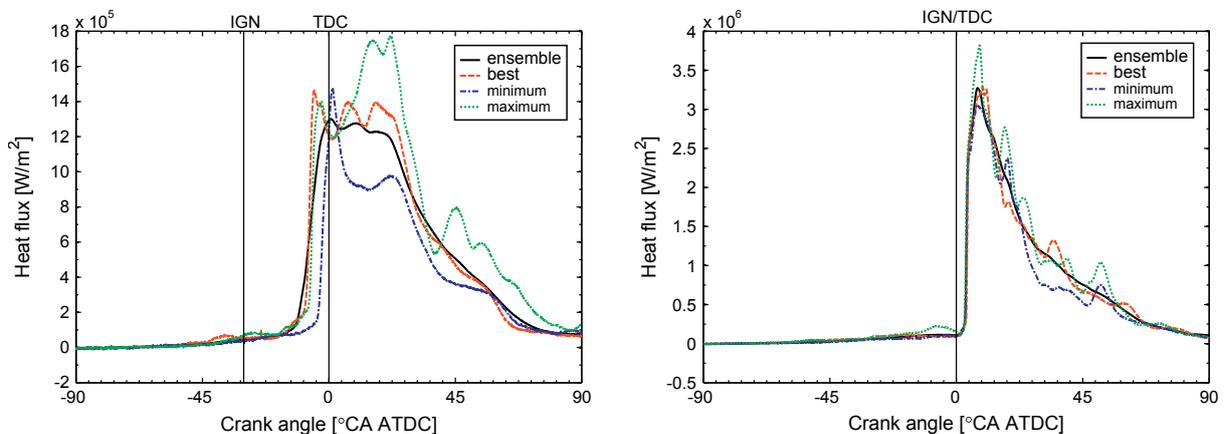


FIGURE 1.9 – Mesures de flux thermique transitoire pour un moteur à allumage commandé. Tiré de [Demuyck.2009]. Carburants : méthane (à gauche), hydrogène (à droite).

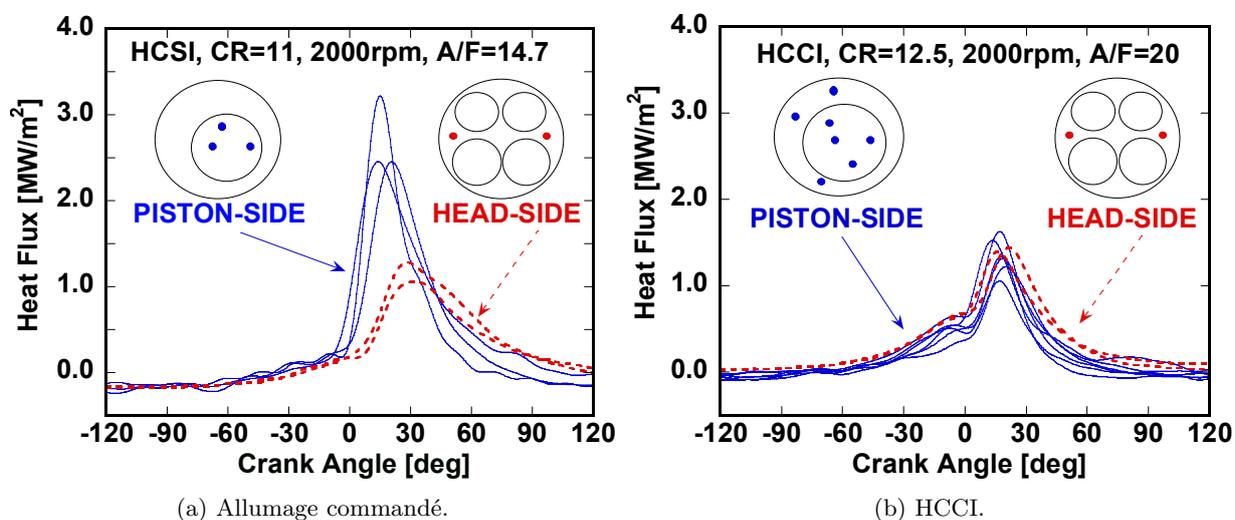


FIGURE 1.10 – Mesures de flux thermique transitoire en différents points pour deux modes d’opération d’un même moteur ( $RVC = 11$ ,  $2000\text{ rpm}$ ). Bleu = piston, rouge = culasse. Tiré de [Chang.2004].

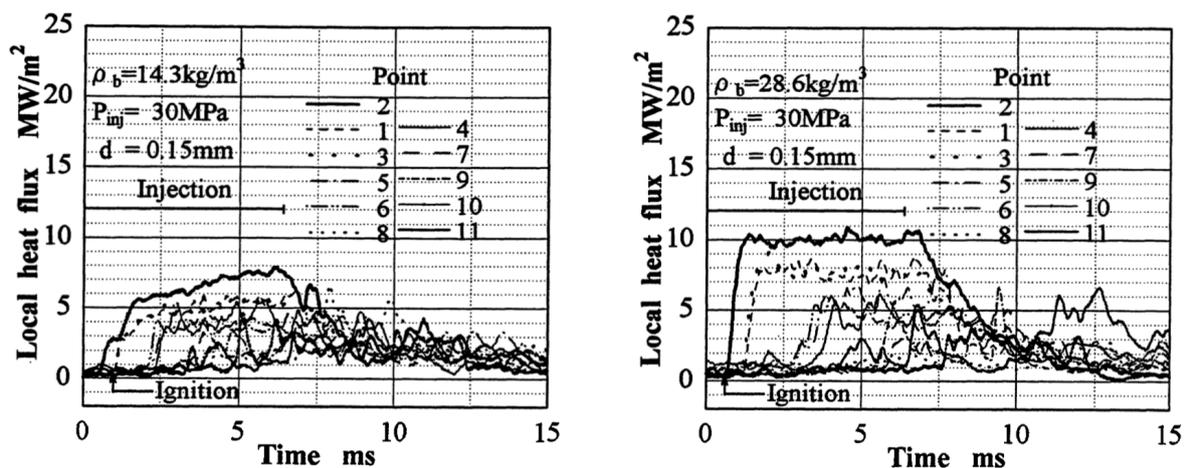


FIGURE 1.11 – Mesures de flux thermique transitoire pour un cas Diesel avec deux densités de gaz différentes. Tiré de [Li.1997].

La table 1.1 présente les ordres de grandeur de flux (durée et maxima) pour d'autres études utilisant des thermocouples à jonction fine; les valeurs maximales de flux sont toujours similaires, les temps de montée un peu plus variables.

On peut encore mentionner d'autres études qui mesurent les variations de température au cours du cycle moteur, sans toutefois donner le flux thermique associé, soit par mesure instantanée sur un cycle unique par thermocouple [Husberg.2005; Marr.2010; Michels.2012; Köpple.2014], soit par des mesures sur cycles successifs conduisant à un profil de température moyennant plusieurs cycles par thermométrie phosphore [Husberg.2005; Särner.2005; Knappe.2011; Kashdan.2011; Fuhrmann.2011; Luo.2015]. La résolution temporelle est de l'ordre de 1 *ms* dans toutes ces références.

Référence	Pic de flux ( $MW/m^2$ )	Durée ( <i>ms</i> )	Mode de combustion
[Annand.1963] (données : [Elser.1954])	2	50	AC
[Yoshida.1982]	1 – 5	2 – 10	Diesel
[Wolf.1989]	4 – 6	1.5 – 2	Diesel
[Enomoto.1989]	4	2	AC
[Wang.2007]	1 – 2	7	AC
[Hendricks.2014]	4 – 6	1.5 – 2	Diesel

TABLE 1.1 – Mesures de flux thermique transitoire par thermocouple et caractéristiques du pic de flux. La durée est évaluée par la largeur du pic à mi-hauteur.

### 1.3.2.2.2 Corrélations semi-empiriques

Sur la base d'études expérimentales (avec ou sans résolution dans le cycle), des efforts théoriques ont permis d'établir des corrélations semi-empiriques pour prédire l'échange thermique entre les gaz et la paroi. [Borman.1987; Soyhan.2009] donnent une revue et une analyse critique détaillée de ces corrélations; les principales sont données dans [Annand.1963; Woschni.1967; Lawton.1987; Chang.2004]. On n'exposera ici que les bases théoriques.

Le point de départ est la loi du transfert thermique de Newton. Le flux à l'interface solide-gaz est modélisé par un coefficient d'échange thermique de convection  $h$  tel que :

$$q_{gaz \rightarrow solide} = h(T_{gaz} - T_{solide}) \quad (1.3)$$

Pour les besoins du modèle, on suppose la température des gaz connue. Cela revient en pratique à supposer qu'elle est approximativement homogène dans la chambre de combustion (malgré de possibles inhomogénéités) et calculable à partir des mesures de pression. [Annand.1963]

La loi de Newton nécessite la connaissance du coefficient de convection. [Annand.1963] postule que l'aérodynamique de la chambre est le facteur principal qui l'influence, et que les processus aérodynamiques et thermiques sont reliés par une corrélation sur les nombres adimensionnés de Reynolds  $Re$  et de Nusselt  $Nu$  :

$$Nu = a Re^b \quad (1.4)$$

où  $a, b$  sont des constantes adimensionnées. Le nombre de Nusselt contient le coefficient d'échange thermique convectif et permet donc le calcul de ce dernier :

$$\frac{hL}{k_{gaz}} = a \left( \frac{VL}{\nu} \right)^b \rightarrow h = akL^{b-1} \left( \frac{V}{\nu} \right)^b$$

où  $L, V$  sont une dimension et une vitesse caractéristiques de l'écoulement,  $k_{gaz}$  et  $\nu$  sont la conductivité et la viscosité dynamique du gaz proche de la paroi. Les échelles caractéristiques  $L, V$  sont alors estimées à partir des conditions opératoires (notamment géométrie du moteur et régime). Les constantes  $a, b$  sont ajustées à partir de données expérimentales.

Pour l'étude présente, il est important de noter que le mode de combustion n'intervient pas dans ces corrélations.<sup>9</sup> Pourtant, le mode de combustion affecte probablement à la fois l'hypothèse de faibles inhomogénéités de température (qui est *a priori* plus justifiée pour le HCCI que pour la combustion

9. La corrélation la plus utilisée, [Woschni.1967], ajuste la vitesse caractéristique après le démarrage de la combustion, mais ne prend pas en compte le type de combustion ou sa phénoménologie.

Diesel, par exemple) et la turbulence dans la chambre (par exemple le jet Diesel crée lui-même de la turbulence). Par ailleurs, ces corrélations donnent un coefficient d'échange *moyen* sur l'ensemble de la chambre de combustion, et ne permettent donc pas d'évaluer le flux local.

Ces corrélations semi-empiriques, largement utilisées pour la simulation système (OD) dans les moteurs sont donc trop simplifiées par rapport aux phénomènes physiques considérés ici.

### 1.3.2.2.3 Lois de paroi

Dans la simulation numérique 3D de combustion moteur, la difficulté principale pour reproduire correctement les phénomènes de convection près de la paroi est l'aérodynamique. En effet, un calcul classique montre que le coût de calcul pour résoudre complètement toutes les échelles spatiales de turbulence pour simuler les équations de Navier-Stokes sans approximation (DNS) augmente rapidement quand le nombre de Reynolds augmente [Coleman.2010]. Le coût de calcul pour réaliser une simulation 3D avec des géométries et nombres de Reynolds représentatifs de moteurs est alors rédhibitoire.

L'approche retenue consiste donc à utiliser une résolution approximative des équations de Navier-Stokes, à échelle spatiale plus grande (LES, RANS...); cependant, ces méthodes ne permettent pas de résoudre le profil de l'aérodynamique proche paroi. Ce profil est alors tiré de lois de paroi issues de résultats de simulations DNS ou de données expérimentales sur des cas simples. Toutefois, de nombreuses questions restent encore en suspens sur le domaine de validité de ces lois de paroi [Marusic.2010].

À court terme, il est donc nécessaire de continuer à valider les modèles numériques existants par des déterminations expérimentales de flux pariétaux dans des contextes de combustion.

### 1.3.2.2.4 Analyse critique

Les ordres de grandeur du pic de flux pendant la combustion sont relativement reproductibles : de nombreuses études, pour des modes de combustion et des points de fonctionnement très différents, donnent un pic de flux de l'ordre du  $MW/m^2$  avec des durées de l'ordre de la  $ms$ . Ces ordres de grandeur grossiers donnent une première indication des caractéristiques de mesure nécessaires.

Le temps de montée théorique du flux dans le cas de l'allumage commandé est de moins de  $0.5 ms$ .<sup>10</sup> Cette valeur est inférieure à toutes les durées de montée trouvées dans la littérature, qui sont par ailleurs relativement disparates (variations de plus d'un ordre de grandeur entre des valeurs inférieures à la milliseconde jusqu'à  $10 ms$ ). Sur des environnements de combustion techniquement plus simples comme les machines à compression rapide, on retrouve cependant des ordres de grandeur compatibles (interaction de moins de  $1 ms$ ). [Lu.1991 ; Boust.2012] Il est donc probable que les temps observés soient caractéristiques de la mesure et non du phénomène physique observé. Cela est confirmé par l'analyse des quelques études qui donnent les caractéristiques temporelles de la mesure utilisée : [Chang.2004] permet d'estimer un temps caractéristique de  $1.5 ms$ <sup>11</sup> ; [Hendricks.2014] utilise une régularisation de temps caractéristique  $1 ms$ . Les résultats avec les temps de montée de flux les plus élevés sont également obtenus dans les études les plus anciennes, ce qui est compatible avec l'hypothèse d'une amélioration de bande passante des techniques de mesure.

Autant qu'il est possible d'en juger, les mesures de flux disponibles dans la littérature ont donc été faites avec des temps de réponse de l'ordre de la milliseconde, proches ou supérieurs aux échelles temporelles caractéristiques des phénomènes physiques, ce qui entraîne une mauvaise estimation de ces dernières. Comme les corrélations semi-empiriques ont été calées sur ces mesures, elles souffrent naturellement du même défaut (en plus de leurs autres aspects critiquables comme l'hypothèse d'un flux spatialement homogène dans la chambre de combustion).

Si la résolution temporelle de la mesure est trop grande pour capturer la montée du flux, cela entraîne également une sous-estimation du pic de flux. [Boust.2012] montre ainsi que le choix de bande passante affecte le pic de flux mesuré en raison de l'étroitesse de celui-ci : une moyenne glissante sur  $0.25 ms$  conduit à un pic 20% moins élevé.

10. Des études théoriques [Ferguson.1977 ; Poinso.1993 ; Sotton.2003] montrent que le pic de flux est lié à l'interaction flamme-paroi. La durée de cette interaction peut être estimée au premier ordre par le ratio entre l'épaisseur de flamme laminaire et la vitesse de flamme laminaire. Pour la plupart des hydrocarbures dans des conditions de température et de pression réalistes pour un moteur, la vitesse de flamme est supérieure à  $200 mm/s$  [Bounaceur.2010] et l'épaisseur de flamme inférieure à  $0.1 mm$  [Poinso.2005]; le temps d'interaction est donc de  $0.5 ms$  ou moins.

11. Calcul à partir des informations de la référence sur une coupure de harmoniques de Fourier d'ordre élevé et du critère de Nyquist [Kester.2005]. Il est à noter que ce temps est bien supérieur au temps d'échantillonnage des données ( $0.05 ms$ ).

La qualité des résultats obtenus lors d'une mesure de flux rapide (i.e. avec résolution dans le cycle moteur) est donc extrêmement dépendante des caractéristiques temporelles du capteur utilisé. La résolution temporelle du moyen de mesure utilisé doit donc être aussi bonne que possible ; l'état de l'art de la résolution temporelle est la fraction de milliseconde, les meilleures études descendant potentiellement à environ  $0.2 - 0.3 \text{ ms}$ , ce qui est également le temps caractéristique attendu pour l'interaction flamme-paroi en allumage commandé. Il est en tout cas absolument nécessaire d'avoir une résolution temporelle inférieure à la milliseconde.

## Conclusion sur les pertes thermiques

Les pertes thermiques pariétales représentent le poste principal de pertes dans les moteurs à combustion interne ; il est donc nécessaire de les caractériser précisément pour améliorer le rendement des futurs moteurs.

Le flux thermique pariétal étant fortement transitoire, sa mesure nécessite un capteur avec un temps de réponse aussi rapide que possible pour résoudre les phénomènes physiques sous-jacents. Quoiqu'il soit impossible de connaître à l'avance le temps caractéristique des phénomènes de combustion, les informations disponibles indiquent qu'une résolution inférieure à la milliseconde est nécessaire.

La suite de ce chapitre présente les solutions techniques existantes pour mesurer le flux thermique à la résolution temporelle visée. Il est nécessaire à ce stade d'introduire d'abord les bases théoriques des transferts thermiques transitoires (§1.4) ; la section suivante (§1.5) décrit les solutions techniques possibles et leurs caractéristiques.

## 1.4 Théorie des transferts thermiques

### 1.4.1 Équations du transfert thermique

#### 1.4.1.1 Diffusion de la chaleur

Dans les solides isotropes, la chaleur est transportée par conduction. Le flux thermique est décrit par la loi de Fourier :

$$\vec{q} = -k\vec{\nabla}T \quad (1.5)$$

Si aucune source ou puits de chaleur n'est présent dans le solide, la conservation de l'énergie s'écrit :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot \vec{q} \quad (1.6)$$

Faisons l'hypothèse que pour le phénomène considéré, les propriétés thermiques de conductivité  $k$  et de capacité calorifique volumique  $\rho C_p$  varient peu avec la température.<sup>12</sup> Dans ce cas, on peut déduire l'équation de la diffusion :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \nabla^2 T \quad (1.7)$$

où  $\alpha = \frac{k}{\rho C_p}$  est le coefficient de diffusion de la chaleur ou diffusivité thermique.

#### 1.4.1.2 Résolution dans le cas monodimensionnel

Pour un solide présent dans la moitié d'espace  $x \geq 0$ , supposons que le flux thermique est normal à la paroi en tout point. Cela revient à supposer que les variations de flux et de température sont nulles selon les directions parallèles à la surface du solide. L'équation de la diffusion devient alors monodimensionnelle :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$$

Comme cette équation est linéaire, pour certaines conditions aux limites, le problème se résout analytiquement par analyse fréquentielle. Supposons qu'on connaisse l'historique de température de surface  $T_{paroi}(t) = T(x=0, t)$ , ce qui correspond au cas expérimental de mesure de la température de surface.

<sup>12</sup>. Cette hypothèse se justifie par les faibles variations de température solide à l'échelle d'une combustion (de l'ordre de  $10 \text{ K}$ ). Voir par exemple [Borman.1987].

Dans le cas de dispositifs expérimentaux à combustion unique, comme ceux qui seront utilisés dans l'étude présente (cf. §2.1), on peut supposer (et vérifier expérimentalement) que le profil de température dans la paroi est stationnaire avant le déclenchement de l'événement de combustion, i.e.  $T_{paroi}(t \leq 0) = T_0$ .

Dans ce cas, le flux thermique à  $t \leq 0$  est homogène dans la paroi, et c'est une constante  $q_0$ . La linéarité des équations de diffusion permet de résoudre les équations en supposant ce flux stationnaire nul, le flux réel étant alors la somme du flux transitoire résolu de la sorte et du flux stationnaire. Sous cette hypothèse, la température est homogène au déclenchement de la combustion, i.e.  $T(x, t = 0) = T_0$ . Si l'on ajoute la condition limite que la température à distance infinie de la surface n'est pas affectée par les phénomènes en temps fini, i.e.  $T(x = +\infty, t) = T_0$ , une analyse fréquentielle par transformée de Laplace permet de calculer le flux de chaleur à la surface en fonction de la température : [Sotton.2003]

$$q_{paroi}(t) = \sqrt{\frac{k\rho C_p}{\pi}} \int_{\tau=0}^t \frac{\partial T_s(\tau)}{\partial \tau} \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} \quad (1.8)$$

En réinsérant le flux stationnaire (qu'il n'est pas possible de déterminer à partir d'une seule mesure de température), l'expression devient :

$$q_{paroi}(t) = q_0 + \sqrt{\frac{k\rho C_p}{\pi}} \int_{\tau=0}^t \frac{\partial T_s(\tau)}{\partial \tau} \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}}$$

Pour le cas d'un dispositif expérimental à combustion unique comme utilisé dans cette étude, le flux stationnaire  $q_0$  correspond à des pertes thermiques de la chambre de combustion vers l'air extérieur, la chambre étant généralement réglée à température supérieure à l'ambiante. On supposera que ce flux est négligeable par rapport au flux occasionné par les phénomènes de combustion, i.e.  $q_0 = 0$ , et on utilisera donc l'équation 1.8.

Il convient de noter que pour le cas d'un dispositif expérimental à combustions répétées comme un moteur, l'hypothèse faite ici n'est pas correcte car l'événement de combustion du cycle  $n$  affecte l'historique de température dans la paroi au début du cycle  $n + 1$ . Il n'est donc plus correct de supposer une température homogène dans la paroi à  $t = 0$ . Il faut alors recourir à une analyse de Fourier en supposant que le profil de température est périodique (plutôt que constant à  $t < 0$ ). Celle-ci permet de calculer le profil de température dans le domaine :

$$T(x, t) = \sum_n e^{-\frac{x\sqrt{n}}{L_0}} \left[ A_n \cos\left(2\pi f n t - \frac{x\sqrt{n}}{L_0}\right) + B_n \sin\left(2\pi f n t - \frac{x\sqrt{n}}{L_0}\right) \right] \quad (1.9)$$

où les coefficients  $A_n, B_n$  sont déterminés par la décomposition de Fourier de  $T_0(t)$ ,  $f$  est la fréquence fondamentale du cycle de combustion (soit la moitié de la fréquence d'un cycle moteur pour un moteur 4 temps), et

$$L_0 = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi f}} \quad (1.10)$$

où  $\alpha$  est la diffusivité thermique. La table 1.2 indique les diffusivités thermiques de plusieurs métaux. L'équation 1.9 donne le flux thermique à partir de la loi de Fourier (équation 1.5).

Pour un exposé plus détaillé du traitement mathématique des problèmes de transfert thermique, le lecteur pourra se référer à [Bergman.2011].

Matériau	$\alpha [mm^2/s]$
Aluminium pur	97
Aluminium 6061-T6	64
Fer (pur)	23
Chromel (thermocouple)	4.9
Acier inoxydable 304A	4.2

TABLE 1.2 – Diffusivités thermiques pour différents métaux à température ambiante. Calculs de l'auteur à partir de données fournisseurs et de [Parker.1961].

### 1.4.2 Méthodes numériques

Le traitement des signaux expérimentaux n'étant pas un aspect majeur du travail présenté ici, il ne sera décrit que succinctement. Le lecteur intéressé trouvera une description détaillée dans [Henricks.2012].<sup>13</sup>

#### 1.4.2.1 Discrétisation

L'équation 1.8 est continue, or, les données expérimentales sont par nature discrètes. Il faut donc recourir à un schéma numérique pour l'implémenter.

On suivra dans l'étude présente le même choix que dans [Sotton.2003] et on utilisera le schéma numérique exposé initialement dans [Cook.1970]. Pour un échantillonnage  $t_1, t_2, \dots$  à intervalles réguliers  $\Delta t$  :

$$q_{paroi}(t_n) = \frac{2\sqrt{k\rho C_p}}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\sqrt{\Delta t}} \sum_{k=1}^n \frac{T_s(t_k) - T_s(t_{k-1})}{\sqrt{n-k+1} - \sqrt{n-k}} \quad (1.11)$$

#### 1.4.2.2 Filtrage des données brutes

Les données expérimentales de température sont inévitablement bruitées. Or, le problème inverse de conduction thermique que l'on cherche à résoudre ici est connu pour être *mal posé*, c'est-à-dire que de petites variations des conditions aux limites entraînent de grandes variations sur les résultats. Par ailleurs, les techniques habituelles de filtrage passe-bas sont limitées par le besoin de conserver les harmoniques jusqu'à un palier fréquentiel relativement haut<sup>14</sup> ; d'une part, à ces fréquences, le bruit est important par rapport aux amplitudes réelles de variation, d'autre part, cette fréquence n'est pas toujours faible devant la fréquence d'échantillonnage du signal.

Pour ce genre de problème, une technique de filtrage non-linéaire dite régularisation de Tikhonov est adaptée [Tikhonov.1977]. On utilisera pour l'étude présente un script MATLAB existant [Chartrand.2011] qui implémente une méthode itérative pour obtenir un fit des données combinant une bonne fidélité (courbe de fit proche des données brutes) et un aspect lisse (dérivée aussi faible que possible en tout point).

### 1.4.3 Évaluation des hypothèses physiques

Pour les travaux présentés ici, on utilisera directement le résultat discrétisé du calcul impulsionnel (équation 1.11) pour déduire un flux thermique transitoire d'un historique de température. Le calcul périodique présente un intérêt pour des travaux orientés moteur, mais il permet aussi de quantifier (a posteriori) les hypothèses du modèle monodimensionnel, car il met en évidence les effets physiques sur les différentes harmoniques de fréquence.

Dans chacun des cas, le flux thermique transitoire se calcule à partir de l'historique de température de surface et d'une seule constante physique du transfert de chaleur à l'interface : l'effusivité  $\sqrt{k\rho C_p}$ .

L'équation 1.9 montre que les harmoniques présentes à la surface s'atténuent en pénétrant dans le solide, sur des distances d'autant plus courtes que l'harmonique est d'ordre élevé (facteur multiplicatif  $e^{-\frac{x}{L_0}\sqrt{n}}$ ).  $L_0$ , définie par l'équation 1.10, est une distance caractéristique d'atténuation de l'harmonique fondamentale, qu'on nommera épaisseur de peau.<sup>15</sup> Celle-ci dépend de la fréquence fondamentale (une fréquence plus élevée la diminue) et des propriétés du matériau (une plus grande diffusivité l'accroît). Cette interprétation a des conséquences fondamentales.

#### 1.4.3.1 Hypothèse de solide semi-infini dans les moteurs

Dans un moteur, les cycles de combustion sont périodiques et le flux thermique l'est également (une fois le régime stabilisé atteint). On peut décomposer le flux thermique en :

- une partie continue (constante dans le temps) ;

<sup>13</sup>. En particulier, la figure 13 et sa discussion démontre empiriquement l'intérêt d'un filtrage non-linéaire pour le problème considéré ici.

<sup>14</sup>. Plusieurs *kHz*, cf. §1.3.2.2.4.

<sup>15</sup>. Le terme "épaisseur de peau", quoique rare ou inexistant en combustion, est attesté dans d'autres domaines pour se référer à la profondeur de pénétration des oscillations thermiques. [Rabl.1975 ; Busse.1983 ; Lorenz.2003]

— une partie transitoire (de moyenne temporelle nulle).

La plus basse fréquence de la partie transitoire du flux thermique est la fréquence fondamentale (puisque toutes les harmoniques sont des multiples de la fréquence fondamentale). Vu l'argument précédent (cf. §1.4.3), la partie transitoire du flux est atténuée sur des distances de l'ordre de l'épaisseur de peau. Si l'épaisseur du domaine de résolution est grande devant cette épaisseur, la partie transitoire du flux n'est alors pas affectée par cette épaisseur ; le solide peut alors être supposé semi-infini, ce qui rend valide la résolution des équations thermiques appliquée précédemment.

Pour un moteur quatre temps à 1200 tours par minute, l'harmonique fondamentale est de 10 Hz. L'épaisseur de peau à cette fréquence, pour les matériaux qu'on trouve dans une chambre de combustion, est de l'ordre du millimètre (cf. figure 1.12, en bleu). Or, les épaisseurs de paroi dans les moteurs sont supérieures d'au moins un facteur cinq. L'hypothèse de solide semi-infini est alors justifiée. Dans les environnements de combustion utilisés dans l'étude présente, les épaisseurs de paroi sont encore plus grandes (supérieures au centimètre).

Par conséquent, les hypothèses du modèle sont justifiées pour la partie transitoire du flux thermique ; la partie continue ne peut pas être connue par cette méthode, mais il s'agit d'une seule constante d'intégration.

### 1.4.3.2 Critère de taille du capteur thermique

Dans un capteur thermique, on souhaite que les effets d'inertie thermique soient faibles, ce qui requiert que sa taille caractéristique soit faible devant l'épaisseur de peau à la fréquence considérée. Une façon équivalente de voir les choses est que tout capteur thermique opère un filtrage passe-bas dont la fréquence de coupure est imposée par la diffusion thermique et dépend de sa diffusivité thermique et de sa taille caractéristique.

#### 1.4.3.2.1 Mesure de flux simpliste

Une mesure de flux usuelle se fait en mesurant la température en deux points 1 et 2 éloignés de  $d_{1,2}$ , et en appliquant la loi de Fourier (cf. équation 1.5) :

$$q_{1 \rightarrow 2} = -k \frac{T_2 - T_1}{d_{1,2}}$$

L'hypothèse implicite de cette formule est que les échelles de variations du flux sont faibles devant  $d_{1,2}$ . Or cela n'est valide que pour les basses fréquences pour lesquelles l'épaisseur de peau est suffisamment élevée. Si la distance entre les deux points de mesure est de l'ordre du millimètre et que le matériau intermédiaire est en aluminium (cas le plus favorable), la fréquence de coupure associée est de l'ordre de 30 Hz, bien trop basse pour l'étude présente qui vise une résolution de plusieurs kHz (cf. §1.3.2.2.4). Une telle instrumentation ne peut servir en pratique qu'à mesurer le flux moyen.

#### 1.4.3.2.2 Capteur de surface

La formule donnée en 1.11 nécessite la connaissance de la température de surface. Or, un capteur dont l'élément sensible (par exemple jonction thermocouple) fait une certaine dimension mesure la moyenne spatiale de la température sur l'étendue de cet élément (i.e. une moyenne en  $x$  de l'expression donnée en équation 1.9). Par le même raisonnement, connaissant la fréquence maximale d'acquisition souhaitée, un critère de taille de capteur s'obtient. Ainsi, pour un thermocouple (matériau chromel), si l'on souhaite une acquisition à au moins 1 kHz, la taille caractéristique du capteur doit être inférieure à l'épaisseur de peau de  $L_0 = 30 \mu m$  (cf. figure 1.12, en vert).

## Conclusion

L'atténuation des oscillations de flux et de température à une distance de quelques épaisseurs de peau justifie l'hypothèse de solide semi-infini.

Elle justifie également partiellement l'hypothèse de flux monodimensionnel : dans la littérature, l'hypothèse de flux monodimensionnel est généralement fondée sur l'argument que les inhomogénéités du flux thermique à la surface sont à échelle supérieure à l'épaisseur de peau [Overbye.1961 ; Assanis.1989]. Cela n'est pas toujours vérifié, et la justification donnée ici n'est alors plus correcte ; on montre en §2.2.1.2 un cas où cette hypothèse et les calculs qui en découlent sont mis en défaut. Néanmoins, l'annexe B montre que l'hypothèse de flux monodimensionnel reste valide pour les cas habituels de combustion en étendant le raisonnement de la littérature pour inclure des considérations d'échelles temporelles.

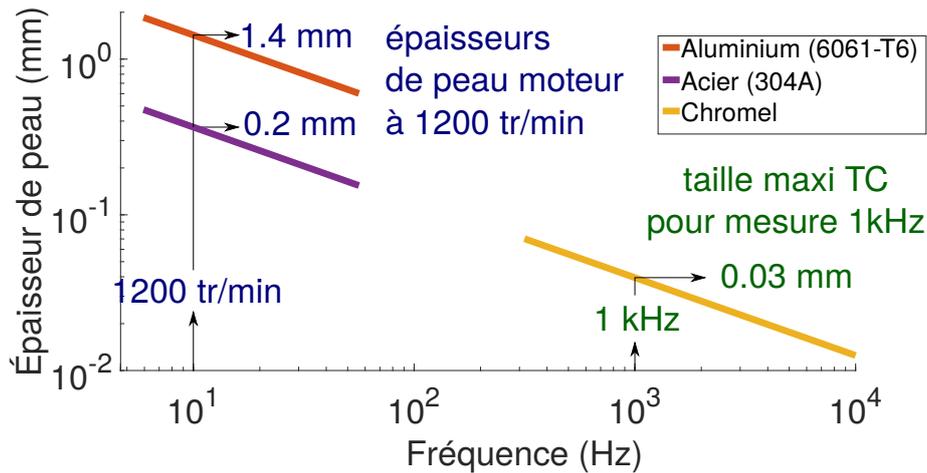


FIGURE 1.12 – Épaisseurs de peau en fonction de la fréquence pour différents matériaux : application de l'équation 1.10 pour divers cas. Diffusivité des matériaux : cf. table 1.2.

## Conclusion

Pour mesurer les transitoires de cycle thermique dans un moteur aux temps de réponse ciblés (la fraction de *ms*), un capteur de taille micrométrique est requis en raison des effets d'inertie thermique dans le capteur lui-même.

Une telle taille de capteur n'est pas courante, le diamètre minimal d'un thermocouple usuel étant de l'ordre de la fraction de millimètre. Il convient donc de dresser la liste des capteurs adéquats disponibles au vu des études précédemment effectuées.

## 1.5 Instrumentation pour les mesures de flux rapide

On décrit ici les différents types de capteurs qu'on pourrait envisager d'utiliser pour la mesure de flux thermique rapide.

### 1.5.1 Thermocouples

Les thermocouples sont les capteurs les plus utilisés pour la mesure de flux thermique rapide. [Elsler.1954; Yoshida.1982; Enomoto.1989; Chang.2004; Husberg.2005; Wang.2007; Marr.2010; Michels.2012; Hendricks.2014; Köppl.2014]

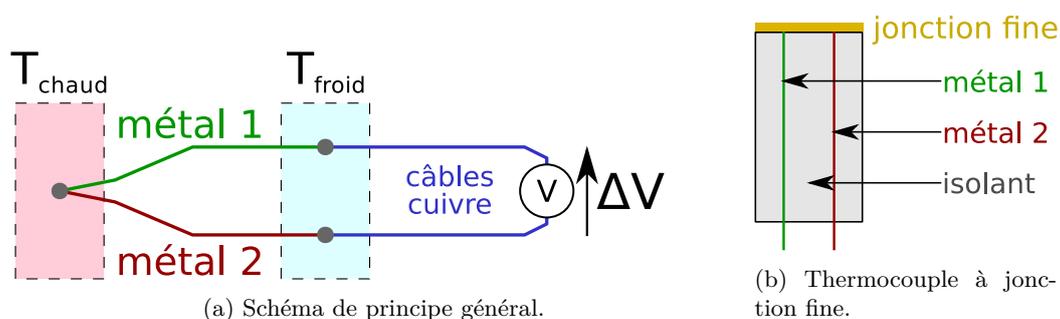


FIGURE 1.13 – Thermocouple. À la *soudure chaude* à température  $T_{chaud}$ , on joint les deux câbles thermocouples. On mesure la différence de potentiel  $\Delta V$  à la *soudure froide* à température  $T_{froid}$ .

### 1.5.1.1 Principe physique

L'effet thermoélectrique ou effet Seebeck est décrit dans [Blundell.2010]. Dans un métal, un gradient de température crée (par diffusion préférentielle des électrons) un gradient de champ électrique :

$$\vec{E} = -S\vec{\nabla}T \quad (1.12)$$

où  $S$  est le coefficient de Seebeck du matériau.

Une différence de potentiel est alors créée entre deux points à températures différentes du matériau : en intégrant l'équation 1.12, il vient :

$$V_{chaud} - V_{froid} = \int_{x=x_{froid}}^{x_{chaud}} \vec{E} \cdot d\vec{x} = \int_{x=x_{froid}}^{x_{chaud}} -S \frac{\partial T}{\partial x} dx = \int_{T=T_{froid}}^{T_{chaud}} -SdT \quad (1.13)$$

Cette différence de potentiel entre deux points de températures différentes n'est pas directement mesurable car les câbles de connexion seront eux-mêmes soumis à l'effet Seebeck. On utilise alors une paire de métaux de coefficients de Seebeck différents  $S_1$  et  $S_2$  dans le montage présenté figure 1.13a. En appliquant l'équation 1.13 aux deux câbles en série, il vient :

$$\Delta V = \int_{T=T_{froid}}^{T_{chaud}} -S_1(T)dT + \int_{T=T_{chaud}}^{T_{froid}} -S_2(T)dT = \int_{T=T_{froid}}^{T_{chaud}} (S_2(T) - S_1(T)) dT$$

Ainsi, pour une paire de matériaux donnée, la tension mesurée dépend seulement des températures de soudure chaude et froide, et non de la distribution de température dans les câbles. En pratique, on contrôle la température de soudure froide, et on calcule la température de soudure chaude à partir de la tension et de la connaissance de la courbe caractéristique<sup>16</sup>

$$V(T) = \int_{T'=T_{ref}}^T (S_2 - S_1)(T')dT'$$

Cette courbe caractéristique étant quasiment linéaire pour la plupart des matériaux thermocouples, on désigne par *sensibilité* du thermocouple la différence de coefficients de Seebeck  $S_2 - S_1$ , approximativement constante avec la température.

### 1.5.1.2 Implémentation : thermocouples à jonction fine

Pour une mesure de tension rapide, on utilise un thermocouple à *jonction fine*, présenté en figure 1.13b. Les câbles thermocouples sont isolés entre eux dans le corps du capteur, et mis en contact par un dépôt métallique conducteur de faible épaisseur (5  $\mu m$  ou moins dans la littérature) à la surface de celui-ci. L'épaisseur de la jonction étant faible, on suppose la température uniforme dans celle-ci pour les fréquences considérées (cf. §1.4.3).

### 1.5.1.3 Métrologie

Le principe physique des thermocouples est extrêmement simple et l'erreur aléatoire sur la conversion de température en tension est habituellement négligeable [Bentley.1998]. En revanche, une erreur systématique peut provenir :

- d'un coefficient de Seebeck différent en raison de déviations chimiques ou métallurgiques lors de la fabrication de l'alliage : de telles déviations doivent causer des erreurs sur le voltage d'au plus 1.5% pour les thermocouples de classe 1 (tels que ceux utilisés ici) ;
- d'un mauvais contrôle de la température de soudure froide.

Pour l'étude présente, on utilise la dérivée de la température et non la température elle-même pour revenir à une mesure de flux (cf. équation 1.11). Par ailleurs, les phénomènes de combustion se déroulent sur des échelles de temps bien plus courtes ( $< 1s$ ) que les fluctuations de température dans une pièce (plusieurs minutes). Par conséquent, quand bien même la température de soudure froide serait mal contrôlée, la température absolue donnée par le thermocouple serait erronée, mais les différences de température mesurées doivent être correctes à 1.5% (de la différence entre la température de soudure chaude et la référence  $0^\circ C$ ) près.

---

16. Pour l'étude présente, on utilise les tables de calibration NIST [Ripple.1995].

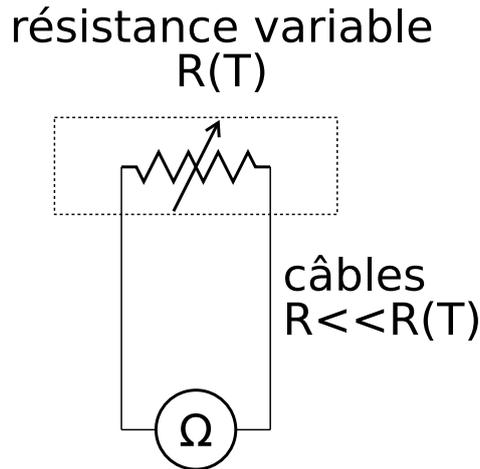


FIGURE 1.14 – Schéma de principe de la thermorésistance.

En revanche, les tensions créées par les thermocouples sont relativement faibles. En pratique, c'est donc l'électronique d'acquisition qui limite la précision de mesure. Par exemple, pour un thermocouple de type K dont la sensibilité est d'environ  $40 \mu V/K$ , branché directement sur un oscilloscope, un bruit électronique de  $0.2 mV$  (ordre de grandeur pour un oscilloscope au meilleur calibre) équivaut à un bruit sur la mesure de température de  $5 K$  ; en pratique, on utilise un amplificateur de tension.

De la même manière, la différence de potentiel étant d'origine électrique, le temps de réponse du phénomène thermoélectrique est négligeable devant les fréquences de coupure thermique, décrites en §1.4.3.

## 1.5.2 RTD (thermorésistance)

### 1.5.2.1 Principe

Le fonctionnement d'une thermorésistance (ou RTD, pour *resistance temperature detector*) est présenté en figure 1.14. La résistance de certains matériaux varie en fonction de la température ; en mesurant une résistance calibrée avec précision, on peut donc en déduire sa température.

La mesure de résistance s'effectue usuellement par la méthode du pont de Wheatstone *three-wire* (trois branches) pour une meilleure précision [Omega.2017].

### 1.5.2.2 Implémentation

L'implémentation d'une thermorésistance dans un environnement de combustion pose plusieurs problèmes techniques.

De même que pour les thermocouples à jonction fine, l'épaisseur totale du capteur doit être de taille micrométrique (cf. §1.4.3). Par ailleurs, l'élément sensible doit être déposé sur un matériau isolant, autrement la conductivité du substrat fausserait la mesure.

Par ailleurs, aux températures typiques des parois moteurs, le seul matériau utilisé pour des thermorésistances est le platine. Or, le platine est un catalyseur chimique pour de nombreuses réactions dans l'environnement de combustion ; en conséquence, il s'endommage fortement lorsque les réactions intenses surviennent à sa proximité.

[Consigny.1993] atteste de l'utilisation de cette technique à l'ONERA, mais le capteur s'endommagerait très rapidement. La seule utilisation connue à ce jour de la technique avec un capteur relativement robuste est décrite dans [Dejima.2017] (une couche de passivation protège le fil de platine).

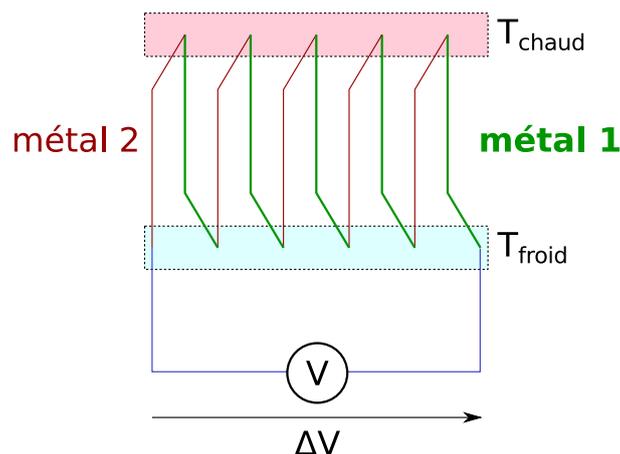


FIGURE 1.15 – Schéma de principe d'une thermopile.

### 1.5.3 Thermopile

#### 1.5.3.1 Principe

Une thermopile fonctionne sur le principe d'une série de thermocouples sur une couche d'épaisseur micrométrique, cf. figure 1.15. Les soudures chaude et froide sont très proches, ce qui rend valide la mesure de flux rapide par évaluation du gradient de température (cf. §1.4.3.2.1); en revanche, le signal est d'autant plus faible que les soudures sont rapprochées (d'où l'utilisation de nombreux thermocouples en série).

#### 1.5.3.2 Travaux précédents

La technique a été utilisée en environnements de combustion [Demuynck.2009; Lejsek.2009]. Cependant, un seul modèle de capteur est disponible commercialement, et son temps de réponse est sujet à caution :

- [Sotton.2003] indique une caractérisation du temps de réponse à 10 *ms* pour une marche de flux thermique;
- [Lejsek.2009, fig. 11] montre que ce capteur indique un flux significativement aplati par rapport à la solution technologique développée par les auteurs; cela peut être dû à un temps de réponse trop élevé.

Cette méthode n'a donc pas été retenue.

### 1.5.4 Thermométrie phosphore

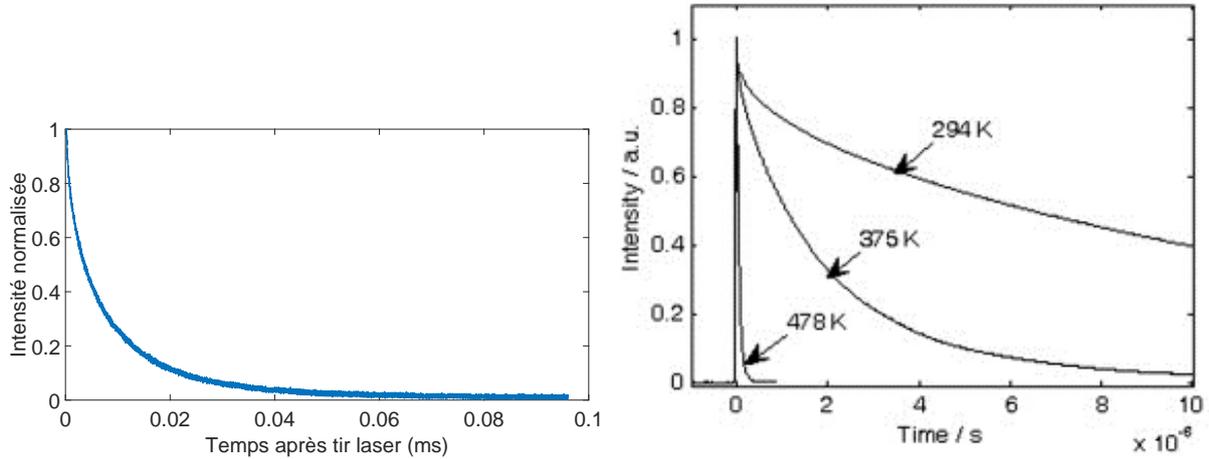
#### 1.5.4.1 Principe

Un matériau phosphorescent (appelé par abus de langage *phosphore*) absorbe des photons à une certaine longueur d'onde d'excitation et ré-émet sur un spectre de longueurs d'ondes d'émission plus longues (moins énergétiques). Ce phénomène optique dépend de la température, et il est possible d'obtenir des informations thermiques par le biais de mesures optiques. [Allison.1997; Aldén.2011]

Plusieurs paramètres peuvent être quantifiés, en particulier :

- Méthode "durée de vie" : la décroissance temporelle du signal de phosphorescence est plus rapide à température plus élevée
- Méthode "deux couleurs" : on intègre l'intensité lumineuse à deux longueurs d'onde, le ratio des deux intensités varie avec la température

La méthode deux couleurs permet la mesure de champs de température 2D, notamment pour des mesures de température en phase gaz [Abram.2018]; elle est cependant moins précise que la méthode durée de vie pour une mesure de température ponctuelle. Dans le cas présent, on ne considérera donc que la mesure par durée de vie.



(a) Exemple de courbe expérimentale (étude présente). (b) Dépendance à la température pour  $\text{CdWO}_4$ . Tiré de [Aldén.2011].

FIGURE 1.16 – Décroissance du signal de phosphorescence au cours du temps. Signaux normalisés (1 à  $t = 0$ ).

Une couche de phosphore est déposée sur la surface du matériau dont on souhaite connaître la température. Au moment où l'on souhaite connaître la température, on envoie un pulse laser ayant la longueur d'onde d'excitation  $\lambda_E$  sur le phosphore. On collecte le signal émis à la longueur d'onde de collection  $\lambda_C < \lambda_E$  (par filtrage) et on mesure la variation de l'intensité lumineuse au cours du temps avec un photomultiplicateur.

La décroissance d'intensité lumineuse en fonction du temps est fittée, généralement par une exponentielle, pour en extraire une durée de vie (ou temps de décroissance)  $\tau$ . Cette durée de vie varie avec la température, cf. figure 1.16. En comparant la durée de vie mesurée à une courbe  $\tau = f(T)$  préalablement calibrée, on en déduit la température (cf. schéma de principe en figure 1.17).

#### 1.5.4.2 Matériel

Le phénomène de phosphorescence est présent dans de nombreux matériaux. Pour optimiser l'intensité du signal, les applications de thermométrie phosphore utilisent souvent des mélanges de deux matériaux :

- Une matrice hôte  $X$  (en général plus de 90% de la masse du "phosphore"), souvent un semi-conducteur, qui absorbe le rayonnement d'excitation et transfère son énergie à
- Un activateur  $Y$  (dopant dans la matrice hôte), souvent un ion de terre rare, qui émet le rayonnement phosphore à proprement parler.

Le phosphore est alors noté  $X : Y$ .

Les phosphores conventionnels sont excitables par des longueurs d'onde proches des hautes fréquences visibles. Un laser Nd:YAG est souvent utilisé pour exciter le phosphore à 355 nm (troisième harmonique du Nd:YAG) ou 266 nm (quatrième harmonique).

Pour appliquer le phosphore sur la surface d'intérêt, une technique courante est de préparer un mélange de phosphore et de colle liquide et d'en peindre la surface d'intérêt par aérographie. [Fuhrmann.2013 ; Ding.2017] Après séchage, le dépôt est robuste (il résiste à la combustion) et fin : les épaisseurs sont de l'ordre de 10 – 20  $\mu\text{m}$ , soit deux à trois fois plus fines que par dépôt direct [Nada.2016]. Certaines techniques plus complexes de pulvérisation cathodique permettent d'obtenir des couches encore plus fines, de l'ordre du micromètre [Pareja.2014].

#### 1.5.4.3 Courbe de calibration typique

L'allure de la courbe de calibration  $\tau = f(T)$  est présentée sur la figure 1.18. Il y a une transition entre deux régimes : à température plus basse, la durée de vie est approximativement constante, à température plus haute, elle décroît ; la limite entre ces deux régimes est nommée température de *quenching*  $T_0$  [Allison.1997]. Dans le régime haute température, on observe expérimentalement que la décroissance est

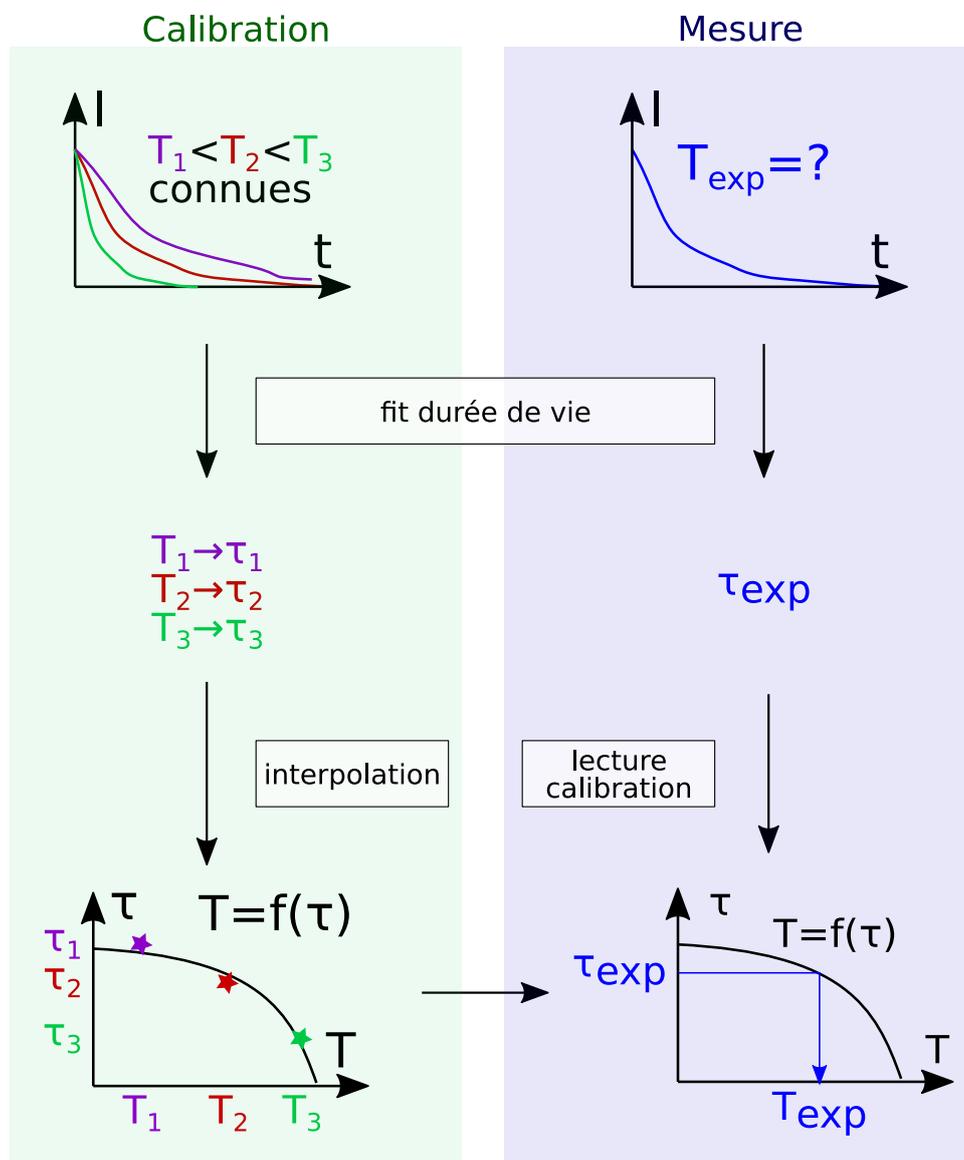


FIGURE 1.17 – Schéma de principe de la thermométrie phosphore. Une courbe de calibration  $\tau = f(T)$  est obtenue par des mesures préalables de décroissance du signal phosphore à température connue; la phosphorescence en conditions réelles permet alors d'estimer une température inconnue.

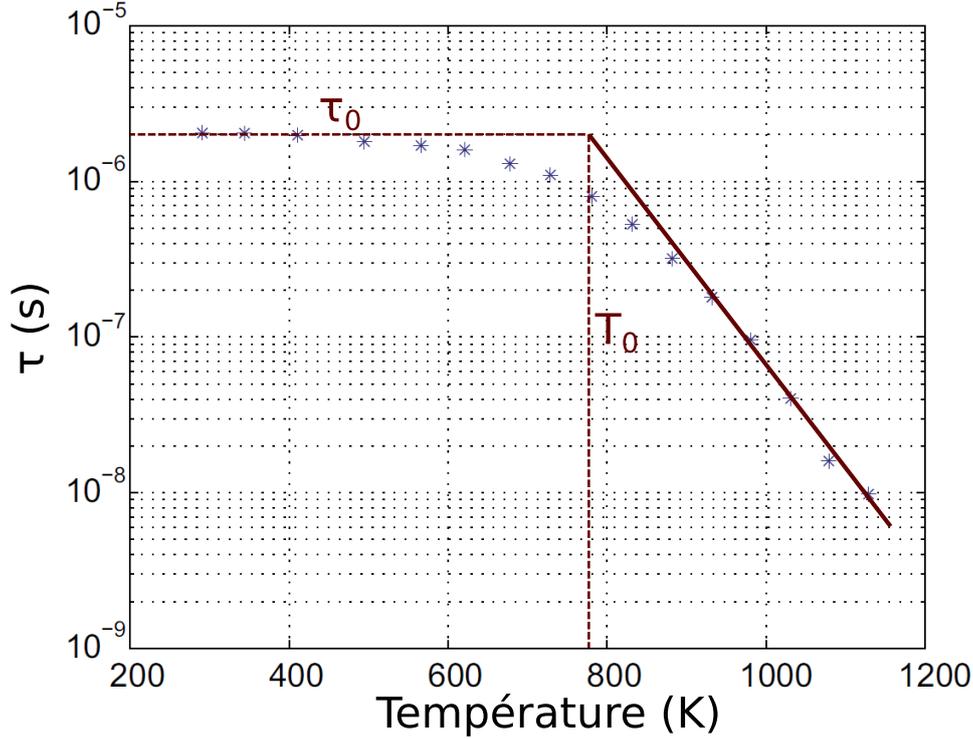


FIGURE 1.18 – Courbe de calibration pour BAM :Eu. Adapté de [Aldén.2011].

approximativement exponentielle, donc une droite dans le diagramme semi-log :

$$\log \tau = \log \tau_0 - SR(T - T_0)$$

où apparaît la *sensibilité relative* définie par

$$SR = \frac{\partial \log \tau}{\partial T} \quad (1.14)$$

qui est approximativement une constante pour les températures supérieures à la température de quenching.

Pour un phosphore donné, la technique de thermométrie ne peut être utilisée que pour des températures supérieures au quenching, car la sensibilité est nulle en-dessous. Pour de grandes températures, la technique est également limitée :

- pour des durées de vie très basses (de l'ordre de 10 ns ou moins), les limites techniques de l'instrumentation sont atteintes : bande passante du photomultiplicateur, durée biaisée par la durée du pulse laser (10 à 100 ns pour un Nd:YAG selon la technologie) ;
- l'intensité du signal décroît en même temps que sa durée de vie, ce qui rend sa mesure de plus en plus difficile.

Par conséquent, chaque phosphore est caractérisé par une *gamme de température* sur laquelle il est utilisable.

#### 1.5.4.4 Utilisation pour la thermométrie rapide

Une mesure par thermométrie phosphore dure le temps de la décroissance du signal, soit environ  $5\tau$  ; ce temps d'intégration dépend donc du phosphore et de la température, et c'est lui qui donne la bande passante de la mesure. Pour tous les phosphores couramment utilisés pour la thermométrie, le temps d'intégration est inférieur à la milliseconde, et la plupart du temps inférieur à 0.1 ms. Les temps d'intégration de la méthode phosphore sont donc acceptables pour l'application visée (cf. §1.3.2.2.4). Par ailleurs, des études théoriques [Atakan.2013] et expérimentales [Knappe.2011 ; Knappe.2013] indiquent que pour des épaisseurs de dépôt suffisamment fines (inférieures à 15  $\mu m$ ), l'impact sur la thermique du lieu de dépôt est faible.

La méthode semble donc adaptée à des mesures de transferts thermiques transitoires. De nombreuses études ont utilisé la thermométrie phosphore pour obtenir des températures de surface en environnement de combustion avec un faible temps d'intégration, mais cependant sans en déduire un flux thermique instantané [Feist.2011 ; Yañez Gonzalez.2015 ; Nada.2016 ; Ding.2017 ; Binder.2018].

Plusieurs études ont mesuré l'évolution de la température au cours du cycle par moyenne d'ensemble sur plusieurs cycles, par exemple [Husberg.2005 ; Särner.2005 ; Kashdan.2011 ; Knappe.2011 ; Luo.2015 ; Fukui.2016]. [Binder.2017] calcule un profil de flux thermique moyen à partir des données de température.

Une limitation majeure de la littérature existante est l'utilisation d'une moyenne d'ensemble. Comme ces mesures utilisent des lasers avec des fréquences de tir de l'ordre de la fréquence du cycle moteur (quelques dizaines de  $Hz$ ), un seul point de mesure est acquis par cycle, donc les mesures en différents instants du cycle moteur sont faites sur des cycles différents, d'où la moyenne d'ensemble. Or, celle-ci lisse les résultats : la montée en température sur les profils obtenus est lente (plusieurs  $ms$ ) et entachée d'un fort écart-type [Knappe.2011], car les profils réels de montée en température sur un cycle unique (mis en évidence par les méthodes thermocouple) sont des montées rapides ( $< 0.5 ms$ ) mais avec déphasage temporel d'une répétition à l'autre.

Pour lever cette limitation, il est nécessaire d'opérer une mesure du profil thermique sur un cycle unique, sans avoir besoin d'opérer une moyenne d'ensemble des résultats. Cela nécessite de répéter la mesure suffisamment de fois dans un même cycle moteur (pour l'étude présente, avec un taux de répétition d'au moins  $7.2 kHz$ ). Cela est possible par l'utilisation d'un laser rapide ; de tels lasers sont couramment utilisés pour les mesures en phase gaz [Abram.2018], et une preuve de concept pour la mesure de température de surface est donnée par [Aizawa.2009]. La thermométrie phosphore est donc a priori retenue comme technique candidate pour cette étude.

### 1.5.5 Autres méthodes rejetées

Mentionnons dans un souci d'exhaustivité deux autres techniques de mesure de température rejetées pour cette étude :

- La thermométrie par caméra infrarouge : le spectre du rayonnement infrarouge émis par un corps solide indique sa température. [Infrared Analyzers.2019] Quoique la technique puisse théoriquement atteindre les fréquences d'acquisition demandées, elle est hautement susceptible aux interférences optiques des suies, notamment en moteur Diesel ; par ailleurs, sa précision est relativement mauvaise pour des fréquences d'acquisitions élevées (plusieurs degrés pour un temps d'intégration de l'ordre de la milliseconde).
- La fibre de Bragg périodique : la déformation d'une fibre optique est mesurée avec précision par interférométrie. On peut alors mesurer les effets de dilatation thermique et en déduire la température. [FBGS.2019] La technique est cependant sensible aux interférences mécaniques (pression notamment), et n'est pas disponible commercialement pour des fréquences d'acquisition dépassant quelques hertz.

## Conclusion

La réduction des pertes thermiques est une piste primordiale pour l'amélioration de l'efficacité énergétique des moteurs automobiles, car les pertes thermiques à la paroi représentent la majeure partie des pertes d'énergie récupérables. Ces pertes surviennent pendant une petite fraction du cycle moteur, près du point mort haut, pendant l'événement de combustion.

Les mesures existantes ne permettent pas de comparer utilement les valeurs de pertes thermiques entre différents modes de combustion, car les différents modes de combustion sont généralement opérés avec des points de fonctionnement radicalement différents, ce qui impacte les pertes thermiques. Pour découpler l'effet de la phénoménologie du mode de combustion de l'effet du point de fonctionnement (paramètres géométriques et thermodynamiques notamment), il est souhaitable de recréer plusieurs modes de combustion avec un point de fonctionnement similaire. Cela est plus facilement envisageable sur un moyen de combustion dédié (machine à compression rapide, en l'occurrence) que sur un moteur.

La caractérisation fine des pertes thermiques nécessite une mesure de flux thermique avec une résolution meilleure que la milliseconde. Or, une grande partie des études de la littérature présente une résolution moins bonne, compte tenu des effets de post-traitement, et le signal de flux obtenu est donc lissé. L'un des objectifs de l'étude présente est de s'assurer que la méthode de mesure utilisée soit suffisamment résolue temporellement.

Au vu de l'état de l'art, plusieurs méthodes de mesure sont envisageables pour mesurer le transfert thermique pariétal transitoire avec la résolution adéquate. Il s'agit des thermocouples à jonction fine (méthode établie, disponible commercialement), des thermorésistances fines (méthode plus récente, non disponible commercialement) et de la thermométrie phosphore rapide (méthode exploratoire, non encore développée). Il est donc nécessaire de tester ces différentes solutions pour choisir la plus adaptée.

## Chapitre 2

# Matériel et méthodes expérimentales

Ce chapitre décrit les moyens expérimentaux et numériques employés. Il présente tout d'abord les environnements de combustion puis les capteurs utilisés. On y décrit également une pré-étude de choix des points de fonctionnement sur la MCR dans le but de rapprocher les conditions expérimentales d'allumage commandé, de Diesel et de HCCI.

### 2.1 Environnements de combustion

Deux environnements de combustion ont été utilisés pour cette étude : une cellule à précombustion à IFPEN et une machine à compression rapide à PPrime. Dans les deux cas, ces environnements simulent un unique cycle de combustion (et non des cycles rapidement répétés comme dans un moteur automobile), dans des conditions représentatives d'essais moteur.

On souhaite simuler les trois modes de combustion décrits en §1.2. Les trois modes de combustion sont réalisables dans la MCR, mais seulement deux dans la cellule à précombustion (allumage commandé et diesel). D'un autre côté, la cellule à précombustion est plus adaptée pour simuler des conditions de combustion Diesel, et permet également d'opérer un plus grand nombre de répétitions de chaque point de fonctionnement. Ces deux moyens expérimentaux complémentaires sont présentés ici.

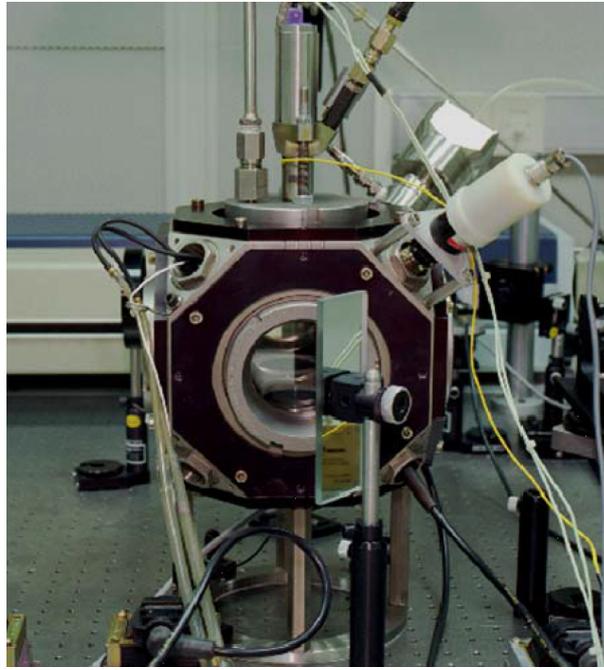
#### 2.1.1 Cellule à précombustion

Une cellule à précombustion est une chambre de combustion à volume constant dont l'usage principal est de répliquer les conditions thermodynamiques d'une combustion Diesel. [Pickett.2010] La cellule à précombustion utilisée ici est présentée en figure 2.1.

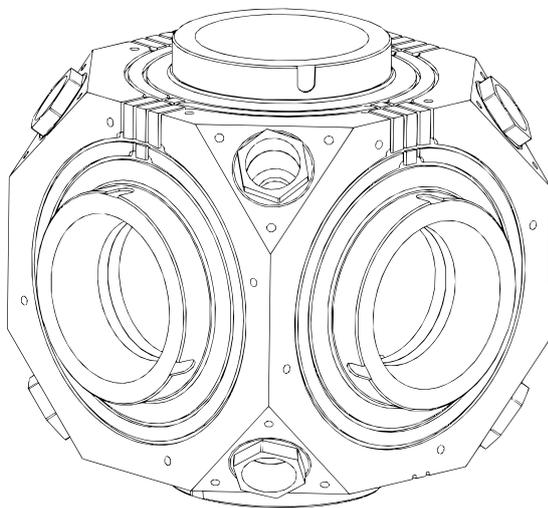
##### 2.1.1.1 Principe de fonctionnement

Quantité	Condition cible
Densité ( $\rho$ )	22.8 kg/m <sup>3</sup>
Température gaz ( $T_{gaz}$ ) à l'injection	900 K
Pression gaz ( $P_{gaz}$ ) à l'injection	environ 60 bar
Composition chimique molaire avant la précombustion	22.6% O <sub>2</sub> + 73.8% N <sub>2</sub> + 3.1% C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> +0.5% H <sub>2</sub>
Masse molaire des gaz avant la précombustion	$M_{start} = 29.25$ g/mol
Composition chimique molaire à l'injection	15% O <sub>2</sub> + 75.2% N <sub>2</sub> + 6.2% CO <sub>2</sub> +3.6% H <sub>2</sub> O
Masse molaire des gaz à l'injection	$M_{end} = 28.71$ g/mol
Carburant	n-dodécane
Température du nez d'injecteur	363 K
Durée d'injection	1.5 ms
Masse injectée	3.5 – 3.7 mg

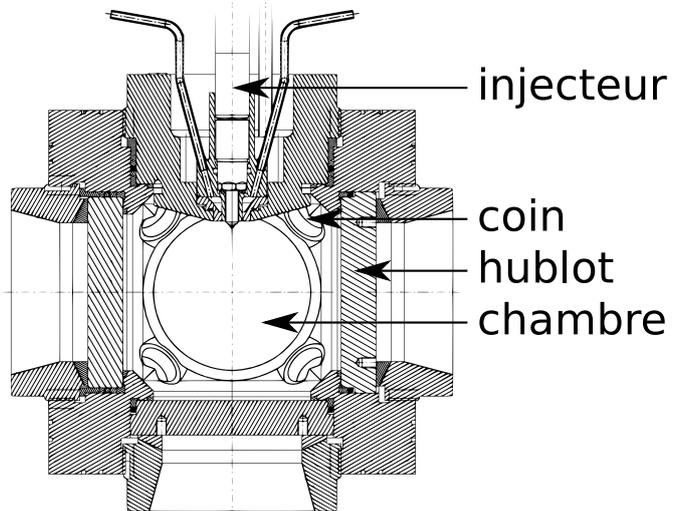
TABLE 2.1 – Conditions dans la cellule à précombustion pour l'injection ECN spray A.



(a) Photographie du montage expérimental.



(b) Vue 3D (plan).



(c) Vue en coupe (plan).

FIGURE 2.1 – Cellule à précombustion.

La température de la chambre est régulée à  $200^{\circ}\text{C}$ . Un mélange oxygène-azote-carburant est enflammé à l'aide d'une décharge électrique produite par des systèmes conventionnels d'allumage automobile (bougies) disposés dans les coins de la chambre. Cette combustion, de type flamme de propagation et appelée ici 'précombustion', entraîne une augmentation de la température et de la pression dans la chambre. Le carburant est un mélange acétylène-hydrogène en proportions (molaires) 6/1 ; il a été choisi pour sa vitesse de flamme élevée permettant une montée rapide en pression et en température.

Après la précombustion, le transfert thermique aux parois diminue lentement la température des gaz (et la pression). Une courbe de pression typique est donnée en figure 2.2 : la montée en pression (pendant la précombustion) prend moins de  $100\text{ ms}$ , mais la redescente s'effectue sur des échelles de l'ordre de la seconde. Ce phénomène est très reproductible, et la pression à un instant donné après le pic de pression peut être prédite avec une précision  $< 1\text{ bar}$  ; une synchronisation adéquate de l'injection Diesel pendant la décroissance de pression fixe alors les conditions thermodynamiques dans l'enceinte lors de l'injection. Les conditions de pression, température et densité visées sont représentatives des moteurs Diesel existants et permettent de reproduire de façon réaliste l'évaporation et l'inflammation du jet de carburant.

L'intérieur de la cellule à précombustion est agité par un ventilateur (placé dans un coin de la cellule à précombustion) avant et pendant la précombustion ; d'une part il homogénéise les gaz, et d'autre part il augmente la turbulence dans les gaz. Cette turbulence augmente la vitesse de flamme de précombustion, donc accélère la montée en température et en pression ; elle augmente également les transferts thermiques aux parois lors du refroidissement. La courbe de pression est donc sensible à cette agitation, et notamment à la vitesse du ventilateur. [Pickett.2010]

Les cycles de combustion étant automatisés sur la cellule à précombustion, le remplissage est extrêmement reproductible et il est facile de procéder à de nombreuses répétitions de chaque essai (environ un essai toutes les  $5\text{ min}$ ). La cellule à précombustion est habituellement utilisée pour étudier l'injection Diesel pendant le refroidissement des gaz. Cependant, dans l'étude présente, la phase de précombustion elle-même présente un intérêt : il s'agit d'une propagation de flamme prémélangée représentative du mode de combustion des moteurs à allumage commandé. Chaque essai expérimental sur un point Diesel a donc permis d'obtenir des données d'allumage commandé sur la phase de précombustion.

Il est également possible de modifier les conditions de remplissage des gaz pour étudier spécifiquement l'allumage commandé (sans procéder à une injection Diesel ultérieure). En raison de l'absence de compression, il n'est pas possible d'atteindre (avant la flamme de propagation) des températures très élevées : la température de régulation est de  $475\text{ K}$ , alors que les températures de gaz typiques au PMH sont généralement supérieures à  $750\text{ K}$ . Le carburant utilisé (mélange hydrogène-acétylène) n'est également pas proche des carburants moteur d'un point de vue chimique. Cependant, pour les points de fonctionnement utilisés (référence à richesse  $\phi = 0.6$ , densité  $\rho = 10\text{ kg/m}^3$ ), la vitesse de flamme de ce carburant aux températures de la cellule à précombustion est proche des vitesses de flamme moteur (plusieurs centaines de  $\text{mm/s}$  [DAdamo.2017]), et les densités de gaz frais sont proches de la densité au PMH d'un moteur. On peut donc supposer que les phénomènes observés seront proches de ceux d'un moteur.

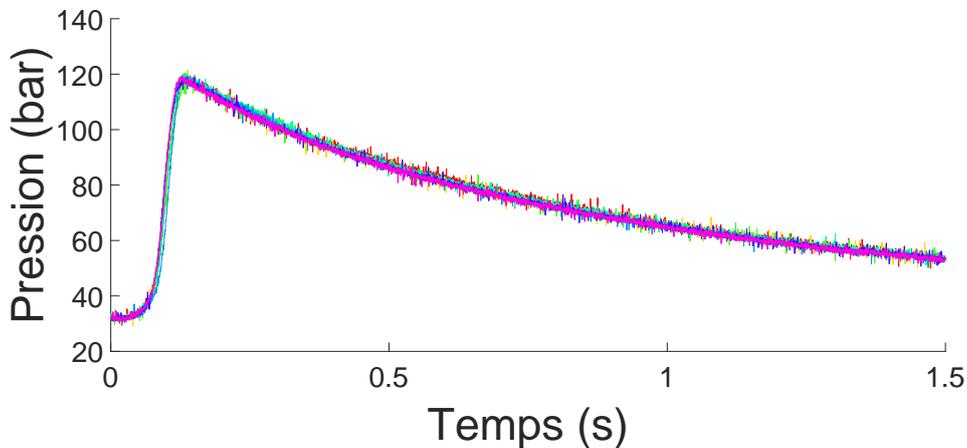


FIGURE 2.2 – Montée de la pression pendant la précombustion puis décroissance par pertes thermiques pour la précombustion ECN (7 répétitions).

Pour le cas d'une combustion Diesel (jet), le point de référence est la condition spray A réactif de l'Engine Combustion Network (ECN) [Pickett.2010]. Ses caractéristiques principales sont données en table 2.1, et très proches de la réalité d'un moteur automobile. Comme la masse de carburant injectée est très faible par rapport à la masse de gaz enfermée dans la cellule à précombustion (volume 1.4 L, densité 22.8 kg/m<sup>3</sup>), l'injection du jet Diesel n'a qu'un impact faible sur les conditions thermodynamiques moyennes dans la cellule à précombustion (en particulier, elle n'est pas visible sur les mesures de pression). Toutes les données d'allumage en phase de précombustion sont prises avec ces paramètres, notamment une richesse faible du mélange hydrogène/acétylène/azote/oxygène ( $\phi = 0.36$ ).

### 2.1.1.2 Instrumentation

Un capteur de pression rapide piézoélectrique (Kistler) placé dans un coin de la cellule à précombustion mesure la pression instantanée des gaz  $P(t)$ . De cette mesure, connaissant la composition chimique des gaz frais et celle des gaz après précombustion (la réaction étant supposée complète), on peut déduire la température moyenne des gaz dans la cellule à précombustion  $T_{gas}(t)$  grâce à la loi des gaz parfaits : pour  $t$  après la fin de la précombustion,

$$\rho = \frac{P_{start}M_{start}}{T_{start}R} = \frac{P(t)M_{end}}{T_{gas}(t)R} \rightarrow T_{gas}(t) = T_{start} \frac{P(t)}{P_{start}} \frac{M_{end}}{M_{start}}$$

où  $M_{end}/M_{start} = 1.019$  pour la précombustion ECN.

Pendant la précombustion, cette formule n'est pas utilisable car la densité et la température diffèrent fortement entre les gaz frais et les gaz brûlés.<sup>1</sup> En revanche, après celle-ci, [Pickett.2010] montre que les différences entre température moyenne (calculée par cette formule) et température au centre de la cellule à précombustion (mesurée par thermocouple) varient avec le temps mais restent inférieures à 4% aux moments des injections effectuées dans l'étude présente; les inhomogénéités de température sont considérées comme négligeables après la précombustion, et on prendra la température locale des gaz près du capteur comme égale à la température moyenne des gaz.

Les six faces de la cellule à précombustion sont fermées par des hublots permettant divers accès, notamment l'insertion de l'injecteur. Ces hublots peuvent être métalliques (en acier inox) et modifiables pour insérer diverses pièces, ou optiques (en saphir, transparent) pour permettre un accès optique.

## 2.1.2 Machine à compression rapide (MCR)

### 2.1.2.1 Principe de fonctionnement

La figure 2.3 présente le principe de fonctionnement de la machine à compression rapide (MCR). Elle permet de simuler une phase de compression de moteur quatre temps. Un piston comprime un petit volume étanche, qui se retrouve porté à de hautes températures et pressions similaires à celles d'un moteur automobile. Les caractéristiques principales de la MCR utilisées dans cette étude sont données en table 2.2; de plus amples détails sur l'utilisation et le montage de la MCR sont donnés dans [Strozzi.2008].

Course	420 mm
Piston	Carré, 50 × 50 mm
Hauteur de chambre	35 mm (ici)
RVC	13 (ici)
Durée de la compression	environ 30 ms
Régime moteur équivalent	environ 800 rpm

TABLE 2.2 – Caractéristiques géométriques de la machine à compression pour cette étude.

Le remplissage initial de la chambre et du cylindre est opéré par l'utilisateur à partir de bouteilles de gaz qui proviennent d'une station de mélanges gazeux; la pression de remplissage peut atteindre jusqu'à 2 bar. La température de la chambre (donc également des gaz avant compression) peut également être régulée (entre la température ambiante et 100°C) par des résistances chauffantes et des thermocouples disposés le long du cylindre et de la culasse.

1. Un modèle deux zones pour déterminer les valeurs thermodynamiques moyennes dans les gaz frais est décrit ultérieurement en §2.3.1.3.

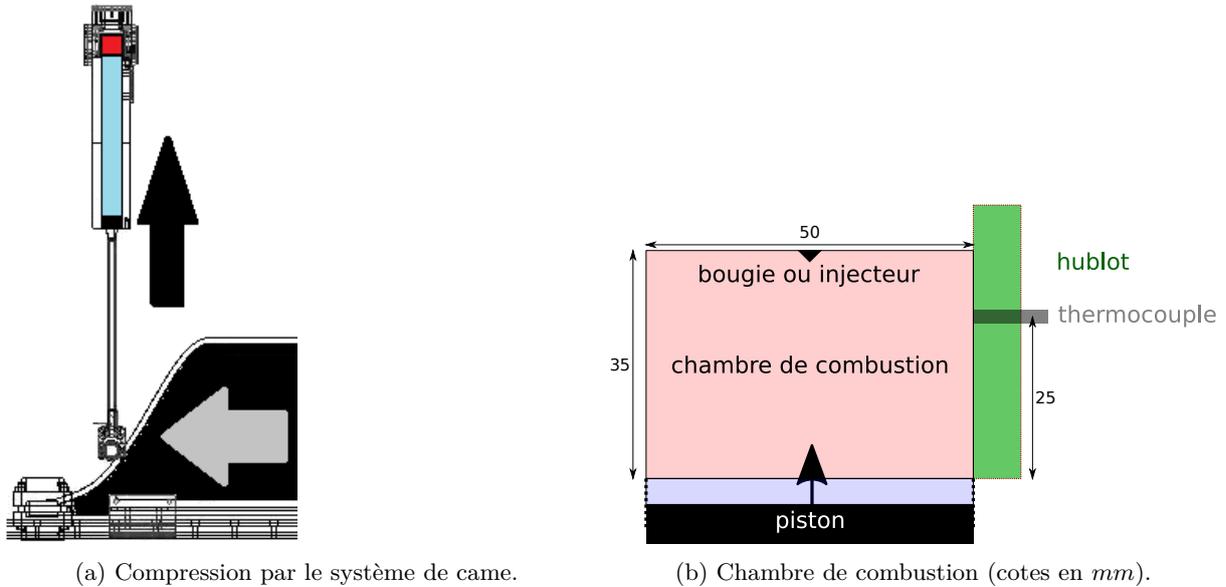


FIGURE 2.3 – Machine à compression rapide (MCR). Bleu : cylindre, rouge : chambre de combustion (volume mort).

La compression est faite par un système de came : un vérin hydraulique catapulte une came métallique à grande vitesse ; ce mouvement horizontal est converti en mouvement vertical du piston par le contact entre la came et le galet (bas du piston). Un vérin de rappel assure que la came reste en contact avec le galet pendant la compression. Le profil de la came permet d'adapter le profil de la compression ; en l'occurrence, on utilise un profil similaire au mouvement bielle-manivelle d'un moteur. Le passage de la came devant un capteur optique permet également de synchroniser les appareils électroniques (oscilloscope et caméra notamment) : le temps est compté à partir du déclenchement du capteur optique, qui correspond au début de la compression.

La figure 2.4 présente un exemple de courbe de pression sur MCR pour un remplissage d'air (aucune combustion n'a lieu). La compression dure environ 30 ms.

Les modes de combustion moteur présentés en §1.2 (allumage commandé, flamme de diffusion Diesel et HCCI) peuvent alors être reproduits en MCR avec des points de fonctionnement proches, cf. §2.3.2. La compression permet de reproduire exactement les conditions thermodynamiques moteur (température, densité, pression) au PMH et des carburants réalistes peuvent être utilisés.

Pour la combustion de type allumage commandé, on remplit un mélange air-carburant qu'on allume ensuite par une décharge électrique entre les bornes d'une bougie.<sup>2</sup> Les carburants utilisés pour cette étude sont le méthane et le propane, qui présentent un indice d'octane élevé ( $RON(\text{CH}_4) = 120$ ,  $RON(\text{C}_3\text{H}_8) = 112$ ), pour limiter l'apparition du cliquetis.

Pour la combustion de type Diesel, seul l'air est comprimé, et on injecte le carburant peu après la fin de la compression. Les caractéristiques du système d'injection sont données en annexe en table A.7.

Pour la combustion de type HCCI, le mélange air-carburant est comprimé et le mélange s'auto-enflamme. Le carburant utilisé est le n-heptane  $\text{C}_7\text{H}_{16}$  dont le délai d'auto-inflammation est faible.

### 2.1.2.2 Instrumentation

La culasse permet également d'insérer :

- un capteur de pression rapide (piézoélectrique Kistler 6125CU20 relié à un amplificateur de charge Kistler 5018A),
- une bougie ou un injecteur de carburant haute pression selon le mode de combustion désiré (allumage commandé, Diesel), au centre de la face supérieure.

Le signal du capteur de pression est échantillonné à 100 kHz.

<sup>2</sup>. Les caractéristiques du système d'allumage n'ont pas d'intérêt particulier car on se place toujours dans un régime favorable à l'allumage.

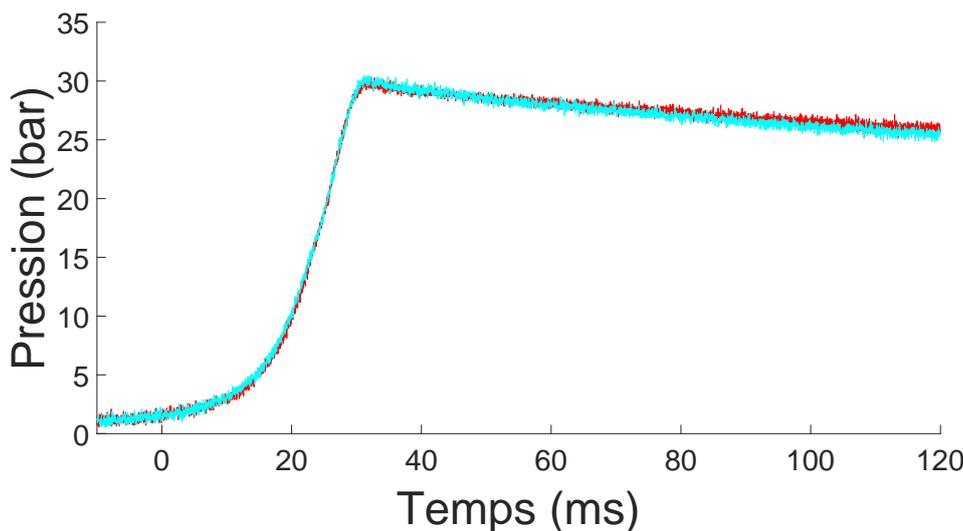


FIGURE 2.4 – Courbe de pression MCR pour une compression d'air.

### 2.1.3 Imagerie de combustion

Aussi bien en cellule à précombustion qu'en MCR, des hublots transparents permettent de visualiser la combustion. Pour ce faire, un dispositif de strioscopie (photographie Schlieren) est utilisé.

Le principe de la mesure est exposé en figure 2.5a pour la cellule à précombustion. Un faisceau lumineux parallèle (focalisé à l'infini) traverse la chambre de combustion. Il est ensuite focalisé au centre d'un iris avant le dispositif d'imagerie (caméra...). Si le faisceau n'est pas dévié lors de la traversée de la chambre, il traverse l'iris, et la portion correspondante de l'image apparaît en blanc. En revanche, si le faisceau est dévié par des gradients d'indice optique dans les gaz, il n'est plus focalisé à la même distance, et il est alors coupé par l'iris ; la portion correspondante de l'image apparaît donc en noir. L'image est enregistrée par une caméra rapide Photron dont le temps de pose est inférieur à  $5 \mu s$  et la résolution d'au moins  $600 \times 400$  pixels dans la zone d'intérêt (les réglages exacts varient).

Cette technique permet de détecter des différences d'indice optique dans les fluides transparents ; les gradients d'indice optique sont dus à des gradients de densité donc de température ou d'espèces chimiques, la pression étant homogène dans la chambre. On l'utilisera principalement pour repérer les fronts de flammes de propagation, qui s'accompagnent d'une forte discontinuité de température et de densité ; un exemple est présenté en figure 2.5b. Le lecteur intéressé par une description plus complète ou une utilisation quantitative (mesure de densité) est invité à se référer à la littérature [Meier.2002 ; Venkatakrishnan.2004 ; Goldhahn.2007].

Pour ce diagnostic, il existe quelques différences d'instrumentation mineures entre la cellule à précombustion et la MCR :

- En cellule à précombustion, on utilise un iris qui laisse passer les faisceaux non déviés (strioscopie *white-background*), tandis qu'en MCR, on utilise un "couteau" (lame transparente avec un dépôt opaque placé au centre) qui laisse passer les faisceaux déviés (strioscopie *dark-background*). Les images MCR sont donc en négatif par rapport aux images prises dans la cellule à précombustion.
- En cellule à précombustion, la source des rayons lumineux est une lampe LED blanche collimatée, tandis qu'en MCR, c'est un laser argon continu (dont le faisceau a été élargi).
- En cellule à précombustion, seule la partie centrale de la chambre de combustion est visible, alors qu'en MCR l'intégralité de la chambre est visible, en raison de la géométrie des accès optiques.

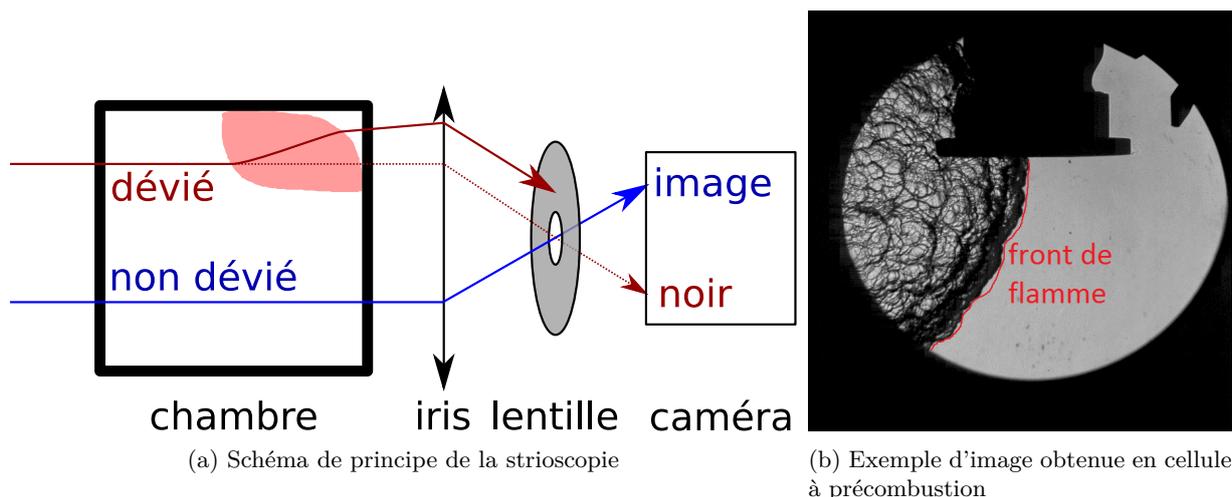


FIGURE 2.5 – Principe et exemple de strioscopie à fond blanc (*white-background*, utilisée sur cellule à précombustion).

## 2.2 Matériel et méthodologie des mesures thermiques

### 2.2.1 Capteurs câblés de mesure thermique

#### 2.2.1.1 Matériel et implémentation

Plusieurs modèles de capteurs issus de constructeurs différents ont été utilisés ; ils sont décrits en table 2.3. Pour chacun de ces capteurs, la sortie de la chaîne d'acquisition (capteur + amplificateur) est branchée sur un oscilloscope (Teledyne Lecroy WR610Zi ou Tektronix TDS5104B).

Nom	Fournisseur	Modèle	Type	$\varnothing$ (mm)
Nanmac	Nanmac	E12-3-E-C=8	TC E	3.2
RWTH	RWTH Aachen	TFT, modèle KL	TC E	1.9
Medtherm	Medtherm Corp.	TCS-244-KU(KU-.156)-72-11340	TC K	6.4
Meiji	Université de Meiji	MEMS	Thermorésistance	6.4

TABLE 2.3 – Capteurs de mesure thermique ponctuelle câblés utilisés dans cette étude.

##### 2.2.1.1.1 Thermocouples

Les trois capteurs thermocouples (Nanmac, RWTH, Medtherm) sont disponibles commercialement. Ils sont branchés sur une carte électronique fabriquée en interne, consistant en un filtre passe-bas de fréquence de coupure  $10\text{ kHz}$ , un amplificateur (Analog Device AD8495) de gain  $125^3$  de bande passante  $0 - 25\text{ kHz}$ , et une compensation de soudure froide<sup>4</sup>. Le voltage de sortie est alors une fonction de la température qui est connue à partir des caractéristiques de l'amplificateur et des tables de calibration thermocouple [Burns.1993].

Tous ces capteurs sont des thermocouples à jonction fine (cf. figure 1.13b). Pour le thermocouple Medtherm, cette jonction (chromel) est déposée à la fabrication. Pour les thermocouples Nanmac et RWTH, la jonction est érodable : elle est créée par polissage de la surface au papier de verre (car on dépose alors de la matière conductrice par-dessus l'isolation des câbles).

3. Correspondant à une sensibilité en sortie d'amplificateur de  $5\text{ mV/K}$  pour un thermocouple K.

4. Une thermorésistance mesure la température absolue au niveau du branchement du câble thermocouple, et compense le signal de sortie pour ramener la température apparente de jonction froide à  $0^\circ\text{C}$ . Cette compensation est faite pour un thermocouple type K ; pour les thermocouples type E, elle n'est pas exacte, mais peut être corrigée numériquement connaissant la température de régulation du moyen expérimental et les tables de calibration des différents types de thermocouple.

### 2.2.1.1.2 Thermorésistance Meiji

Ce capteur a été utilisé en collaboration avec l'équipe du professeur Nakabeppu du laboratoire d'ingénierie microthermique de l'Université de Meiji (Japon), qui fabrique ce type de capteurs. Il nécessite l'utilisation d'une carte électronique dédiée, consistant en un pont de Wheatstone, une amplification réglable et un filtre passe-bas, qui mesure la résistance du capteur pour en déduire ultérieurement la température.

Le fonctionnement détaillé du capteur ainsi que ses caractéristiques sont décrites dans [Dejima.2017]. La fréquence d'acquisition est limitée à  $10\text{ kHz}$  par la bande passante de la carte électronique. La précision en température du capteur est limitée par le bruit électronique ; celui-ci varie selon le calibre choisi donc l'amplitude des variations de température mesurées. Pour des variations de température inférieures à  $60\text{ K}$  (ce qui est le cas pour les essais présentés ici), l'imprécision sur la mesure de flux est inférieure à  $0.1\text{ MW/m}^2$ . Le temps de réponse global de la chaîne d'acquisition n'a pas été testé.

### 2.2.1.1.3 Implantation

L'insert qui permet l'implantation des capteurs est présenté figures 2.6 (pour la cellule à précombustion) et 2.8 (pour la MCR).

En cellule à précombustion (figure 2.6), un hublot est percé de manière à permettre l'insertion d'un insert de diamètre  $25\text{ mm}$ , dont la distance à la face opposée est réglable ; pour chaque thermocouple, un insert spécifique (adapté à la forme du thermocouple) est fabriqué. L'étanchéité entre l'insert et le hublot est assurée par des joints toriques Viton, l'étanchéité entre le corps du capteur et l'insert est garantie par un moyen spécifique à la géométrie du capteur :

- Pour les capteurs Medtherm et Meiji, un joint métal entre le corps du capteur et l'insert assure l'étanchéité du système (la face arrière du capteur est donc à pression atmosphérique et ne voit pas la flamme).
- Pour le capteur Nanmac, un système de presse-étoupe (garniture écrasée par un écrou) assure à la fois la tenue mécanique et l'étanchéité, le pas de vis de l'écrou étant rempli de Teflon ;
- Pour le capteur RWTH, le pas de vis de la tête du capteur est rempli de Teflon.

La position du capteur peut être modifiée par translation de l'ensemble de l'insert dans la direction de son axe. Celle-ci est alors donnée par les positions relatives du capteur et de l'élément déclencheur de la combustion (bougie ou injecteur selon le cas), comme indiqué en figure 2.7 :

- Position "F" : le capteur est en face et on indique alors la distance du capteur à l'élément déclencheur,
- Position "P" : le capteur perpendiculaire, et on mesure sa distance à l'axe de l'élément déclencheur.

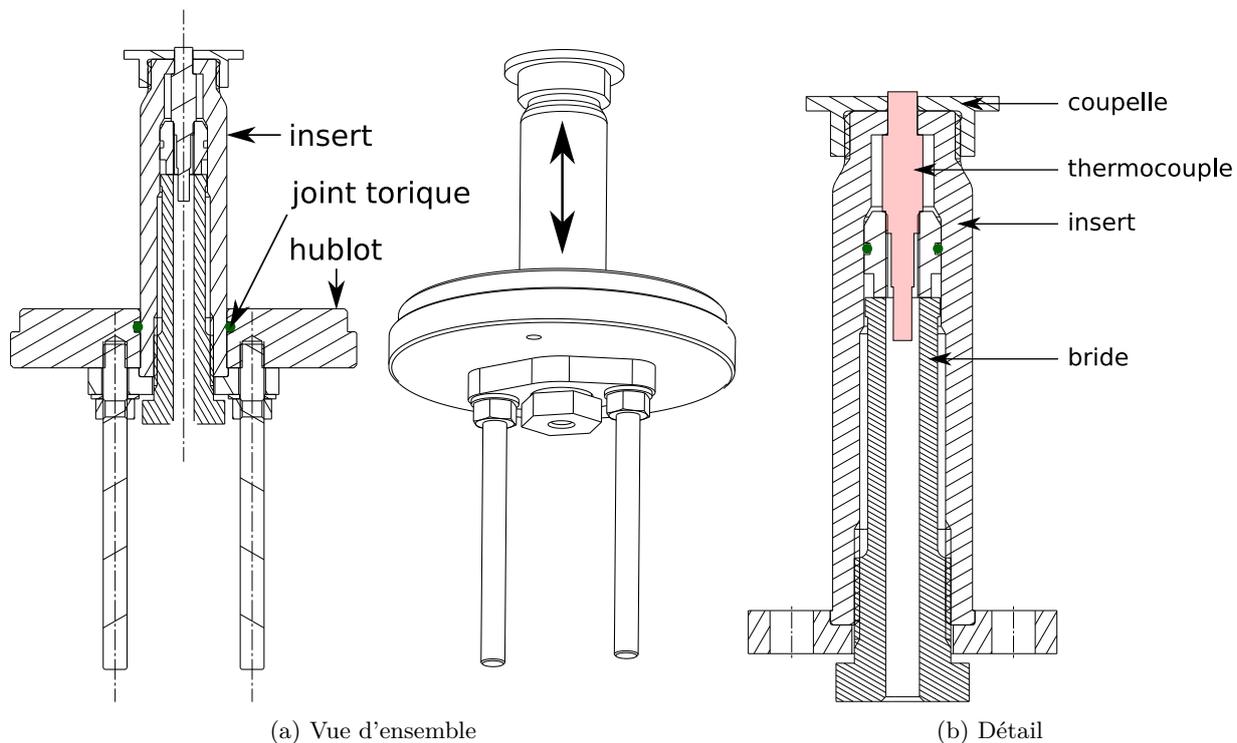


FIGURE 2.6 – Plans d'insertion du thermocouple Medtherm dans la cellule à précombustion. Bas : face feu, haut : sortie des câbles.

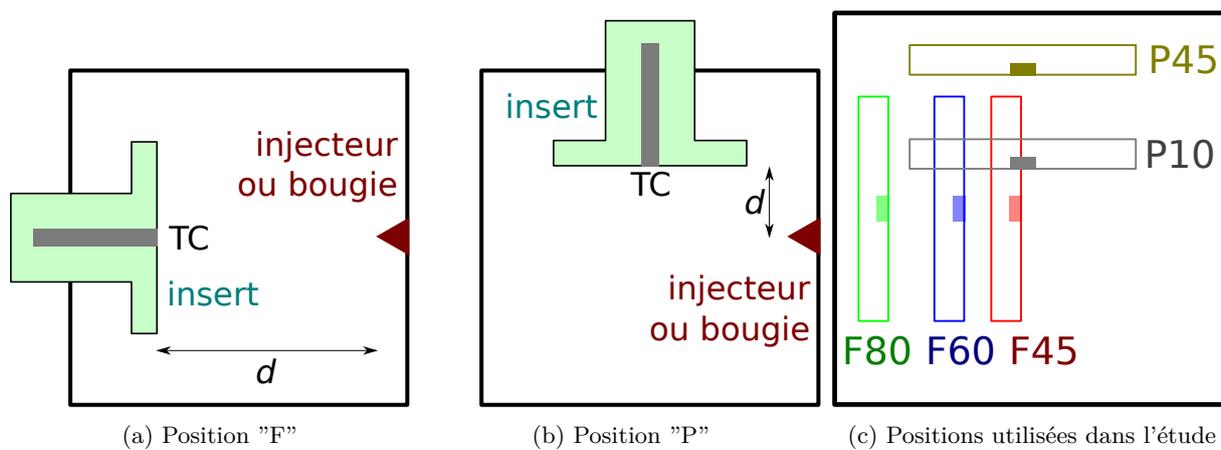


FIGURE 2.7 – Positionnement de l'insert dans la cellule à précombustion.

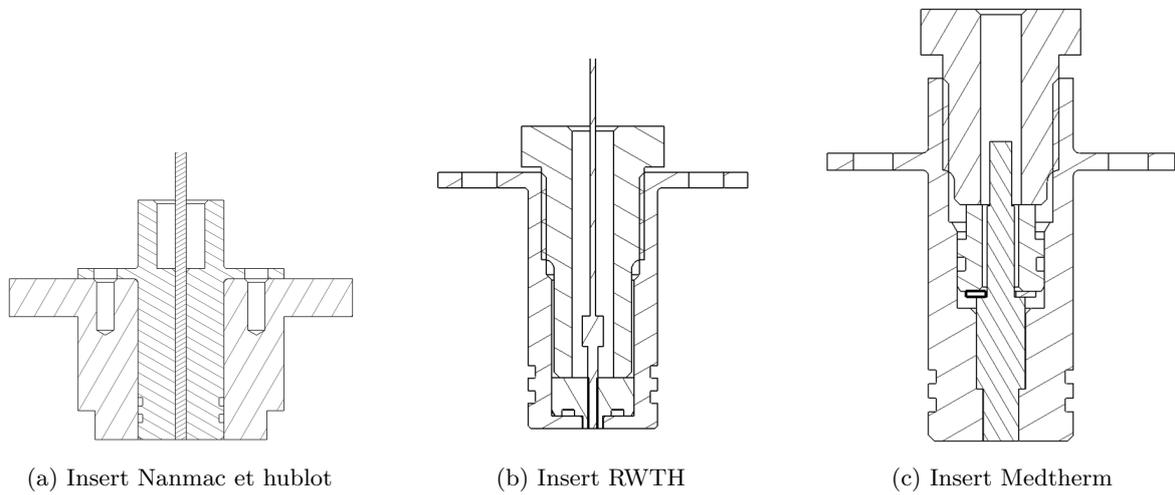


FIGURE 2.8 – Plans d'insertion des thermocouples sur MCR.

### 2.2.1.2 Métrologie : évaluation des temps de réponse thermocouple

Les temps de réponse affichés par les constructeurs des différents thermocouples conduisent à chaque fois à des fréquences d'acquisition maximales de l'ordre de  $100\text{ kHz}$ .

Compte-tenu de l'importance de la réponse temporelle pour l'application de la méthodologie de calcul de flux (cf. §1.3.2.2.4), le temps de réponse de la chaîne complète d'acquisition (thermocouple, électronique d'acquisition, post-traitement convertissant la température en flux) a été caractérisé selon la méthode qui suit.

#### 2.2.1.2.1 Protocole

Vu les temps de réponse rapides à caractériser, la source de chaleur appliquée au capteur doit varier sur des temps plus courts que  $0.1\text{ ms}$ . Le chauffage par laser utilisé notamment dans [Burgess.1990; Sotton.2003] pour caractériser le temps de réponse de thermocouple permet d'atteindre de tels temps et a été utilisé.

La figure 2.9 décrit le dispositif de caractérisation. Le rayon d'un laser continu (argon) peut être commandé par un modulateur acousto-optique (cellule de Bragg) qui sert ici d'obturateur; les temps d'ouverture et de fermeture de cet obturateur sont inférieurs à la microseconde, donc courts par rapport aux phénomènes thermiques étudiés, ce qui est vérifié par une photodiode qui mesure la puissance laser instantanée. Une lentille focalise le faisceau sur la jonction du thermocouple afin d'obtenir une fluence suffisante.

On impose un créneau de flux thermique (de durée  $8\text{ ms}$ ); la sortie thermocouple sert à calculer le flux thermique apparent (mesuré par thermocouple) par la procédure décrite en §1.4 (en utilisant une valeur d'effusivité typique du chromel  $\sqrt{k\rho C_p} = 8500\text{ W s}^{0.5}\text{ m}^{-2}\text{ K}^{-1}$ ).

#### 2.2.1.2.2 Résultats

La figure 2.10 présente les sorties typiques pour un tir laser pour un thermocouple Nanmac. Le temps est calé sur la commande d'ouverture de la cellule de Bragg. Le nuage de points de température (en bleu) n'est exploitable qu'après régularisation de Tikhonov (en noir) et permet de calculer une courbe de flux (en rouge). Sur cette courbe de flux, on définit un temps de montée comme le temps auquel le flux atteint 63% de sa valeur maximale.

La table 2.4 présente les statistiques de temps de montée pour 100 tirs laser pour chaque modèle de thermocouple; les résultats sont répétables entre plusieurs thermocouples du même modèle. Pour les trois thermocouples, les statistiques de temps de montée sont similaires (moyenne à  $0.8 - 0.9\text{ ms}$ , écart-type inférieur à  $0.02\text{ ms}$ ) et bien inférieures à la milliseconde. Les trois capteurs ont donc un temps de réponse acceptable pour les essais qui seront réalisés ici (cf. §1.3.2.2.4).

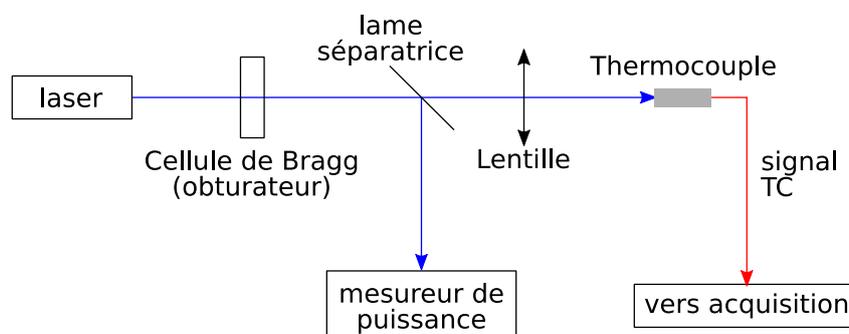


FIGURE 2.9 – Montage expérimental de caractérisation du temps de réponse thermocouple par chauffage laser.

### 2.2.1.2.3 Artefact du post-traitement monodimensionnel

Le flux thermique apparent présenté en figure 2.10 décroît pendant la durée du chauffage laser ; ce phénomène se répète pour les différents thermocouples et à chaque test. On peut supposer que le test effectué met en évidence un effet multi-dimensionnel de la conduction, non pris en compte dans le modèle appliqué ici (cf. §1.4). En effet, la dimension des échelles de conduction thermique est non négligeable par rapport à la taille du spot laser, car le laser a été focalisé sur la jonction thermocouple (pour obtenir des montées de température mesurables). La distribution spatiale d'énergie dans le faisceau laser est approximativement une gaussienne dont la taille (écart-type de l'intensité le long de l'axe) a été mesurée sur plusieurs essais par la méthode *knife-edge* (couteau mobile) décrite notamment dans [Araújo.2009] ; on obtient une valeur de  $0.4 \pm 0.1 \text{ mm}$ , l'incertitude étant principalement liée à l'imprécision de placement du couteau ou du thermocouple dans le plan focal.

Cet effet peut être vérifié par une simulation de conduction 3D (ANSYS). Un chauffage uniforme et constant de puissance connue est appliqué sur un disque de rayon variable à la surface d'un cylindre, simulant l'absorption du laser, le flux étant nul sur le reste des bords du domaine de simulation. La simulation est effectuée pour plusieurs rayons de zone chauffée en utilisant les propriétés thermiques du chromel.

La température au centre de la surface chauffée modélise la température de jonction du thermocouple. De cette température est déduit un flux par le modèle exposé en §1.4 que l'on compare alors au flux imposé connu.

La figure 2.11 présente les résultats de ces simulations pour un rayon de chauffage variable (le cas du chauffage laser réel correspond à  $r = 0.4 \text{ mm}$ ). Le flux recalculé décroît de façon similaire à l'expérience après être monté au-dessus de la valeur réelle (constante), ce qu'on attribue aux effets 3D. L'effet est d'autant plus marqué que la taille du faisceau est faible.

La figure 2.12 présente les isolignes de température pour trois cas à un même instant. Le flux étant perpendiculaire aux isolignes de température, la courbure de ces isolignes indique l'emplacement d'éventuels effets tridimensionnels. Les isolignes sont d'autant plus courbées près de l'axe central que le rayon de chauffage est faible.

La variation observée est donc compatible avec une perte par effets de diffusion 3D à partir d'un certain moment, d'autant plus tardif que le rayon de chauffage est élevé. Le modèle monodimensionnel est ici pris en défaut car le flux dans le solide n'est pas normal à la paroi. Cependant, cet effet est spécifique au test de chauffage laser : pour une flamme diffusive Diesel ou pour un impact frontal de flamme de propagation sur la paroi, le flux est homogène sur une distance plus grande que les échelles de diffusion pour la période de temps considérée, et pour un impact latéral de flamme de propagation, la propagation de flamme est plus rapide que les phénomènes de diffusion. Cet argument est détaillé en annexe B.

Par la suite, on fait donc l'hypothèse que le flux dans le solide est effectivement normal à la paroi pour les cas de combustion, et que les mesures de temps de réponse des capteurs présentées en table 2.4 sont valides. Les caractéristiques de réponse temporelle des capteurs utilisés sont alors appropriées à l'application visée.

Thermocouple	Temps de montée ( <i>ms</i> )
Nanmac	$0.075 \pm 0.020$
RWTH	$0.087 \pm 0.012$
Medtherm	$0.093 \pm 0.006$

TABLE 2.4 – Temps de réponse mesurés par chauffage impulsionnel laser : moyenne et écart-type sur 100 essais.

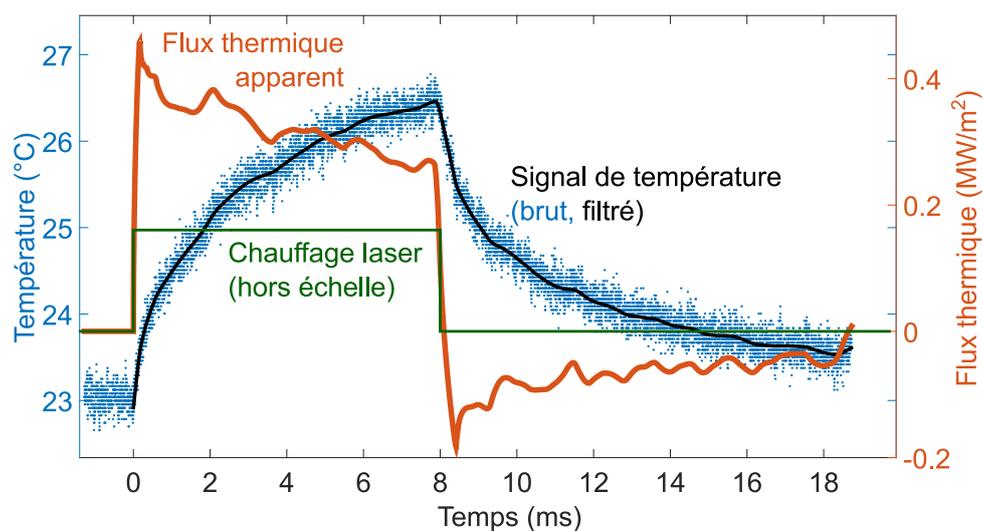


FIGURE 2.10 – Exemple de mesure obtenue pendant le chauffage laser impulsif : température et flux thermique calculé.

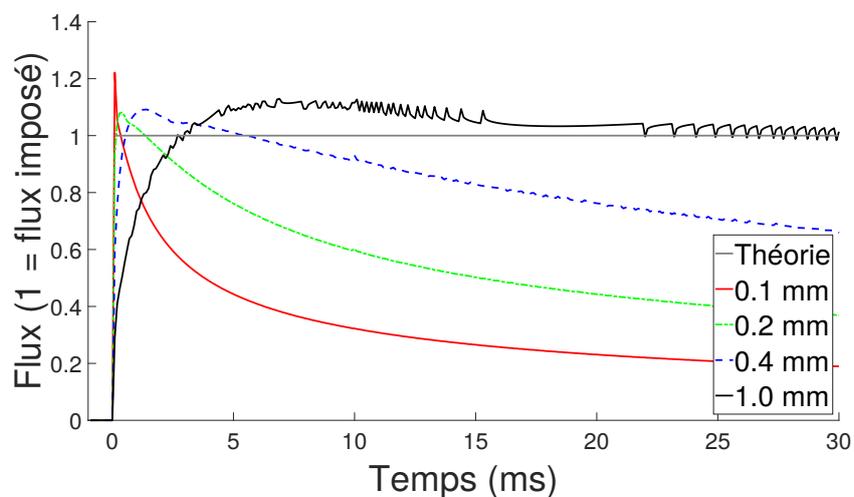


FIGURE 2.11 – Flux apparent, recalculé à partir de la température obtenue par simulation 3D de diffusion, pour différents rayons de chauffage.

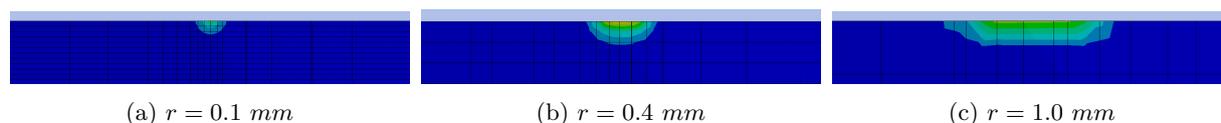


FIGURE 2.12 – Isolignes de température à  $t = 15 \text{ ms}$ . Les effets tridimensionnels sont d'autant plus marqués que le rayon de chauffage est petit.

### 2.2.1.3 Comparaison des différents capteurs

Dans l'idéal, il aurait été souhaitable de comparer tous les capteurs utilisés sur un même point de combustion. Cependant, certains capteurs n'étaient pas disponibles sur tous les dispositifs de combustion :

- dans le cas de la cellule à précombustion, le capteur RWTH a brièvement été utilisé, mais la température de régulation élevée endommageait le câble (bien que celui-ci soit situé hors de la chambre de combustion) ;
- dans le cas de la MCR, le capteur Meiji n'était pas disponible<sup>5</sup> ; quant au capteur Medtherm, la combustion a endommagé sa jonction (non réparable) après quelques tirs.

Une comparaison des capteurs disponibles compte tenu de ces contraintes a été effectuée sur chaque dispositif de combustion.

En cellule à précombustion, on répète plusieurs fois l'expérience d'un impact frontal de la flamme de précombustion sur le capteur (distance bougie capteur de 60 mm ; cf. conditions de précombustion table 2.1). La figure 2.13 présente les courbes de flux mesurées par trois différents capteurs (Medtherm, Meiji, Nanmac). En MCR, on compare les thermocouples RWTH et Nanmac pour le point de référence d'allumage commandé (propane-air  $\phi = 0.7$ ,  $P_i = 1.3 \text{ bar}$ ,  $T_i = 25^\circ\text{C}$ ), cf. figure 2.14.

Pour chaque essai, on recale temporellement les données de flux par rapport au premier pic de flux (résultant de l'interaction flamme-paroi). La moyenne (trait plein) et l'écart-type (ombre) de la trace de flux sur de nombreux essais est montrée pour chaque thermocouple.

On constate que dans tous les cas, la courbe présente un flux quasi-nul avant un premier pic correspondant à l'interaction flamme-paroi. Après ce pic, l'écart-type grandit considérablement ; les courbes de flux ne sont pas répétables en raison de l'aspect stochastique de la turbulence, qui impacte l'interaction entre la paroi et les gaz brûlés turbulents. L'analyse se concentre donc sur ce premier pic de flux lié à l'interaction flamme-paroi.

En cellule à précombustion, le pic de flux est significativement plus élevé pour Nanmac ( $1.4 \text{ MW}/\text{m}^2$ ), que pour les capteurs Medtherm et Meiji, dont le pic flux est similaire à environ  $0.9 \text{ MW}/\text{m}^2$ . Par ailleurs, le temps de montée du pic, approximativement similaire et de 1 ms pour Medtherm et Meiji, est de presque 2 ms pour Nanmac. En MCR, sur un point de combustion (différent de celui utilisé en cellule à précombustion), le flux mesuré par le capteur Nanmac est également plus élevé ( $7 \text{ MW}/\text{m}^2$ ) que pour le capteur RWTH ( $5 \text{ MW}/\text{m}^2$ ).

Le capteur Nanmac semble donc mesurer un flux plus élevé et qui monte plus tôt que les autres capteurs. Ce résultat semble être un artefact lié à l'implantation du capteur, où l'étanchéité est faite très en arrière de la tête de capteur, et où un jeu existe entre le corps du capteur et son insert (cf. plan en figure 2.8a). En effet, un montage préliminaire a révélé par strioscopie (figure 2.15) des effets aérodynamiques autour de l'emplacement d'insertion du thermocouple Nanmac, qui ne sont pas visibles pour d'autres thermocouples. Déposer de l'époxy pour combler l'intervalle entre le capteur et l'insert fait disparaître ces effets à la strioscopie ; cependant, les différences de flux observées en figures 2.14 et 2.13 conduisent à douter de la solution adoptée.

En revanche, les données du thermocouple Medtherm et de la thermorésistance Meiji en cellule à précombustion sont proches. Par ailleurs, l'effet aérodynamique observé pour le thermocouple Nanmac n'est pas visible à la strioscopie pour les autres capteurs. On supposera donc que les thermocouples Medtherm et RWTH sont fiables. Ce sont les données issues de ces thermocouples qui seront présentées ultérieurement.

5. Ce capteur a été utilisé dans le cadre d'une visite scientifique de Kazuhito Dejima (université de Meiji) à l'IFPEN.

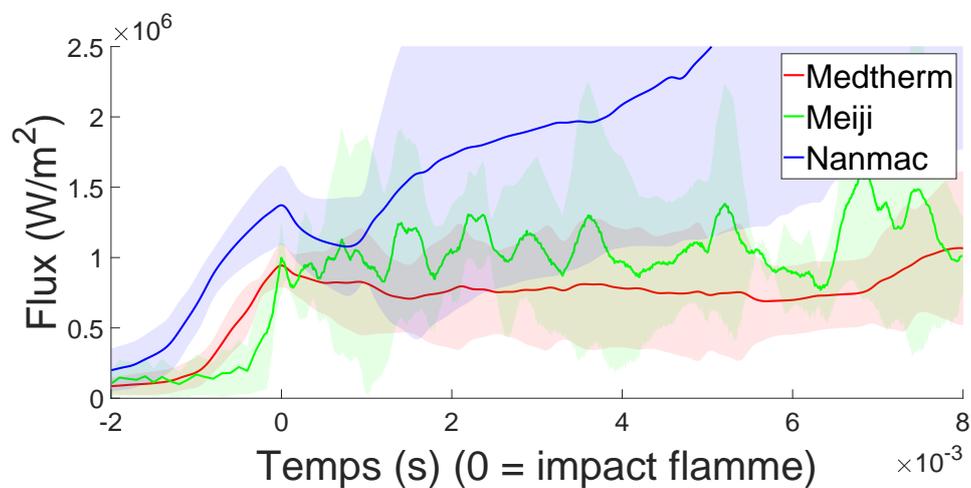


FIGURE 2.13 – Comparaison du flux mesuré sur cellule à précombustion (précombustion type ECN) pour différents capteurs en position F60.

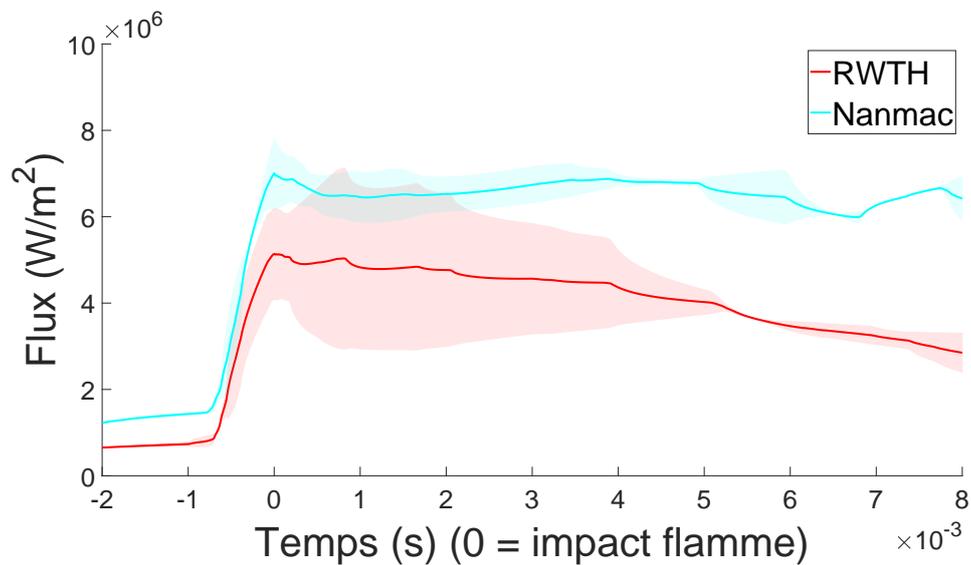
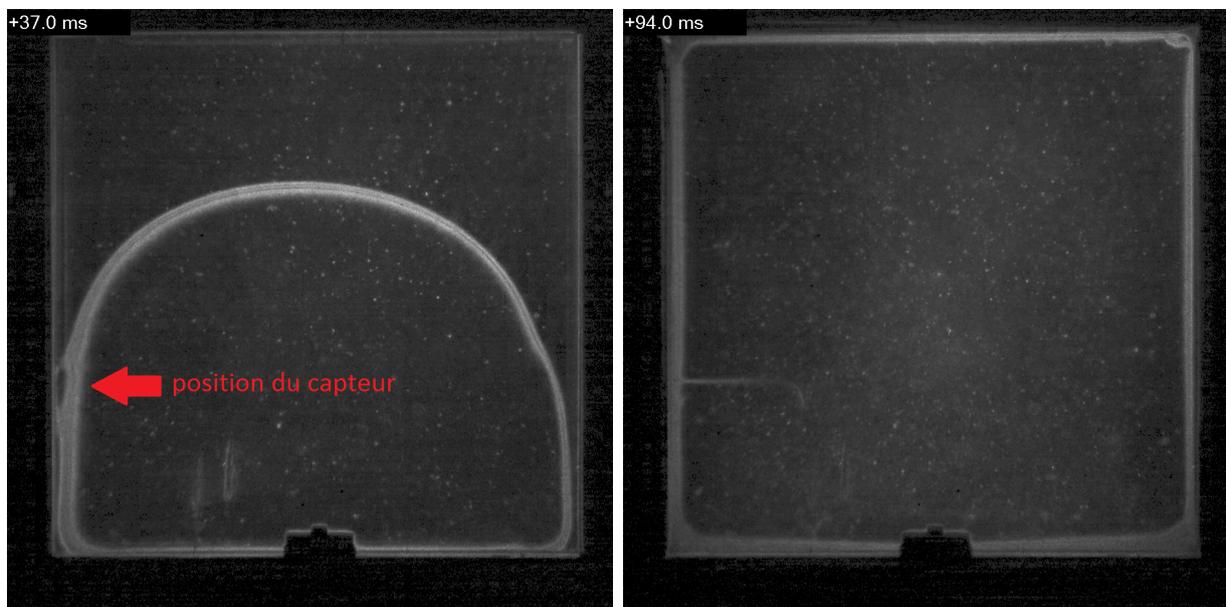


FIGURE 2.14 – Comparaison du flux mesuré sur MCR pour différents capteurs. AC propane  $\phi = 0.7$ ,  $P_i = 1.3 \text{ bar}$ ,  $T_i = 25^\circ\text{C}$ .



(a) Distortion du front de flamme près du thermocouple.

(b) Jet de gaz après combustion principale.

FIGURE 2.15 – Mise en évidence par strioscopie d'effets aérodynamiques près de l'insertion du thermocouple Nanmac sur MCR.

## 2.2.2 Phosphorescence induite par laser

### 2.2.2.1 Matériel et calibration

#### 2.2.2.1.1 Matériel

Le phosphore utilisé est le  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}$ .<sup>6</sup> Il présente trois raies d'émission qui dans leur ensemble couvrent une gamme de température étendue, allant de la température ambiante à environ  $400^\circ\text{C}$  [Al-dén.2011].

La poudre phosphore (Phosphor Technology, SKL63/F-R1) est mélangée à une colle (HPC binder, ZYP coatings) et déposée par peinture aérographe sur le substrat voulu. Une fois sec, le dépôt de couche phosphore est chimiquement inerte et résiste aux températures et pression de la combustion. L'épaisseur de la couche phosphore finale est évaluée à moins de  $15\ \mu\text{m}$ .

Le phosphore est excité par un laser rapide (Continuum Mesa HP-355-40M, fréquence maximale  $10\ \text{kHz}$ ) et le signal émis est collecté par un photomultiplicateur (WMT-Elektronik GmbH MEA1030 V8DA, bande passante  $300\ \text{MHz}$ ).

#### 2.2.2.1.2 Protocole de calibration

La figure 2.16 présente le montage de calibration. Un dépôt de phosphore est effectué sur une plaque métallique maintenue à température constante. Une impulsion laser est envoyée sur le phosphore et le signal émis est mesuré par un photomultiplicateur dont la sortie est enregistrée sur oscilloscope.

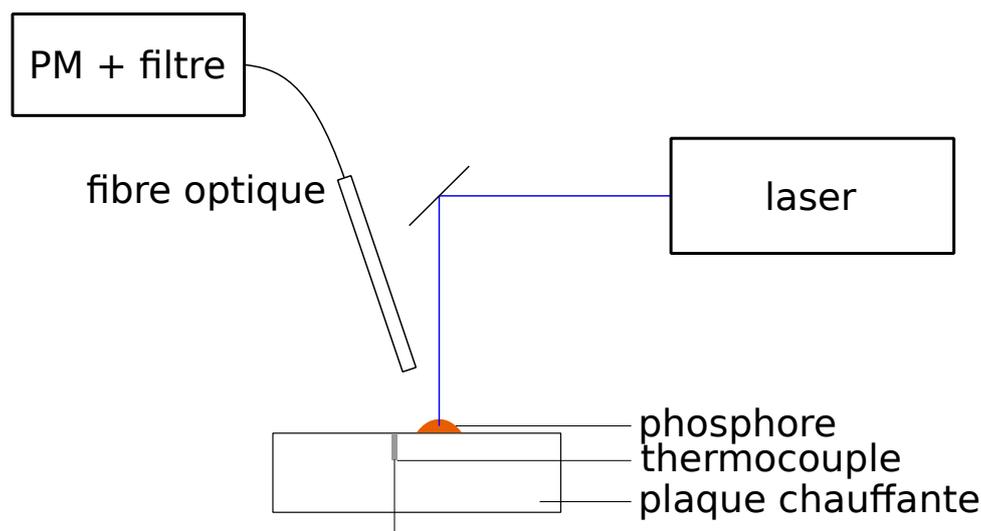


FIGURE 2.16 – Schéma du montage expérimental de calibration de la phosphorescence induite par laser.

Chaque courbe de décroissance de l'intensité lumineuse en fonction du temps est alors fittée pour en extraire un temps de décroissance (fit moindre carrés à trois paramètres  $I(t) = I_\infty + A \exp(-t/\tau)$ ). Ce fit est effectué à partir de  $500\ \text{ns}$  après le pic de signal, ce qui permet d'éliminer d'éventuels signaux parasites, notamment de fluorescence d'espèces. [Brübach.2013]

La procédure est répétée pour différentes températures de plaque, avec un grand nombre de répétitions pour chaque température ( $N \geq 100$  pour les phosphores présentés ici). Cela permet d'obtenir, pour chaque température, un temps de décroissance moyen  $\tau$  ainsi qu'un écart-type  $\sigma_\tau$ .

#### 2.2.2.1.3 Incertitudes

L'évaluation de l'incertitude de la mesure est complexe; une discussion très détaillée des diverses sources d'erreur possibles est donnée dans [Brübach.2013]. On retiendra ici :

6. Ce choix a été fait après un benchmark de nombreux phosphores disponibles, vu les contraintes de gamme de température et de temps de décroissance illustrées plus loin en figure 2.17.

- Pour l’erreur systématique de mesure, seul le contrôle de la température au moment de la calibration importe. En effet, les biais éventuels dans le processus de post-traitement sont appliqués identiquement aux données de calibration et de données réelles ; par exemple, si la procédure de fit des courbes de décroissance surestime la durée de vie, la courbe des temps de décroissance sera plus haute mais les temps mesurés également.
- Pour l’erreur aléatoire, il est très difficile de l’estimer *a priori* ; en particulier, il est difficile de convertir un niveau de bruit sur les courbes de décroissance en un niveau de bruit sur le  $\tau$  fitté. La méthode utilisée est donc une quantification *a posteriori*, sous l’hypothèse que les écarts statistiques observés lors de la répétition d’un point de calibration sont représentatifs des écarts statistiques attendus à la même température en conditions réelles.

La température de la plaque est mesurée par un thermocouple placée dans celle-ci. Par ailleurs, on utilise une plaque chauffante à puissance fixe (et non à température régulée) ; lorsque l’équilibre thermique est atteint, les variations de mesure thermocouple sont inférieures à  $0.5\text{ K}$ . Un deuxième thermocouple a permis de vérifier que la plaque elle-même est homogène à  $\pm 0.2\text{ K}$ . Le thermocouple lui-même est précis à  $1.5\text{ K}$  (type K, classe 1).

On estime que les effets de conduction dans la plaque peuvent conduire à une température au sommet de la couche de phosphore jusqu’à  $0.8\text{ K}$  plus faible qu’indiquée par le thermocouple.<sup>7</sup> Les deux sources d’imprécision majeures (déviations du thermocouple aux standards, inhomogénéités thermiques dans la couche de phosphore) sont des erreurs systématiques, proportionnelles à la différence entre la température de plaque et la température ambiante, dont l’amplitude totale maximale est d’environ  $2\text{ K}$ . Comme en outre la température n’est pas utilisée directement dans cette étude mais dérivée pour calculer un signal de flux, l’erreur systématique peut être négligée.

L’imprécision sur la mesure du temps de décroissance  $\tau$  est difficile à quantifier *a priori*. Elle est donc évaluée *a posteriori* par l’écart-type observé sur des répétitions en courbe de calibration, soit  $\sigma_\tau$ , via

$$\sigma_T = \tau \times \frac{1}{\frac{\partial T}{\partial \tau}} = \frac{\sigma_\tau}{\tau} \times \frac{1}{\frac{\partial T}{\partial \log \tau}}$$

#### 2.2.2.1.4 Résultats de calibration et choix de phosphore

Les résultats de la calibration pour le phosphore utilisé ( $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}$ ) sont présentés en figure 2.17, avec des barres d’erreur de hauteur  $\sigma_\tau$  calculées en chaque point.

Pour chaque ligne spectrale, l’allure générale de la courbe de calibration est une droite dans le diagramme semilog, du moins au-delà de la température de *quenching*, comme attendu [Allison.1997]. Un fit est tracé pour chaque ligne spectrale. La sensibilité relative  $SR$  définie en équation 1.14 est donc approximativement constante tout le long de la gamme de température du phosphore, ce qui justifie *a posteriori* l’intérêt de cette mesure. La précision sur la mesure de température est alors proportionnelle à la précision relative sur le temps de décroissance :

$$\sigma_T = SR \times \frac{\sigma_\tau}{\tau}$$

Pour les deux lignes (538 et 624), la sensibilité relative est de  $2\%/K$ , et les barres d’erreur sur  $\tau$  conduisent à estimer une précision  $\sigma_T = 2.5^\circ C$  pour les pires points (à basse température pour la ligne 538).

La ligne 538 est sensible au moins dans la gamme  $130 - 250^\circ C$ , avec une courbe linéaire à partir de  $150^\circ C$ . La ligne 624 est sensible au moins dans la gamme  $150 - 340^\circ C$ , avec une courbe linéaire à partir de  $190^\circ C$ .

Les deux lignes spectrales sont donc adaptées pour une mesure par thermométrie phosphore classique dans la gamme de température considérée. Cependant, pour une mesure rapide, une contrainte importante sur le choix du phosphore est le taux de répétition du laser. En effet, le temps entre deux impulsions laser doit être suffisant pour que le phosphore soit totalement désexcité. Comme le signal de phosphorescence dure environ cinq fois le temps de décroissance, on se fixe comme condition

$$5\tau < \frac{1}{f_{laser}}$$

7. Sous l’hypothèse que le flux thermique de la plaque vers l’air environnant est homogène et que toute la puissance dissipée par la plaque chauffante traverse la plaque, la loi de Fourier donne  $Q/A = q = k\Delta T/e$  où  $Q$  est la puissance de la plaque chauffante,  $A$  l’aire de la plaque métallique,  $k$  la conductivité du phosphore,  $e$  l’épaisseur de la couche phosphore et  $\Delta T$  la chute de température sur la hauteur de la couche phosphore. On estime  $A = 0.025\text{ m}^2$ ,  $Q \leq 500\text{ W}$  (valeur à pleine puissance),  $k \geq 0.5\text{ W/m/K}$  d’après [Ding.2017] et  $e \leq 0.1\text{ mm}$  ; il vient  $\Delta T \leq 0.8\text{ K}$ .

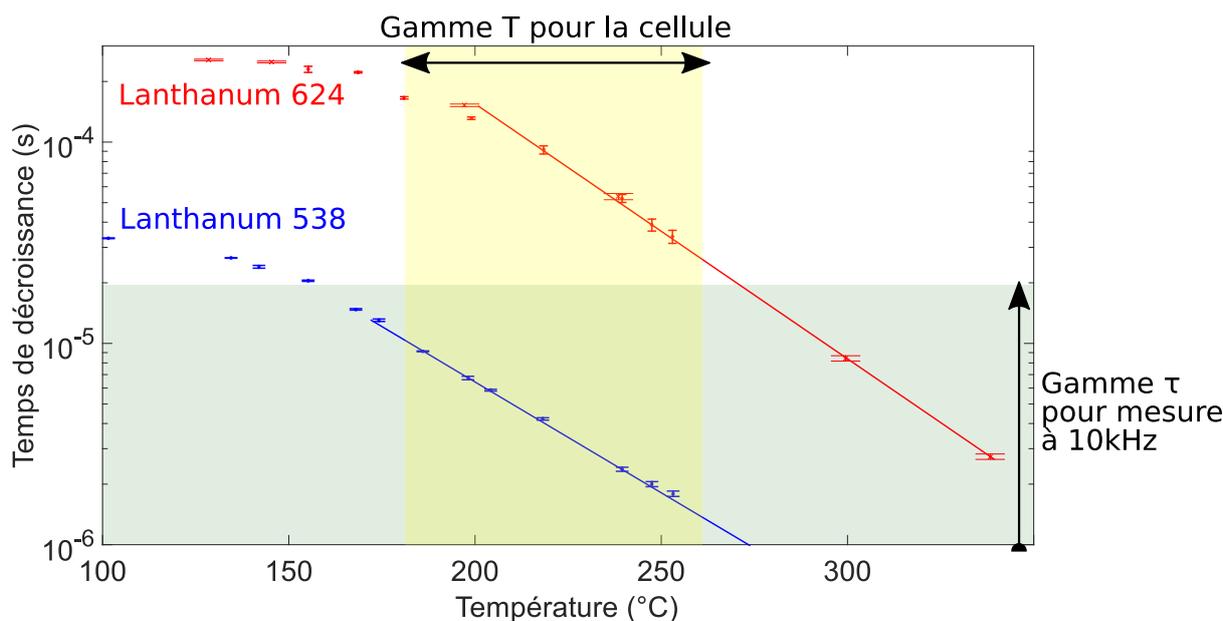


FIGURE 2.17 – Courbes de calibration pour le phosphore  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}$  excité à  $355\text{ nm}$  : collection à  $538\text{ nm}$  (bleu) et  $624\text{ nm}$  (rouge) et interpolation linéaire. Les ombres indiquent les critères d’application pour la thermométrie rapide.

Pour une acquisition à  $10\text{ kHz}$  correspondant aux performances observées sur thermocouples (cf. §2.2.1.2), cela conduit au critère  $\tau < 20\ \mu\text{s}$ , présenté sur la figure 2.17. Ce critère conduit, pour la gamme de température considérée en cellule à précombustion, à conserver la ligne 538 mais à rejeter la ligne 624.

D’autres contraintes associées à la thermométrie phosphore rapide n’ont pas été bloquantes pour ce choix de phosphore et cette gamme de température. Elles sont néanmoins détaillées en annexe C.

## 2.2.2.2 Essais de principe pour la thermométrie phosphore rapide

### 2.2.2.2.1 Implantation

Une plaque est placée dans la cellule à précombustion après dépôt préalable de phosphore. Elle est maintenue au centre de la cellule à précombustion et face à un accès optique par un système de pince. Cet accès optique permet une mesure par thermométrie phosphore à l’intérieur de la chambre. Plusieurs plaques de mêmes dimensions mais de matériaux différents peuvent être insérées, ce qui permet d’étudier l’effet d’un changement de propriétés thermiques.

Pour le cas du matériau aluminium, la plaque est percée et un thermocouple (Medtherm) y est inséré. Il est alors possible de réaliser une mesure simultanée de température par thermocouple et par thermométrie phosphore lors d’une même combustion. Il y a environ  $10\text{ mm}$  entre le centre du thermocouple et le centre du spot laser.<sup>8</sup> Le système est présenté en figure 2.18.

8. Le dépôt phosphore fait environ  $2\text{ cm}$  de large, mais seule une zone de  $8\text{ mm}$  de diamètre est excitée par le laser ; le diamètre du thermocouple est de  $6\text{ mm}$ .

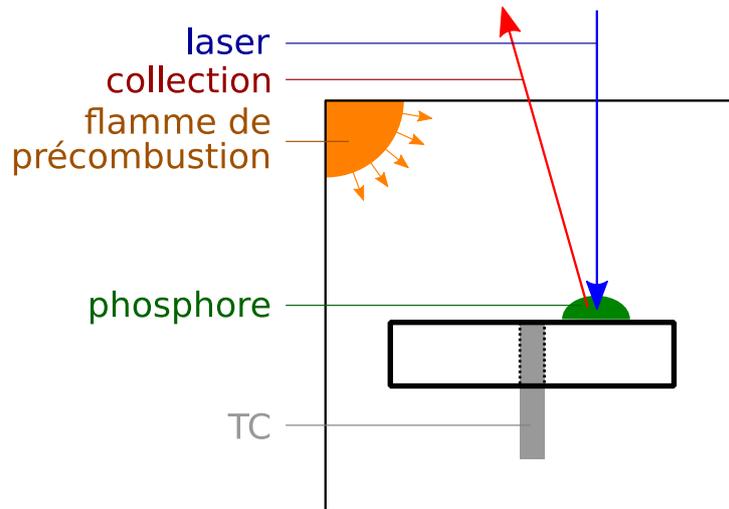


FIGURE 2.18 – Environnement de combustion pour la mesure par thermométrie phosphore.

#### 2.2.2.2.2 Comparaison avec les données thermocouple

On présente en figure 2.19 un essai représentatif d'une précombustion laminaire (remplissage ECN, mais ventilateur coupé donc faible turbulence), à température initiale  $200^{\circ}\text{C}$ .

Une double mesure est faite pour une même combustion, par thermocouple et par thermométrie phosphore, pour la température et le flux transitoire. Les courbes de chaque moyen de mesure sont recalées temporellement sur le début du pic de flux.

On observe que le flux mesuré par thermométrie phosphore atteint en pic presque trois fois la valeur mesurée par thermocouple ( $1.3 \text{ MW/m}^2$  vs.  $0.5 \text{ MW/m}^2$ ). L'augmentation de température durant la phase de propagation de la combustion (interaction avec les gaz brûlés) est aussi supérieure de moitié ( $+6 \text{ K}$  vs.  $+4 \text{ K}$ ). Par ailleurs, le temps de montée du flux (ou de la température) est plus important ( $6 \text{ ms}$  vs.  $3 \text{ ms}$ ).

On remarque également que la dispersion des points de température pour la thermométrie phosphore (évaluée à la calibration, décrite en §2.2.2.1, à  $\sigma_T = 2.5 \text{ K}$ , ce qui est compatible avec ces données) est significativement plus élevée que pour les données thermocouples (pour lesquelles  $\sigma_T \approx 0.4 \text{ K}$ ).

Comme la température de paroi augmente très peu (moins de  $10 \text{ K}$ ), on peut supposer que l'interaction flamme-paroi (notamment la distance à laquelle la flamme s'approche de la paroi) se déroule de manière similaire, créant les mêmes profils de température dans les gaz; on s'attendrait donc à ce que l'intensité du transfert thermique ne dépende pas du matériau de la paroi. La différence sur le pic de flux observée n'est donc pas physique. La montée en température différente, en revanche, s'explique par des propriétés thermiques différentes de la couche de phosphore par rapport au métal, les matériaux à plus faible conductivité présentant une augmentation de température plus importante. Une possibilité est que le calcul de flux à partir de la température est incorrect à cause d'une hypothèse fautive sur l'effusivité; cet effet est analysé en détail plus loin en §2.2.2.3.

La différence sur le temps de montée peut être due à un effet de moyenne spatiale sur la mesure par thermométrie phosphore. En effet, en  $6 \text{ ms}$ , la flamme (non turbulente) parcourt une distance de  $0.3 \text{ mm}$  à une vitesse de flamme laminaire d'environ  $0.05 \text{ m/s}$  (vitesse de flamme laminaire pour la précombustion en cellule à précombustion, calculée par la méthode détaillée en annexe D). La taille de la zone de mesure est déterminée principalement par la finesse de la focalisation du chemin optique de collection, grandeur qui n'a pas été mesurée; on peut cependant supposer que cette taille n'est pas négligeable par rapport à la distance parcourue par la flamme pendant la montée du flux. Dans ce cas, la mesure opère une moyenne spatiale sur une zone de taille non négligeable, ce qui limite la bande passante de la mesure.

#### 2.2.2.2.3 Variation de matériau de plaque

La figure 2.20 présente le flux thermique mesuré par thermométrie phosphore rapide pour trois matériaux différents : aluminium, acier et quartz (cf. table 2.5). La courbe de flux mesurée par le thermocouple lors de l'essai sur plaque aluminium est également tracée. Pour maximiser le signal collecté, une température initiale plus faible a été choisie ( $175$  au lieu de  $200^{\circ}\text{C}$ ).

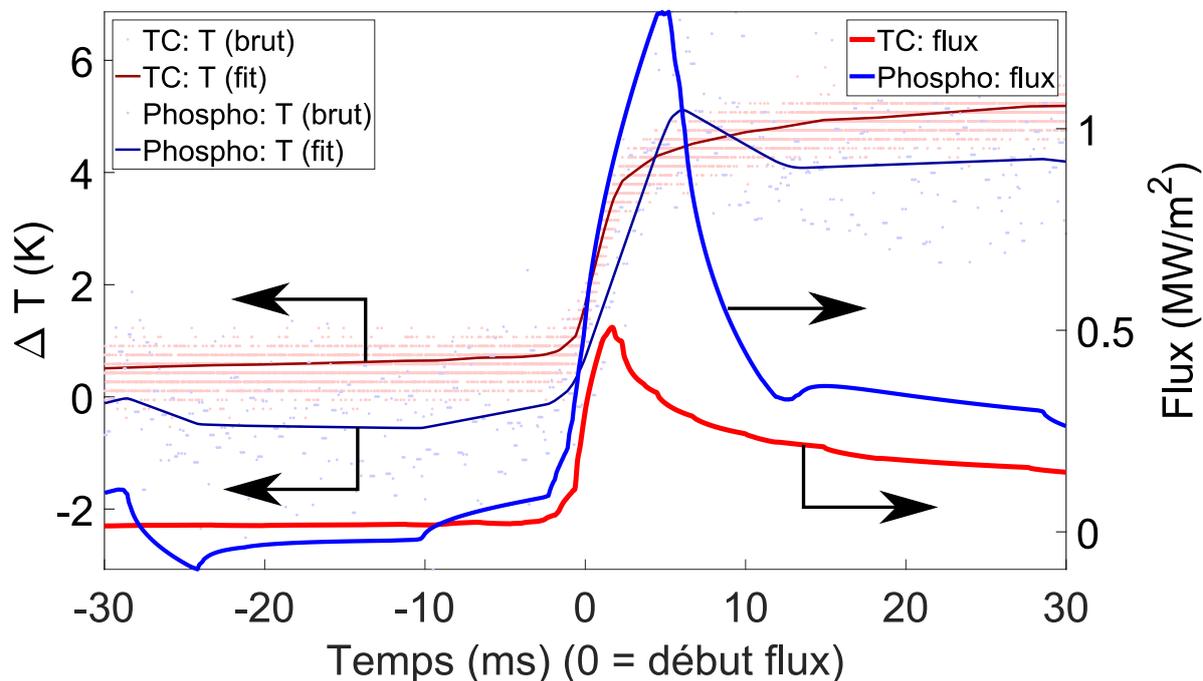


FIGURE 2.19 – Mesures de flux par thermométrie rapide et thermocouple sur un même essai. Précombustion ECN ( $\phi = 0.36$ ,  $T_i = 200^\circ\text{C}$ ) avec ventilateur coupé (turbulence faible). Phosphore  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}$ , excité à  $355\text{ nm}$  /  $10\text{ kHz}$ , collecté à  $538\text{ nm}$ . TC Medtherm.

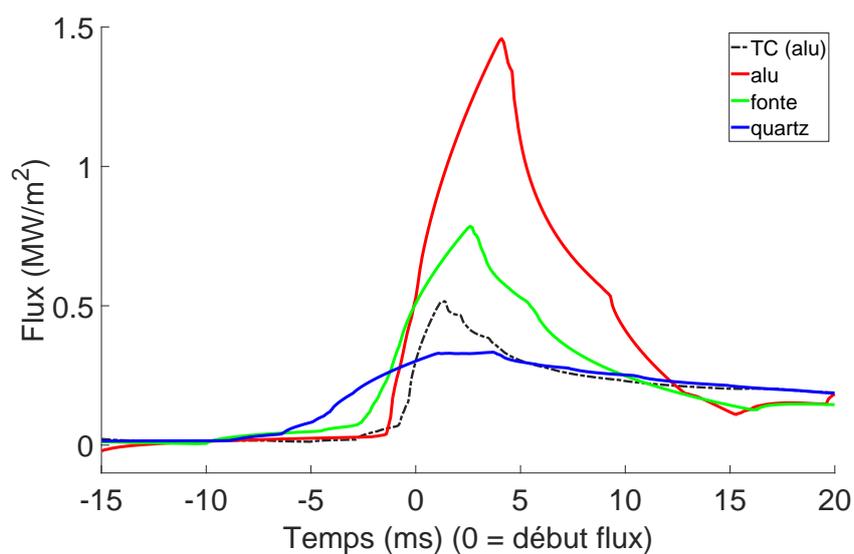


FIGURE 2.20 – Mesure par thermométrie rapide sur des plaques de matériaux différents. Précombustion ECN ( $\phi = 0.36$ ) avec ventilateur coupé (turbulence faible), température initiale  $175^\circ\text{C}$ . Phosphore  $\text{La}_2\text{O}_2\text{S}:\text{Eu}$ , excité à  $355\text{ nm}$  /  $10\text{ kHz}$ , collecté à  $538\text{ nm}$ .

On observe que pour des matériaux de plaque à plus forte effusivité et diffusivité, le flux est plus grand ( $1.4 \text{ MW}/\text{m}^2$  pour l'aluminium,  $0.4 \text{ MW}/\text{m}^2$  pour le quartz). Le temps de montée décroît également quelque peu avec l'effusivité ( $6 \text{ ms}$  pour l'aluminium,  $8 \text{ ms}$  pour le quartz).

Par le raisonnement déjà décrit, on s'attendrait à observer un flux similaire pour les trois plaques ; bien que la température de plaque augmente plus pour le quartz (jusqu'à  $+50 \text{ K}$  pendant le passage de la flamme) que pour l'aluminium (environ  $+5 \text{ K}$ ), la différence de température entre les gaz brûlés et la paroi est suffisamment grande (supérieure à  $1000 \text{ K}$ ) pour que l'effet soit négligeable ; on s'attend également à ce que le transport par convection soit peu ou pas affecté par la nature du matériau solide.

### 2.2.2.3 Impact de l'hypothèse d'effusivité

Une explication possible est que l'hypothèse d'effusivité utilisée pour le calcul du flux est fautive. On a fait l'hypothèse que le dépôt phosphore n'influe pas sur la mesure et qu'il fallait donc prendre la valeur d'effusivité du substrat (cf. table 2.5) dans l'équation 1.11. Cependant, les résultats présentés ici remettent en question cette hypothèse.

Si l'on suppose que le pic de flux est le même pour tous les essais, on peut renormaliser les courbes de flux observées comme en figure 2.21. Pour ce faire il faut prendre des valeurs d'effusivité révisées à la baisse pour les métaux (aluminium, acier) et à la hausse pour le quartz, cf. table 2.6. L'effusivité effective pour les métaux est située entre les valeurs pour le métal en question et le dépôt phosphore, ce qui justifierait l'hypothèse : l'effet du dépôt phosphore est d'amener l'effusivité "effective" de la mesure plus proche de celle du dépôt phosphore.

La tendance pour le quartz ne s'explique cependant pas de cette façon, peut-être parce que le pic de flux physique est effectivement plus bas en raison d'une collection optique plus large (donc d'un moyennage temporel du pic). Il faut également noter que les propriétés (notamment effusivité) de la couche de dépôt phosphore sont assez incertaines<sup>9</sup> et peut-être spécifiques à un protocole de dépôt particulier<sup>10</sup>.

Matériau	Effusivité $W s^{0.5} m^{-2} K^{-1}$	Source
Aluminium 2024 T351	18270	JT
Acier AISI 4140	13350	JT
Fonte EN-GJS400	11380	JT
Chromel	8430	[Omega.2018]
Quartz 7980 KrF	1500	[Corning.2008]
Dépôt phosphore	1400	[Ding.2017]

TABLE 2.5 – Effusivités de certains matériaux. Calculs de l'auteur sur valeurs de la source indiquée. JT : données bureau d'étude IFPEN, communiquées par Julien Trost.

Matériau	Effusivité réelle $W s^{0.5} m^{-2} K^{-1}$	Flux calculé $MW/m^2$	Effusivité recalculée $W s^{0.5} m^{-2} K^{-1}$
Aluminium	18270	1.47	6460
Fonte	11380	0.79	7490
Quartz	1500	0.33	2360
Thermocouple (chromel)	8430	0.52	8430

TABLE 2.6 – Effusivités recalculées pour superposer les pics de flux obtenus par thermométrie phosphore au pic obtenu par thermocouple (soit  $0.52 \text{ MW}/\text{m}^2$ ).

En conclusion, le dépôt phosphore semble donc avoir un impact thermique sur la mesure, contrairement à certains résultats théoriques et expérimentaux de la littérature qui montrent un impact thermique faible du phosphore pour des épaisseurs suffisamment fines [Atakan.2013 ; Knappe.2013]. Il semble difficile de comparer les valeurs absolues de flux de capteurs différents si l'effusivité de ceux-ci n'est pas

9. La valeur indiquée en table 2.5 provient de [Ding.2017] qui contient la seule valeur publiée connue à ce jour ; les marges d'erreur indiquées sur les valeurs thermiques sont assez importantes, propager les erreurs sur l'effusivité donne une incertitude de l'ordre de 70%.

10. Dans l'étude présente, le mélange binder-phosphore se fait à plus forte proportion de binder. On peut supposer que cela entraîne plus d'évaporation, et donc une structure plus poreuse, ce qui diminue la conductivité et la densité. On peut donc s'attendre à une valeur d'effusivité plus faible, entre autres.

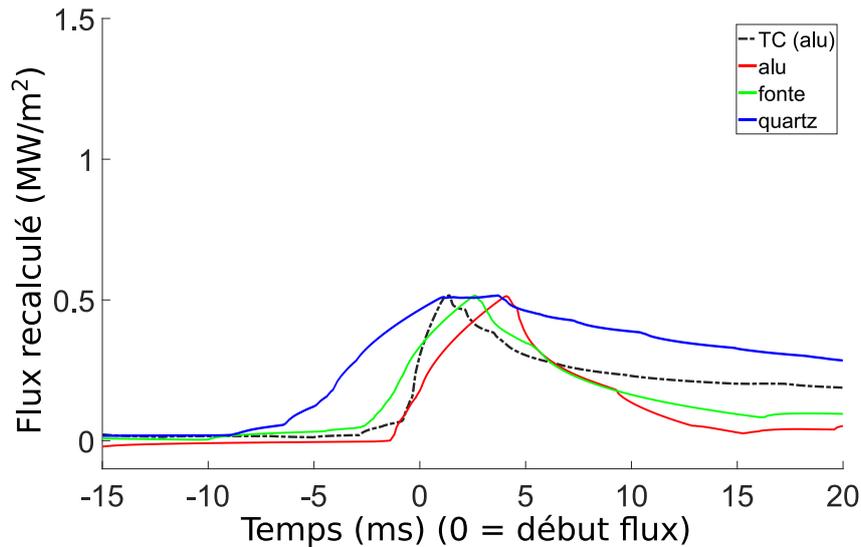


FIGURE 2.21 – Renormalisation des courbes de la figure 2.20 pour obtenir un pic de flux identique.

suffisamment caractérisée. Quoique les différences puissent être faibles entre deux thermocouples, car les matériaux considérés (chromel, alumel) sont de diffusivités relativement proches, l'effet est particulièrement important pour des mesures par thermométrie phosphore sur des substrats différents, et devra être examiné avec attention pour des développements futurs.

#### 2.2.2.4 Limites et perspectives de la technique

Au vu des essais réalisés dans cette étude, la thermométrie phosphore rapide est utilisable dans des conditions de combustion simples (flammes laminaires prémélangées), et permet de mesurer un historique de température ou de flux sur un événement de combustion unique.

Les performances métrologiques de la technique sont inférieures à celles des thermocouples à jonction fine. La fréquence d'acquisition est fortement limitée par le taux de répétition du laser (alors que la sortie d'un thermocouple peut s'acquérir à 100 kHz ou plus sans problème technique majeur) ; la dispersion tir à tir est (pour le phosphore utilisé ici) jusqu'à cinq fois supérieure.

Des essais non présentés ici ont mis en évidence deux verrous pour étendre la technique à d'autres environnements de combustion :

- En flamme prémélangée turbulente, le signal de phosphorescence collecté pendant et après la précombustion chute. Une hypothèse explicative est le phénomène de *beam steering* : les forts gradients de température dans la chambre dévient les rayons lumineux, soit de l'excitation laser, soit de l'émission phosphore. La configuration utilisée est en effet particulièrement sujette à un tel effet, avec un long trajet optique dans les gaz brûlés (environ 60 mm entre le hublot de cellule à précombustion et la tache de phosphore) et de la turbulence (agitation par ventilateur).
- En flamme de diffusion (Diesel), le rayonnement des suies (assimilables à un corps noir) est extrêmement intense par rapport à celui du phosphore. Cet effet sature le photomultiplicateur et empêche la détermination du temps de décroissance phosphore, donc la mesure de température. Pour atténuer cet effet, il semble possible d'utiliser un autre phosphore à longueur d'onde plus courte (ce qui permet un filtrage optique à des longueurs d'onde où le rayonnement du corps noir est plus faible) ou à décroissance plus rapide (ce qui permet d'obturer le photomultiplicateur hors des phases d'acquisition pour éviter sa saturation). [Binder.2018].

Dans les deux cas, le verrou peut être levé en effectuant la mesure en rétro-collection, c'est-à-dire en déposant le phosphore sur une paroi optique de la chambre de combustion et en effectuant la mesure sans traverser les gaz brûlés. Cette technique est déjà utilisée en moteur optique [Knappe.2013]. Cela limite cependant l'application de la technique à des matériaux transparents.

L'avantage principal de la mesure par thermométrie phosphore est qu'elle est moins intrusive que sur les capteurs câblés. Quoiqu'il soit nécessaire de faire un dépôt et d'avoir un accès optique, il n'est pas nécessaire de percer la paroi pour insérer un capteur. En particulier, l'utilisation de thermométrie

phosphore sur des pièces mobiles (piston, soupapes...) est plus facile que celle de capteurs câblés (thermocouples, thermorésistances) qui nécessitent un lien physique entre la position de mesure et l'électronique d'acquisition.

Enfin, la technique phosphore est insensible à des interférences électriques au niveau du point de mesure ; cela pourrait constituer un avantage pour des mesures sur moteurs électriques.

## 2.3 Estimation des conditions thermodynamiques pour essais MCR

Sur machine à compression rapide, on souhaite comparer les trois modes de combustion évoqués en §1.2 en maintenant des conditions expérimentales similaires, afin de décorréliser les effets liés au point de fonctionnement de ceux liés aux spécificités du mode de combustion. Un compromis sur le point de fonctionnement doit être trouvé entre les différents modes de combustion : par exemple, une haute température favorise l'évaporation et l'auto-inflammation du spray Diesel, mais accroît le risque de cliquetis en allumage commandé.

Il n'est pas possible de s'appuyer sur des données de la littérature pour trouver ce compromis, car celles-ci sont en général centrées sur les points de fonctionnement optimaux d'un mode de combustion particulier, et le recouvrement des points de fonctionnement entre différents modes est faible. En revanche, une information approximative peut rapidement être obtenue par simulation numérique avec le logiciel Cantera [Goodwin.2017]. Une pré-étude a donc permis d'établir la zone approximative de cohabitation des différents modes de combustion au vu des contraintes physiques et expérimentales.

Une procédure similaire permet également de calculer les caractéristiques de flamme laminaire pour les carburants utilisés ; elle est détaillée en annexe D.

### 2.3.1 Hypothèses sur les conditions thermodynamiques pendant la propagation de flamme

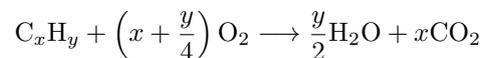
Les données d'entrée des simulations numériques relatives à la propagation de flamme sont les conditions du gaz, à savoir :

- Composition des gaz frais
- Composition des gaz brûlés
- Température (locale)  $T$
- Pression (locale)  $P$

En pratique, seule la composition des gaz frais et la pression sont connues expérimentalement. Certaines hypothèses simplificatrices sont donc nécessaires pour avoir accès aux autres grandeurs.

#### 2.3.1.1 Composition des gaz brûlés

On suppose que la combustion des gaz est complète. Pour nos conditions (mélanges pauvres, carburants de formule  $C_xH_y$ ) le carburant est entièrement consommé selon la stœchiométrie :



La composition des gaz brûlés découle alors de celle des gaz frais.

#### 2.3.1.2 Thermodynamique dans les gaz

On suppose tout d'abord que la loi des gaz parfaits s'applique aussi bien aux gaz frais qu'aux gaz brûlés dans toutes les conditions considérées ; ainsi, en tout point :

$$P = \rho r T$$

où  $\rho$  est la densité locale des gaz et  $r$  la constante spécifique de gaz (égale à la constante des gaz parfaits  $R = 8.314 \text{ J/K/mol}$  divisée par la masse molaire moyenne du gaz).

On fait par ailleurs l'hypothèse classique pour des combustions à faible nombre de Mach que la pression est homogène dans l'ensemble de la chambre de combustion pendant toute la propagation de la flamme, sauf en présence de cliquetis pendant lequel des ondes de pression se propagent dans la chambre.

### 2.3.1.3 Compression adiabatique des gaz frais

On décrit la chambre de combustion par un modèle deux zones, une zone de gaz frais et une zone de gaz brûlés, chacune homogène en température et en densité.

On fait l'hypothèse que la zone de gaz frais est comprimée adiabatiquement, sans transfert de chaleur ni des gaz brûlés (chauds) vers les gaz frais, ni des gaz frais vers les parois de la chambre de combustion.<sup>11</sup>

Dans ce cas, tout au long de la compression, l'entropie des gaz frais est conservée. Cantera donne alors l'évolution de température et de densité dans la zone de gaz frais (figure 2.22). Les résultats de ce calcul sont très proches (déviations totales < 1%) de ce qui s'obtient en supposant un indice adiabatique  $\gamma$  constant dans la loi de Laplace

$$P_{GF}^{1-\gamma} T_{GF}^{\gamma} = cte$$

Pour ce calcul, l'origine de l'augmentation de pression dans les gaz frais n'a pas d'importance, qu'il s'agisse de la compression due à l'expansion des gaz brûlés, ou (en MCR) de la diminution du volume de chambre par le mouvement du piston.

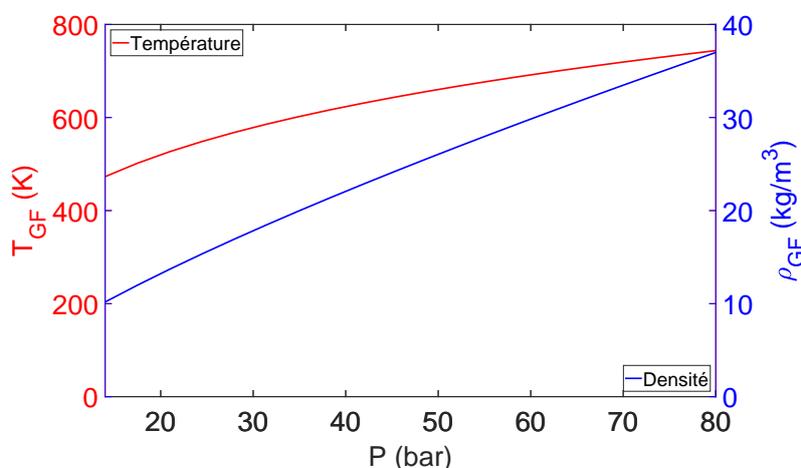


FIGURE 2.22 – Calcul Cantera de la variation de densité et de température des gaz frais avec la pression chambre (modèle de compression adiabatique).

## 2.3.2 Recherche de point de fonctionnement commun sur MCR

### 2.3.2.1 Contraintes pour l'obtention de conditions proches

Le besoin d'avoir des conditions expérimentales aussi proches que possible peut se décliner en de nombreuses contraintes sur des grandeurs quantifiables.

Il est absolument nécessaire de conserver la même géométrie de MCR pour tous les essais, et en particulier le même RVC de 13, cf. §2.1.2.1. Ainsi, l'aérodynamique liée au mouvement du piston est répétable entre les différents points de fonctionnement (au moins en moyenne sur de nombreuses répétitions).

L'énergie introduite dans la chambre de combustion doit également être fixée, car au premier ordre les pertes thermiques lui seront proportionnelles. La cible d'énergie est choisie pour correspondre à une richesse d'environ 0.7, comme compromis entre les richesses typiques de l'allumage commandé (mélanges proches de la stœchiométrie) et de la combustion Diesel (richesses globales allant de quasiment zéro à faible charge à environ 0.8 à pleine charge), cf. §1.2.<sup>12</sup>

Le choix de carburant a été gardé comme variable d'ajustement pour étendre la zone d'application de chaque mode de combustion. Ainsi, un carburant très peu réactif est utilisé pour l'allumage commandé (méthane ou propane), tandis qu'un carburant très réactif est utilisé pour le Diesel (n-dodécane) ou le

11. Les résultats expérimentaux de flux pour l'allumage commandé présentés ultérieurement (cf. par exemple figure 3.1) valident la deuxième partie de cette hypothèse.

12. Pour une même cible d'énergie, la richesse des mélanges réactifs utilisés dépend légèrement du carburant : par exemple, un mélange air-propane à richesse 0.7 contient environ la même énergie (par *mol* ou par *bar* de mélange) qu'un mélange air-méthane de richesse 0.75. Les richesses sont choisies pour conserver l'énergie.

HCCI (n-heptane). La quantité de carburant injectée est donnée par la cible d'énergie introduite, cf. ci-dessus.

Le mélange oxydant est l'air synthétique ( $79\%N_2 + 21\%O_2$ ) dans tous les cas (pas de dilution à l'azote ou par recirculation des gaz brûlés). La composition des gaz brûlés dépend du carburant, mais on supposera que cela n'a pas d'impact sur les transferts thermiques au moment de l'interaction flamme-paroi.<sup>13</sup>

Quant au choix des conditions thermodynamiques à conserver, au vu de la formulation de la limitation pour le cas Diesel (cf. §2.3.2.2.2), on conserve la densité  $\rho$  et la température  $T$  pour tous les modes de combustion. Il n'est pas possible de conserver en même temps la pression, car la masse molaire (donc la constante spécifique des gaz brûlés) dépend du carburant utilisé. Par ailleurs, l'indice adiabatique  $\gamma$  pendant la compression n'est pas le même entre le cas Diesel (où seul l'air est comprimé) et le cas d'allumage commandé (où le mélange air-carburant est comprimé) : on prend donc pour cible les conditions de température et densité au PMH (en fin de compression).

En pratique, puisque le rapport volumétrique de compression est constant, la densité au PMH est la même pourvu que la densité au remplissage soit la même. La température au PMH est estimée par l'hypothèse de compression adiabatique (cf. §2.3.1.3) selon la composition des gaz de remplissage.

### 2.3.2.2 Limitations de chaque mode de combustion

#### 2.3.2.2.1 Allumage commandé

Le phénomène limitant l'allumage commandé lorsqu'on tend vers des conditions thermodynamiques proches de celles du Diesel est le cliquetis, cf. §1.2.1. Alors que le front de flamme progresse dans la chambre de combustion, une partie des gaz frais s'auto-enflamme et crée une onde de compression dans la chambre.

Le point de fonctionnement doit être choisi de telle sorte que l'allumage commandé n'entraîne pas de cliquetis. Plusieurs simulations d'auto-inflammation pour différentes conditions ont été effectuées afin de déterminer approximativement la limite cliquetis : rapports de compression volumétrique simulés entre 9 et 14, température initiale de 25 à 70°C, pression initiale de 0.7 à 1.7 bar.

Un essai expérimental réel sans cliquetis<sup>14</sup> sert de référence : ces données fournissent la loi de déplacement du piston et la courbe de pression dans la chambre. On en déduit un profil de dégagement de chaleur. Pour tous les points simulés, on impose le même déplacement de piston et le même profil de dégagement de chaleur (le dégagement de chaleur total est donné par l'énergie du carburant, sous l'hypothèse d'une combustion complète) pour déduire une courbe de pression fictive. C'est cette courbe de pression fictive qu'on impose au gaz frais pour prédire l'auto-inflammation.

On applique cette condition de pression fictive à un volume de gaz frais comprimés adiabatiquement selon le modèle décrit en §2.3.1 (correspondant aux "gaz finaux" : le dernier volume de gaz atteint par la flamme de propagation). En pratique, le code Cantera permet d'imposer une condition limite de volume. L'avancée des réactions chimiques est simulée en considérant ce volume comme homogène.

Les courbes de pression et température pour une telle simulation sont présentées en figure 2.23. Au début, la courbe de pression suit la même forme que le tracé expérimental de pression qui sert de référence, augmentant pendant la combustion principale puis décroissant en raison des pertes thermiques aux parois. Ensuite elle augmente brutalement lors de l'auto-inflammation (en moins de 1 ms). Cette montée n'est pas physique et traduit l'imposition d'une condition limite en volume et non en pression, mais cela importe peu ici car on s'intéresse uniquement à la durée écoulée avant l'auto-inflammation : sur cet exemple, l'auto-inflammation se produit après le pic de pression, c'est-à-dire après que la combustion est complète dans le cas réel, ce qui indique que le point considéré n'est pas cliquetant.

On détermine le moment d'auto-inflammation par le temps auquel la moitié du carburant a été brûlée (équivalent du CA50 en moteur) dans ce volume de gaz frais fictif. La fraction de masse brûlée à cet instant (calculée par le ratio du dégagement de chaleur cumulé sur le dégagement de chaleur total) pour l'essai de référence donne la progression de la combustion : plus elle est élevée, plus le cliquetis arrive tard relativement à la combustion principale et est faible (voire inexistant s'il arrive après que la masse brûlée atteint 100%).

13. Sous l'hypothèse de combustion complète décrite en §2.3.1.1, les produits de combustion sont  $CO_2$  et  $H_2O$ . Ces deux gaz ont des structures chimiques donc des capacités calorifiques sensiblement identiques, et on attend donc peu d'impact de leur répartition sur la thermique post-combustion.

14. Propane-air  $\phi = 0.7$ ,  $P_i = 0.7$  bar,  $T_i = 40^\circ C$ ,  $RVC = 9.4$

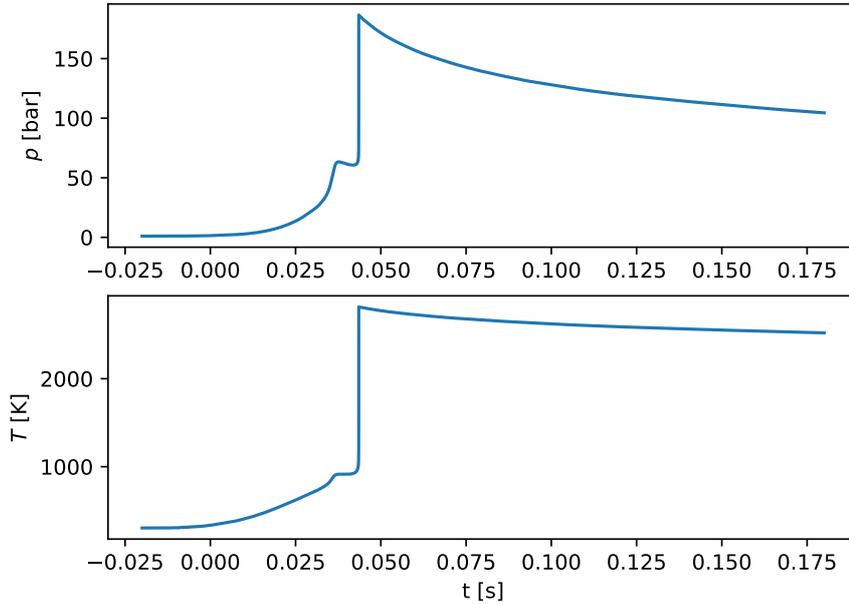


FIGURE 2.23 – Pression et température simulées par un calcul Cantera d’auto-inflammation (propane,  $P_i = 1 \text{ bar}$ ,  $T_i = 30^\circ\text{C}$ ,  $RVC = 9$ ). La deuxième montée de température et de pression est non physique.

### 2.3.2.2.2 Diesel

La distance de lift-off (LoL) donne une échelle spatiale du jet Diesel, pour laquelle une corrélation simple existe à partir des conditions thermodynamiques, cf. §1.2.2.3. Si la distance entre l’injecteur et la paroi (fixée par la géométrie) n’est pas suffisamment importante par rapport à la distance de lift-off (fixée par les conditions thermodynamiques), on peut supposer que l’interaction aérodynamique entre le jet et la paroi affectera grandement le régime de flamme de diffusion.

Le ratio entre la distance de lift-off et la distance injecteur-paroi d’un cas moteur IFPEN réel a été évalué. La distance injecteur-paroi est connue par les plans du moteur et la LoL est évaluée par la corrélation de l’équation 1.1. Sur deux points de fonctionnement, le ratio varie entre 0.65 et 0.75.

La valeur haute de cette fourchette (soit un ratio de 0.75) est prise comme ratio maximal utilisable pour garder une géométrie de jet proche d’un cas moteur réel : on gardera  $LoL \leq 0.75d_{inj/paroi}$ . Connaissant la géométrie d’injection (cf. table A.7), il en découle une valeur maximale de LoL, qui peut alors être convertie en une contrainte sur les conditions thermodynamiques :

$$CT^{-3.74}\rho^{-0.85}d^{0.34}P_{inj}^{0.5} \leq 0.75d_{inj/paroi} \quad (2.1)$$

Cette inégalité définit une zone en haut à droite du diagramme  $T-\rho$  de conditions thermodynamiques au PMH (pour une pression d’injection et une taille des trous d’injecteur fixées) dans laquelle il est préférable de se placer pour garder une LoL suffisamment faible par rapport à la distance injecteur-paroi (courbe en noir sur la figure 2.25).

### 2.3.2.2.3 HCCI

Le HCCI correspond à l’auto-inflammation d’un mélange homogène. Pour des points de fonctionnement HCCI standard, il est nécessaire d’avoir une température et une charge (richesse/densité) suffisamment élevées pour permettre l’auto-allumage dans un délai raisonnable. En pratique, dans notre cas (pour des points de fonctionnements compatibles avec les contraintes allumage commandé et Diesel), on peut assurer l’auto-allumage en utilisant un carburant suffisamment sujet à l’auto-inflammation.<sup>15</sup> Aucune contrainte spécifique au HCCI n’est donc imposée.

<sup>15</sup>. Des expériences (non présentées ici) à des températures et densités point mort haut plus faibles montrent que le carburant (n-heptane) est suffisamment réactif pour s’auto-enflammer très peu de temps après le point mort haut voire avant.

Toutefois, il est de manière générale préférable de baisser la densité, afin de minimiser les risques matériels liés aux forts gradients de pression appliqués, qui peuvent être particulièrement élevés pendant une combustion HCCI. Par ailleurs, le ratio entre énergie du carburant et capacité calorifique des gaz est plutôt élevé par rapport aux points HCCI standard, car on ne procède à aucune dilution, contrairement à ce qui est habituel dans les moteurs (cf. §1.2.3). La pré-étude a donc été menée en supposant qu'il fallait minimiser la charge (donc la densité) pour le point HCCI.

### 2.3.2.3 Résultats

#### 2.3.2.3.1 Limite cliquetis sur l'allumage commandé

Sur la figure 2.24, chaque point représente une simulation ; on fait varier le rapport de compression et les température et pression initiales (avant compression) des gaz. Les coordonnées du point indiquent la densité et la température atteintes au point mort haut. La couleur du point indique la proportion de gaz imbrûlés lors du déclenchement du cliquetis (auto-inflammation des gaz finaux).

Le cliquetis se produit à partir d'environ  $800\text{ K}$ . La densité (contrôlée par la pression de remplissage) n'a pas d'impact visible sur cette limite sur les points simulés. Pour éviter le cliquetis, on imposera donc comme limite une température des gaz au PMH inférieure à  $800\text{ K}$  (courbe en rouge sur la figure 2.25).

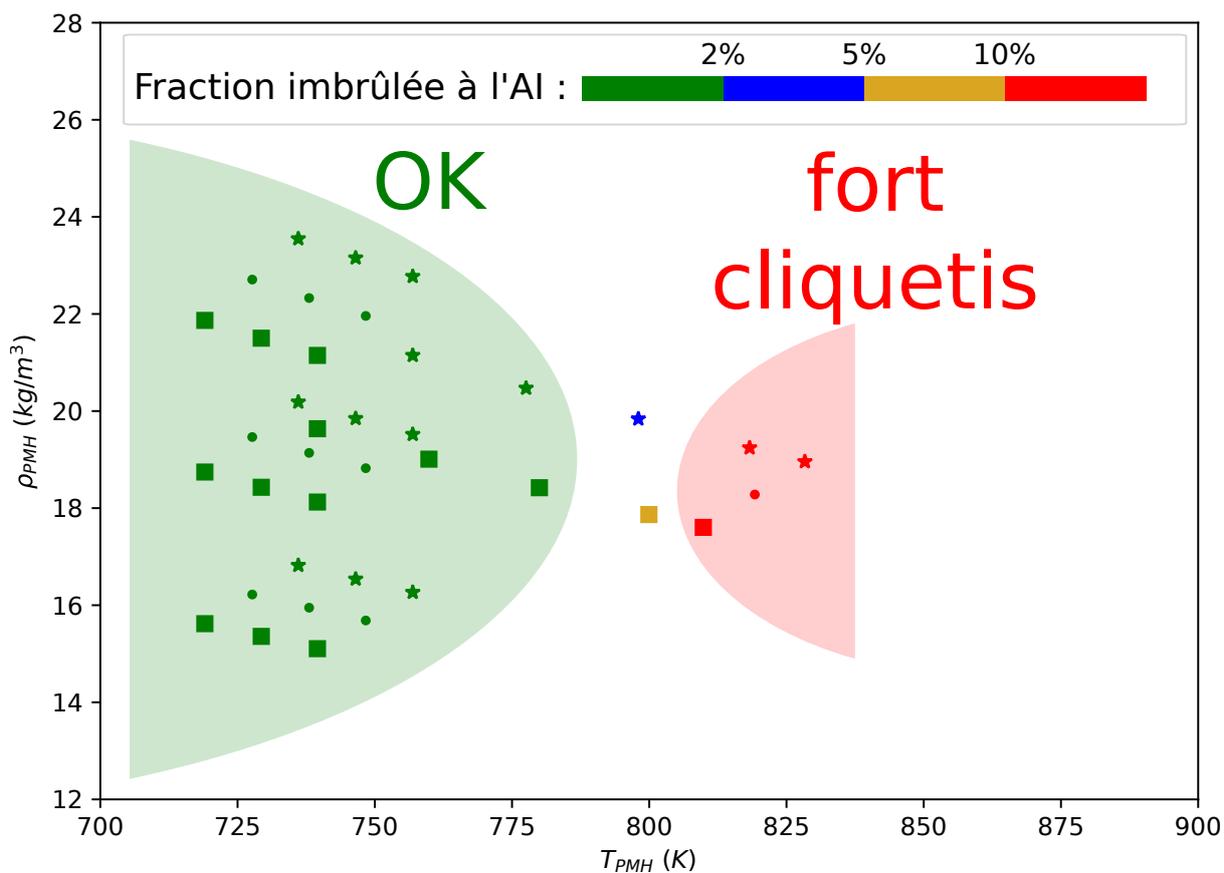


FIGURE 2.24 – Intensité de cliquetis estimée selon les conditions thermodynamiques cibles au PMH pour un mélange propane-air à  $\phi = 0.7$  à différentes pression et température de remplissage et RVC (carré=13, rond=13.5, étoile=14). La couleur de chaque point indique la proportion de mélange qui s'auto-enflamme.

### 2.3.2.3.2 Compromis entre les différents modes de combustion

La figure 2.25 présente la synthèse des différentes contraintes sur le choix du point de fonctionnement :

- Pour l'allumage commandé, la limite cliquetis impose une température point mort haut inférieure à  $800\text{ K}$ , donc incite à choisir un point sur la gauche du diagramme  $T - \rho$ .
- Pour la combustion Diesel, la contrainte sur la distance de lift-off (ratio  $\text{LoL}/d$  inférieur à  $0.75$ , cf. équation 2.1) incite à choisir un point en haut à droite du diagramme  $T - \rho$ .
- Pour le HCCI, la volonté de limiter la charge/densité incite à choisir un point en bas du diagramme  $T - \rho$ .

Par conséquent, la cible de température et densité au point mort haut a été choisie en bas de la zone délimitée par les contraintes allumage commandé et Diesel, soit  $790\text{ K}$  et  $20\text{ kg}/\text{m}^3$ .

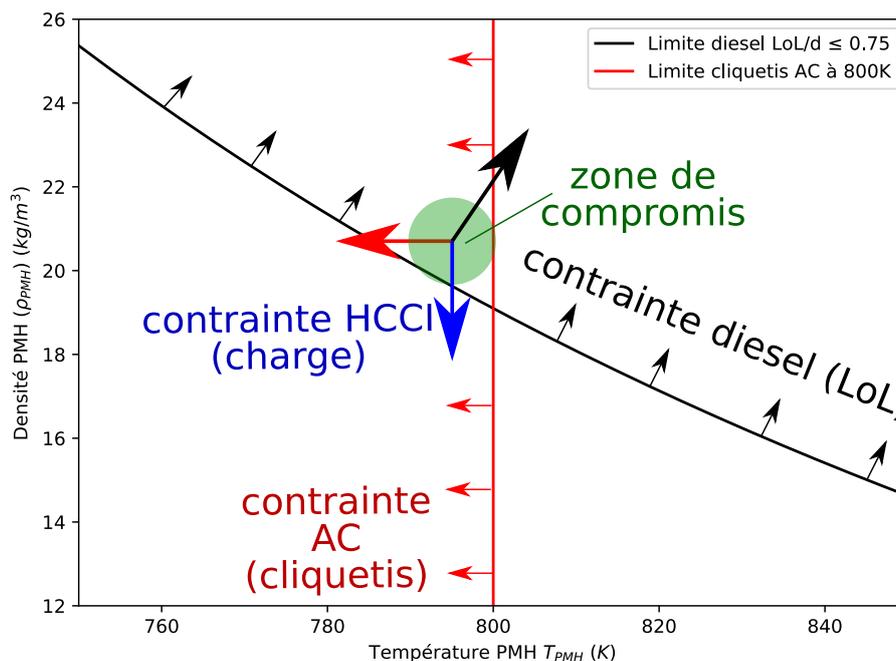


FIGURE 2.25 – Contraintes sur les différents modes de combustion et choix de la cible en température et densité au PMH.

## Conclusion

Deux montages expérimentaux ont été utilisés : une cellule à précombustion à l'IFPEN et une machine à compression rapide à PPrime. Ces deux installations sont complémentaires : la cellule à précombustion est plus spécifique au Diesel, alors que la machine à compression rapide permet d'obtenir une plage plus large de conditions expérimentales et de modes de combustion.

Pour la mesure de flux thermique, les trois voies technologiques mentionnées dans la synthèse bibliographique semblent viables. La thermorésistance de l'université de Meiji n'est cependant pas disponible commercialement et n'a pu être utilisée que brièvement. La thermométrie phosphore semble une piste de recherche prometteuse pour l'avenir, avec des caractéristiques de temps de réponse proches de l'état de l'art pour les autres techniques, mais nécessite des développements supplémentaires. Seuls les thermocouples ont donc été retenus pour la suite de l'étude.

Une pré-étude a été menée pour déterminer des conditions thermodynamiques compatibles avec les trois modes de combustion étudiés sur MCR à partir de simulations de cinétique chimique. Ces simulations indiquent un point de fonctionnement autour duquel les trois modes de combustion ciblés (allumage commandé, Diesel, HCCI) peuvent être opérés. Ces simulations sont toutefois relativement grossières (simulation 0D, pas de prise en compte des échanges thermiques avec la paroi, imposition d'un profil de pression reconstitué) ; pour chaque mode de combustion, il est nécessaire de procéder à des tests expérimentaux pour ajuster le point de fonctionnement par rapport à la référence obtenue.

# Chapitre 3

## Combustion de gaz prémélangés : flamme de propagation et HCCI

### Introduction

Ce chapitre présente les résultats et les analyses pour les cas de combustion prémélangée, correspondant principalement au mode de combustion par allumage commandé. Après l'explication des points de fonctionnement utilisés et de la méthode d'analyse déployée, il décrit successivement l'impact d'un changement de position, d'un changement de conditions du mélange (principalement densité et richesse), et l'effet du cliquetis. Dans ce dernier point, on décrit également les résultats des essais HCCI.

### 3.1 Points de fonctionnement

La table 3.1 donne les trois points de fonctionnement de référence utilisés (conditions thermodynamiques dans la chambre de combustion), un sur MCR (colonne "MCR") et deux sur cellule à précombustion ("ECN" et "AC"). Le point "ECN" correspond à la précombustion utilisée pour atteindre en cellule une condition Diesel définie dans le cadre du réseau ECN (ECN spray A). Les autres points de fonctionnement utilisés, détaillés en annexes A.1.1 pour la cellule à précombustion et A.2.1 pour la MCR, consistent en des variations paramétriques depuis les points "AC" et "MCR".

Quantité	MCR	Cellule	
		ECN	AC
Carburant	CH <sub>4</sub>	6 C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> + 1 H <sub>2</sub>	
Richesse $\phi$	0.75	0.36	0.6
Température gaz ( $T_{gaz}, K$ )	758	473	
Température de paroi ( $T_w, K$ )	298	473	
Densité ( $\rho, kg.m^{-3}$ )	19.0	23.3	10
Pression ( $P_{gaz}, bar$ )	42.9	32	14

TABLE 3.1 – Allumage commandé : points de fonctionnement de référence pour l'allumage commandé.  $T_{gaz}$  et  $P_{gaz}$  sont mesurées avant l'allumage pour la cellule à précombustion, et estimées au PMH pour la MCR à partir des valeurs mesurées avant compression (en supposant une compression adiabatique des gaz frais sans combustion),  $\rho$  est calculée par la loi des gaz parfaits.

### 3.2 Méthode d'analyse

#### 3.2.1 Allure de l'historique de flux

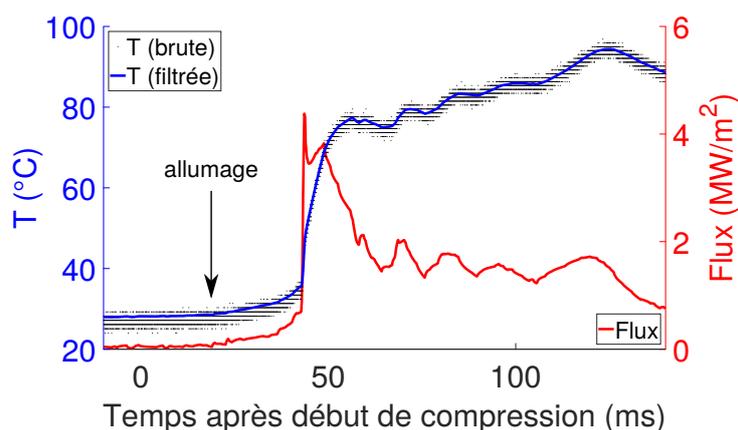
Des courbes typiques de température et flux thermique pendant une combustion suite à un allumage commandé sont présentées sur la figure 3.1. Le flux est déduit de la température par la procédure décrite en §1.4.

Au début, le flux est faible ( $< 0.5 \text{ MW/m}^2$ ) dans les deux cas, mais augmente en MCR : le déplacement du piston comprime les gaz et augmente leur température.

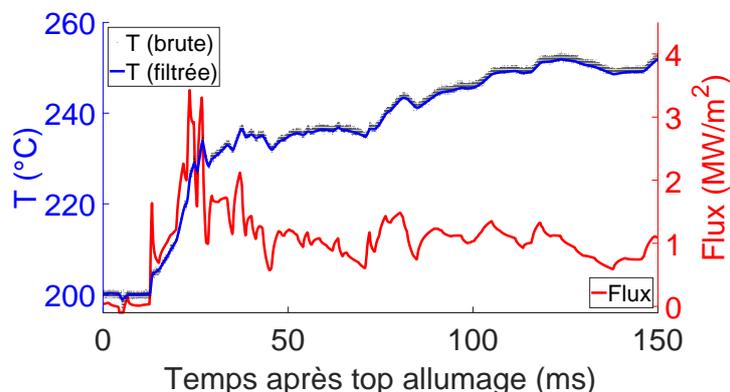
Ensuite, un pic de flux rapide est observé, avec une montée très courte : il est interprété comme l'arrivée du front de flamme au niveau du capteur, le flux élevé correspond donc à l'interaction flamme-paroi.

Enfin, l'historique de flux ultérieur correspond au transfert thermique des gaz brûlés à la paroi. Relativement au pic d'interaction, ce transfert est nettement plus important pour le cas de la cellule à précombustion (pics environ deux fois plus importants que le pic d'interaction flamme paroi) que pour le cas de la MCR (pics du même ordre de grandeur ou inférieur) ; dans les deux cas, le flux décroît dans la durée, en raison du refroidissement induit par les pertes aux parois et de la diminution de la turbulence qui impacte l'échange convectif. L'amplitude des oscillations décroît également, ce qui est attribué à l'homogénéisation d'éventuels points chauds dans les gaz brûlés. Ce transfert reste néanmoins important en termes d'énergie transférée (flux de  $1 \text{ MW/m}^2$  ou plus pendant  $100 \text{ ms}$ ).

La dernière phase de transfert thermique des gaz brûlés vers le capteur n'est pas représentative des conditions moteur. En conditions moteur, le flux thermique décroît généralement en  $30^\circ\text{V}$  ou moins (cf. §1.3.1.1), soit  $4 \text{ ms}$  à  $1200 \text{ rpm}$ , en raison de la phase de détente des gaz après la combustion ; dans les dispositifs expérimentaux présentés ici, il n'y a pas de détente, ce qui explique que les gaz restent chauds plus longtemps et donc que les transferts thermiques persistent. Par ailleurs, ce régime est *a priori* indépendant du mode de combustion utilisé car la thermique des gaz brûlés est identique après la fin de combustion ; elle présente donc un intérêt faible pour l'étude présente. On ne l'étudiera donc pas en détail par la suite.



(a) Cas MCR : top allumage à  $18.5 \text{ ms}$ . Point AC-CH4-phi75-P130 (carburant  $\text{CH}_4$  à  $\phi = 0.75$ ,  $T = 750\text{K}$ ,  $\rho = 20 \text{ kg/m}^3$ ).



(b) Cas cellule à précombustion : point ECN (carburant  $\text{H}_2/\text{C}_2\text{H}_2$  à  $\phi = 0.36$ ,  $T = 470\text{K}$ ,  $\rho = 23 \text{ kg/m}^3$ ).

FIGURE 3.1 – Exemples de mesure de flux pendant un événement d'allumage commandé. Points de référence, cf. table 3.1.

## 3.2.2 Répétabilité

### 3.2.2.1 Cellule

La cellule à précombustion étant automatisée, le temps nécessaire pour faire plusieurs répétitions d'un même point de combustion est relativement faible. Chaque point a été répété au moins cinq fois.

Le point de référence AC-P10-phi6-rho10 (cf. nomenclature en annexe A.1) a été répété 9 fois. Les résultats correspondants sont présentés figure 3.2. (La courbe unique précédemment présentée en figure 3.1b est l'une de ces répétitions.)

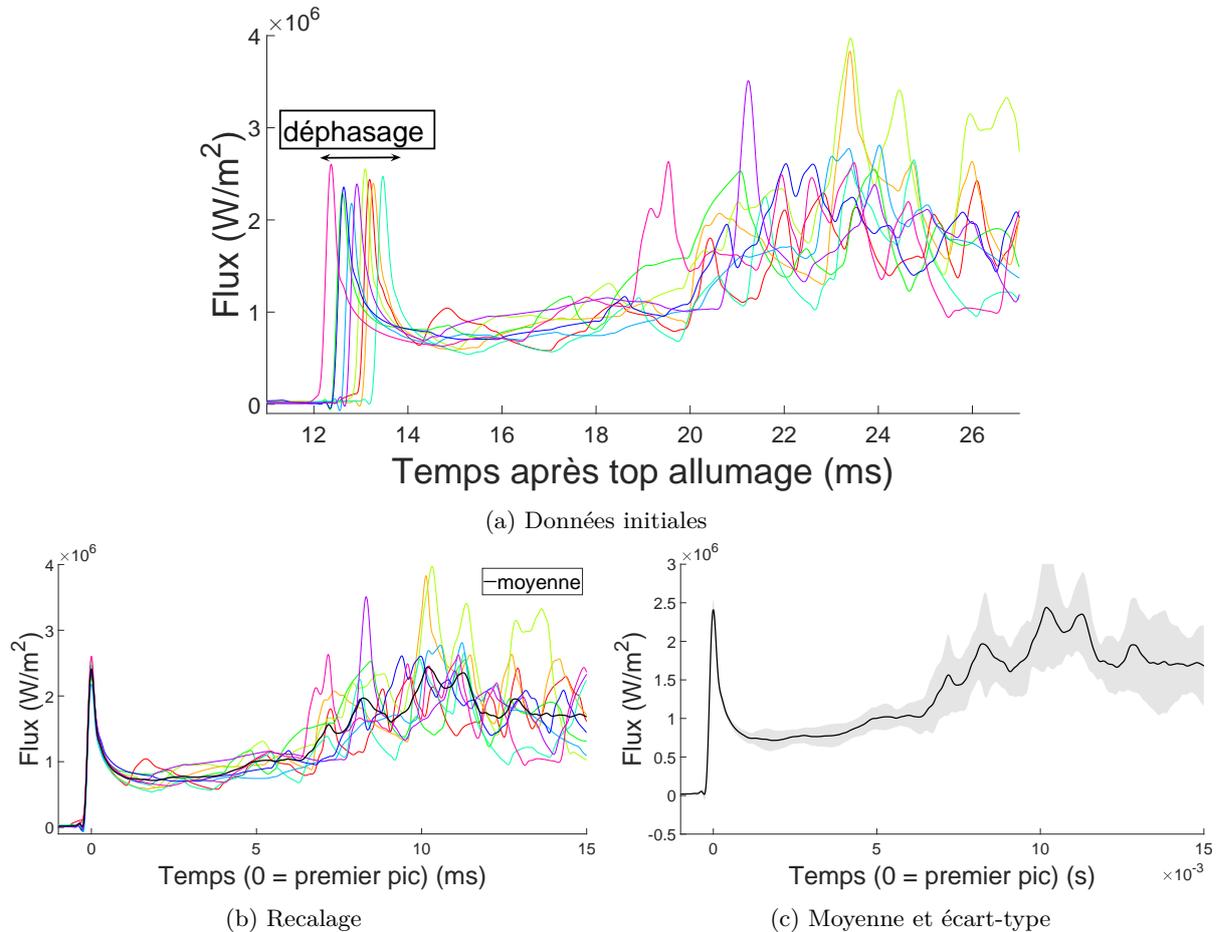


FIGURE 3.2 – Recalage du déphasage de l'arrivée du pic de flux pour 9 répétitions du même point sur cellule à précombustion (AC-P10-phi6-rho10).

Comme l'arrivée de la flamme sur le capteur donne lieu à une forte montée du flux thermique, on peut mesurer cet instant d'arrivée sur la courbe de flux. On observe expérimentalement que plusieurs réalisations d'une même expérience d'allumage commandé présentent un déphasage temporel ("jitter") entre les arrivées des pics de flux pour chaque réalisation, de l'ordre de la milliseconde, cf. figure 3.2a. Cet effet de déphasage est lié aux différences statistiques de développement de la flamme, de la turbulence, etc. pour des essais différents.

Cet effet temporel est annulé par un recalage des courbes de flux sur le pic initial (figure 3.2b). Le flux est sensiblement identique pendant environ 5 ms après l'arrivée de la flamme sur les différentes réalisations ; au-delà, les courbes diffèrent grandement.

Il est alors possible de procéder à un traitement statistique des courbes : la figure 3.2c présente la moyenne (en trait plein) ainsi que l'écart-type d'ensemble des courbes. L'écart-type permet de quantifier la représentativité de la moyenne en tant que courbe typique du phénomène étudié ; il est faible ( $< 0.1 MW/m^2$  soit  $< 5\%$ ) pendant le pic initial et grandit ensuite (jusqu'à des valeurs de l'ordre de  $0.5 MW/m^2$  soit 25% du flux).

Tout d’abord, on peut noter que cette mesure d’écart-type permet de majorer l’erreur aléatoire de la mesure de flux. L’estimation de la précision de la mesure de flux à partir des incertitudes sur la mesure de température est difficile en raison du post-traitement non linéaire appliqué (cf. §1.4), mais ces résultats permettent de l’estimer *a posteriori*. En prenant la valeur d’écart-type au pic de flux, on estime que l’erreur aléatoire sur la mesure de flux est au plus de  $0.1 \text{ MW}/\text{m}^2$ .

Le pic de flux initialement mesuré est alors reproductible à l’erreur de mesure près qui est de moins de 5% du pic, ce qui indique que le flux lors de l’interaction flamme-paroi est reproductible. À l’inverse, les écarts tir à tir observés ensuite de  $0.5 \text{ MW}/\text{m}^2$  sont supérieurs à la précision de mesure, ce qui prouve une variabilité aléatoire physique. Celle-ci est attribuée à la non-répétabilité du transfert convectif turbulent des gaz brûlés chauds vers la paroi froide. L’augmentation de l’écart-type constitue alors une mesure quantitative de l’évolution du régime d’interaction gaz-paroi vers le régime de gaz brûlés, seul le premier nous intéressant ici (cf. §3.2.1).

La bonne répétabilité du flux pendant l’interaction flamme-paroi justifie que les 5-6 répétitions faites sur un point typique suffisent à obtenir une courbe moyenne de flux représentative du phénomène.

### 3.2.2.2 MCR

En MCR, le temps de répétition d’une expérience est plus long et le nombre de répétitions de chaque point expérimental a donc été généralement plus limité. Par ailleurs, la jonction érodable des thermocouples RWTH utilisés casse fréquemment<sup>1</sup> après, ou parfois pendant l’essai<sup>2</sup>; une hypothèse pour expliquer ce phénomène est la condensation d’eau sur les parois froides ( $25^\circ\text{C}$ ) en fin de combustion. Ces deux effets conduisent à un plus faible volume de données exploitables par rapport à la cellule à précombustion (où il est rapide de répéter les points et aucune casse de capteur n’a été observée pendant la répétition de points); les données MCR contiennent généralement de 2 à 4 répétitions utilisables sur chaque point.

Ainsi, le point de référence pour la combustion en allumage commandé a été répété 8 fois, mais le capteur s’est avéré défectueux (jonction cassée en cours d’essai) dans 3 cas, ce qui laisse 5 acquisitions utilisables.

Les courbes de flux des cinq essais valides pour le point de référence sur MCR (mélange méthane-air à richesse 0.75,  $P_i = 1.3\text{bar}$ ,  $T_i = 25^\circ\text{C}$ ) sont présentées en figure 3.3. Trois de ces courbes (ID140, ID151, ID157) sont semblables, avec une montée en  $0.5 - 0.7 \text{ ms}$  d’un pic de flux de  $4.1 \pm 0.2 \text{ MW}/\text{m}^2$ . En revanche, les deux autres (ID156, ID170) présentent un flux nettement plus élevé ( $\approx 6 \text{ MW}/\text{m}^2$ ) et pour l’une d’entre elles (ID170) le temps de montée du flux est significativement supérieur (plus de  $2 \text{ ms}$ ).

Il semble peu probable qu’il s’agisse là de variations physiques du flux : si tel était le cas, on s’attendrait à obtenir des valeurs maximales de flux dans toute la gamme intermédiaire entre les deux valeurs observées, idem pour les temps de montée. Un temps de montée supérieur peut s’expliquer par un défaut de préparation de la jonction, qui serait trop épaisse et accroîtrait le temps de réponse du capteur; cependant, il est difficile d’expliquer une mesure de flux plus élevée.

En raison de ce problème, les données de certains points expérimentaux ont été rejetées entièrement ou partiellement. Le critère pour ce faire est qu’une majorité des répétitions donnent des courbes sensiblement identiques (i.e. flux maximum et temps de montée identiques à au plus 20% près); autrement l’ensemble des courbes pour ce point expérimental sont rejetées. Dans l’exemple donné, les courbes aberrantes ID156 et ID170 sont rejetées.

Le faible nombre de données initiales et cette élimination de courbes aberrantes conduit à avoir *in fine* un nombre insuffisant de courbes sur chaque point expérimental pour en faire une analyse statistique. Pour chaque point expérimental où des données sont conservées, une courbe représentative est alors choisie pour faire l’analyse (par opposition au cas de la cellule à précombustion où une moyenne des courbes est utilisée).

---

1. Plus de 60% des essais.

2. Les résultats présentés ici utilisent exclusivement le thermocouple RWTH. Le Nanmac présente le même problème, mais ses résultats n’ont pas été retenus en raison du problème expérimental décrit précédemment en figures 2.14 et 2.15. Un thermocouple Medtherm a également été essayé, mais a cassé après 4 combustions; comme la jonction de ce type de thermocouple n’est pas érodable donc pas réparable, ce modèle n’a pas été utilisé par la suite pour les essais MCR.

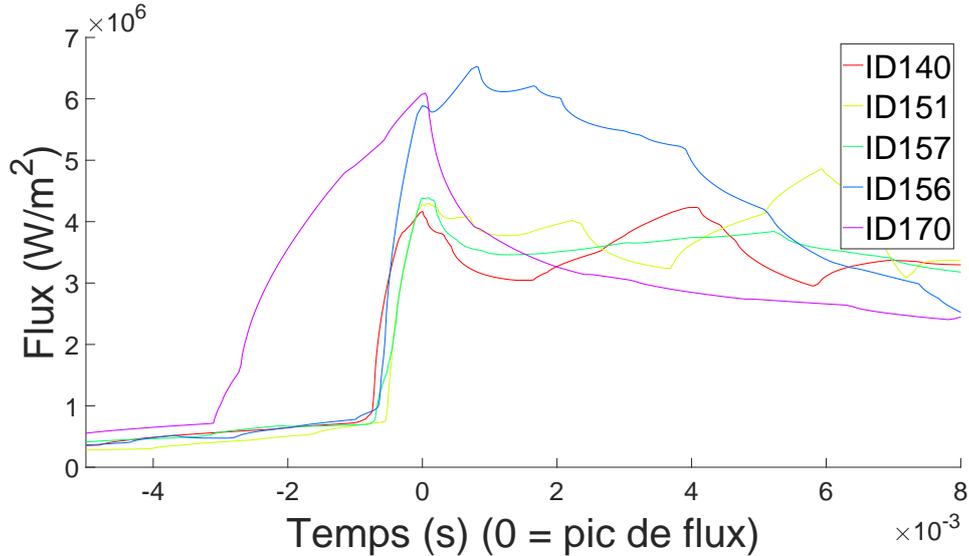


FIGURE 3.3 – Mesures de flux en MCR sur le point de référence.

### 3.2.3 Valeurs d'intérêt

Dans l'analyse des données de flux présentées dans ce chapitre, seul le pic initial de flux nous intéresse, pour les raisons évoquées en §3.2.1. Le flux est pratiquement nul avant ce pic, mais reste ensuite à des valeurs élevées. Pour décrire la forme de ce pic flux, les grandeurs les plus simples à définir sont alors le temps de montée et la hauteur du pic du flux initial. La décroissance du pic est plus délicate à quantifier puisque le flux ne retombe pas à zéro.

Une autre grandeur pertinente est l'énergie transférée à la paroi (i.e. l'intégrale du flux) pendant le pic initial. Pour la calculer, il faut choisir des bornes d'intégration temporelles; le début importe peu (car le flux est quasiment nul avant l'arrivée de la flamme); on choisit ici de débuter à 1 ms avant le pic de flux, ce qui garantit sur tous les points d'être avant le début du flux. En revanche, le résultat est sensible au choix de fin d'intégration car le flux reste alors à des valeurs élevées. On choisit ici d'intégrer jusqu'à 1 ms après le pic du flux, ce qui correspond approximativement à la fin de la décroissance du pic initial de flux. Un exemple pour un point de fonctionnement AC en cellule à précombustion est présenté sur la figure 3.2.

Finalement, à partir d'un essai, on peut décrire la courbe de flux par trois données, présentées en figure 3.4 :

- Le pic de flux (donné par le maximum du flux pendant le régime d'interaction);
- Le temps de montée (calculé en pratique par le temps entre le dépassement d'une valeur seuil de flux (50% du pic) et le maximum de flux);
- « L'énergie de pic » (calculée par l'intégrale du flux sur les 2 ms centrées sur le pic).

Dans le cas de la cellule à précombustion où l'on dispose de données statistiques, ces valeurs seront données avec leur écart-type sur plusieurs tests; dans le cas de la MCR, la valeur d'une courbe représentative sera utilisée.

## 3.3 Effet de l'angle d'impact du front de flamme

Une étude de l'impact de la position du capteur a été réalisée sur la cellule à précombustion, où le montage permet de faire varier la position du capteur, contrairement au cas de la MCR, cf. §2.2.1.1.

### 3.3.1 Impact oblique et variation de distance

Dans les conditions de la précombustion ECN (cf. table 3.1), la bougie est placée dans un coin de la cellule à précombustion (la face opposée au capteur étant occupée par l'injecteur). L'impact du front de flamme est alors en moyenne oblique, cf. figure 3.5. On fait varier la position de la plaque entre

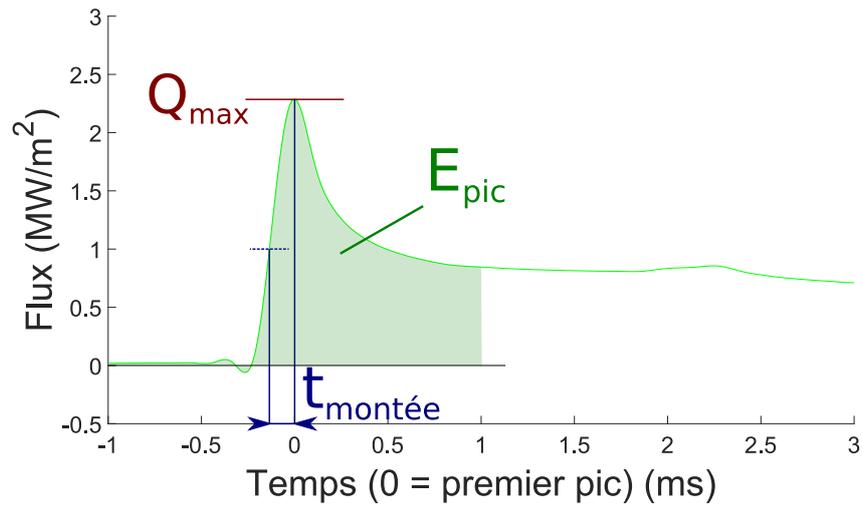


FIGURE 3.4 – Valeurs d'intérêt quantifiées sur chaque courbe de flux. Mêmes données qu'en figure 3.2 (point AC-P10-phi6-rho10).

F45 et F60 ; l'angle entre la paroi et l'axe bougie-capteur varie alors, de  $45^\circ$  pour F45 à  $37^\circ$  pour F60, comme visible sur la figure 3.5b. Dans les deux cas, l'impact du front de flamme est oblique en moyenne, intermédiaire entre l'impact frontal et l'impact latéral.

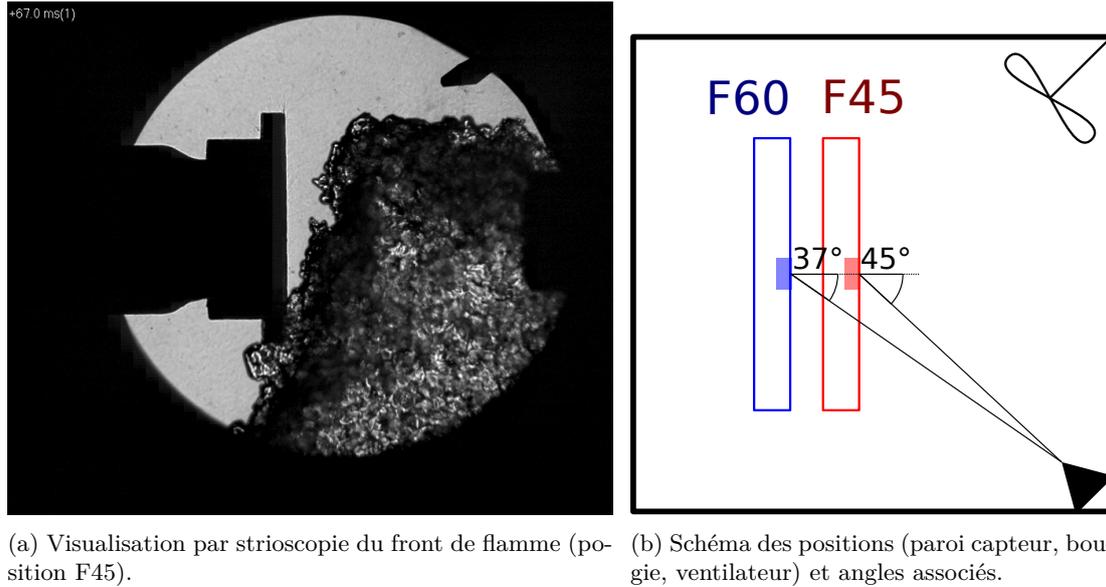


FIGURE 3.5 – Impact oblique de la flamme pour la variation de position en conditions de précombustion ECN.

La figure 3.6 et la table 3.2 présentent l'impact de ce placement sur le flux.

Lors de l'impact de la flamme, la pression est plus grande (+5 bar, soit +9%) pour le cas où la plaque est la plus éloignée lors de l'interaction (F60). Cela est dû à la combustion d'une plus grande fraction des gaz frais contenus dans la cellule à précombustion au moment où la flamme atteint le capteur, ce dernier étant plus éloigné de la bougie.

Par ailleurs, bien que les courbes de pression globales soient répétables à quelques bar près (cf. §2.1.1), l'instant d'arrivée de la flamme sur le capteur l'est moins. En conséquence, la pression au moment de l'arrivée de la flamme présente des écarts tir à tir de l'ordre de 10 bar (cf. figure 3.6a).

Le flux mesuré a la même forme, mais le pic est légèrement plus élevé pour le cas à distance plus grande ( $0.82 \text{ MW/m}^2$  vs.  $0.89 \text{ MW/m}^2$  soit +8%), et le flux reste plus élevé plus longtemps d'où une énergie de pic plus importante (+15%). Cette augmentation reste cependant faible au regard des écarts tir à tir sur le flux de l'ordre de 20% pour chacune des courbes.

Un effet potentiel du changement de position est une modification des conditions aérodynamiques locales au niveau du capteur, qui pourrait alors jouer sur le coefficient de convection. Comme la paroi est plus éloignée du ventilateur dans le cas F60 que dans le cas F45 (cf. figure 3.5b), on s'attend à ce que la turbulence locale soit plus faible et le coefficient de convection également. Or, le flux est en réalité légèrement plus grand dans le cas F45. On négligera donc une éventuelle différence sur les effets de turbulence liés au placement par la suite.

Le faible changement mesuré est alors nécessairement dû au changement de conditions thermodynamiques locales. Il est connu (cf. [Karrer.2009]) qu'à un instant plus tardif de la combustion, le flux pariétal est plus important : d'une part, la température des gaz dans la flamme est plus élevée, et d'autre part la flamme s'approche plus de la paroi car l'épaisseur de flamme et donc la distance de coincement sont plus faibles. Cela conduit également à une énergie perdue plus importante. Cependant, vu la faible variation de pression et les écarts tir à tir importants, ces essais ne permettent pas de conclure quantitativement sur la variation de flux occasionnée par la modification de pression.

Ref	$d$ <i>mm</i>	Pic de flux $\text{MW/m}^2$	Temps de montée <i>ms</i>	Énergie de pic $\text{kJ/m}^2$
ECN-F45	45	$0.82 \pm 0.14$	$0.48 \pm 0.19$	$1.17 \pm 0.21$
ECN-F60	60	$0.89 \pm 0.11$	$0.62 \pm 0.12$	$1.35 \pm 0.20$

TABLE 3.2 – Variation de position (donc de distance bougie/capteur  $d$ ) sur précombustion ECN. Nomenclature : cf. annexe A.1.1.

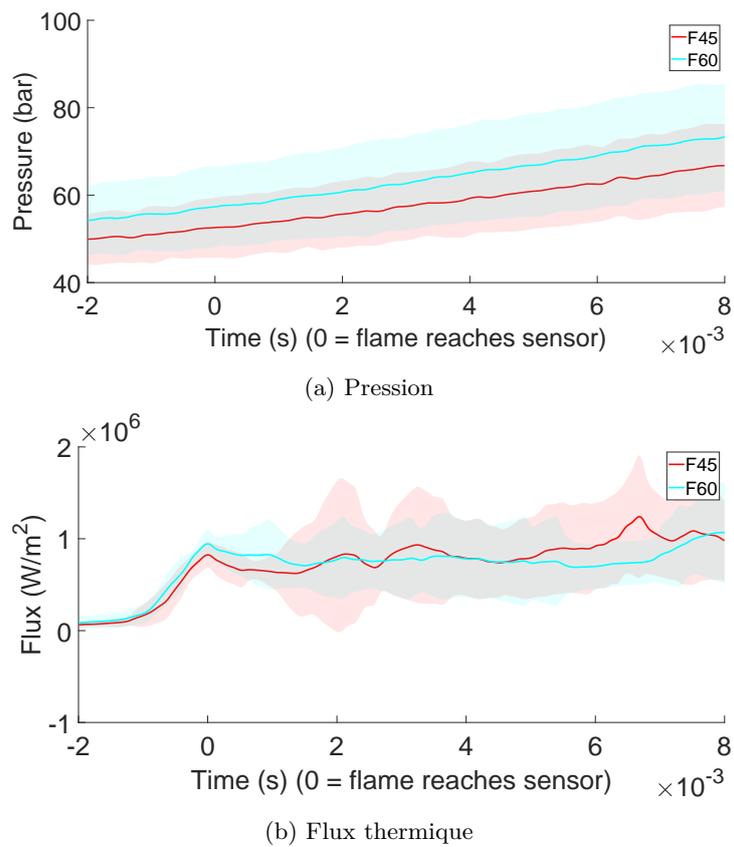
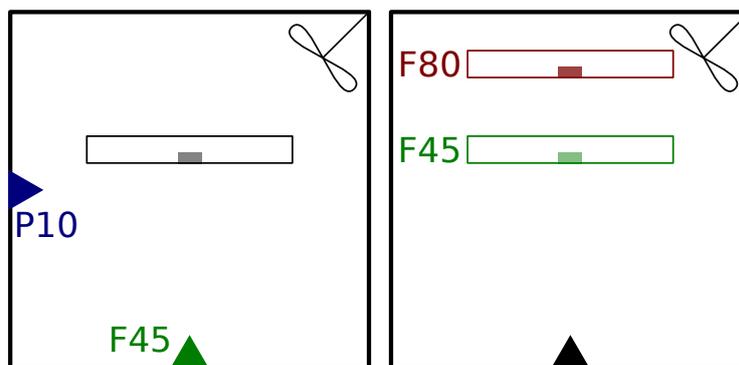


FIGURE 3.6 – Mesures de pression et de flux en cellule à précombustion pour deux positions de capteur (ECN-F45 vs. ECN-F60).

### 3.3.2 Impact frontal ou latéral en cellule à précombustion

Pour le point AC de référence en cellule à précombustion (à richesse 0.6, cf. table 3.1), la bougie est placée au centre d'une face de la cellule à précombustion. Selon les positions respectives de la plaque et de la bougie, on obtient alors un impact complètement frontal ou complètement latéral. On a utilisé ici deux positions d'impact frontal (F45, F80) et une d'impact latéral (P10). La réalisation pratique de cette variation est représentée schématiquement figure 3.7. Dans tous les cas, la paroi est insérée par le haut de la cellule à précombustion. Le changement d'angle d'impact (frontal ou latéral) est effectué par une modification de la position de la bougie (en bas ou à gauche de la cellule à précombustion).



(a) Variation d'angle (F vs. P) : déplacement de la bougie  
 (b) Variation de distance (45 vs. 80) : déplacement de la plaque

FIGURE 3.7 – Cellule à précombustion : positions de la paroi (avec le capteur thermocouple), de la bougie et du ventilateur pour les cas F45, F80, P10.

La figure 3.8 et la table 3.3 présentent les résultats obtenus en termes de flux.

On observe tout d'abord que le pic de flux arrive beaucoup plus tardivement pour les cas d'impact frontal : les pics pour les positions F45 et F80 arrivent environ 10 *ms* plus tard que pour la position P10. Cela conduit à une plus grande fraction de masse brûlée lors de l'impact. Ceci explique que la pression des gaz lors de l'impact de la flamme soit nettement plus élevée lors de l'impact frontal que latéral (environ 65 *bar* pour F45 et F80 vs. 35 *bar* pour P10), malgré une distance bougie-capteur dans le cas P10 très proche du cas F45 (46 vs. 45 *mm*).

Ce décalage temporel est attribué à un effet de forme de flamme visualisé par strioscopie pour F45 et P10 en figure 3.9.<sup>3</sup> L'instant de visualisation choisi correspond à l'arrivée du front de flamme sur le capteur dans le cas P10. Lors d'un impact latéral pour lequel le front de flamme arrive perpendiculaire à la paroi portant le capteur (figure 3.9a), le front ne semble pas déformé par l'obstacle, et le timing du pic de flux est corrélé au timing visuel de passage de la flamme devant le capteur (à  $\pm 1$  *ms* près). En revanche en impact frontal (figure 3.9b) il y a un effet aérodynamique : le front ralentit à l'arrivée sur la paroi. Il n'est pas possible de déterminer le timing d'arrivée de la flamme sur le capteur à partir des images de strioscopie (le pic de flux arrive environ 10 *ms* après les images présentées ici).

Ce retard de l'arrivée du pic de flux s'explique par un ralentissement de la vitesse de propagation de la flamme lors de l'approche de la paroi. Dans le cas de l'impact frontal, une zone de gaz frais se retrouve piégée entre le front de flamme et la paroi, tandis que dans le cas de l'impact latéral les gaz frais peuvent se déplacer perpendiculairement au front de flamme. Il est visible sur les images de strioscopie que le ralentissement a lieu à plusieurs *mm* de distance de la paroi (le front de flamme s'aplatit avant l'impact frontal, alors qu'il reste quasiment circulaire pendant l'impact latéral).

Un phénomène similaire a été mis en évidence par [Foucher.2002]. La présence d'une paroi ralentit la propagation (en impact frontal) d'un front de flamme laminaire à grande distance de celui-ci (4 – 5 *mm* soit un ordre de grandeur au-dessus des distances caractéristiques de coincement). Dans le cas d'une flamme turbulente, les plissements du front de flamme sont également atténués à l'approche de la paroi. On peut supposer que le même effet est à l'œuvre ici.

3. En configuration F80, la plaque est située hors du champ de visualisation.

Pour une flamme laminaire, le flux maximum augmente avec la pression (il est approximativement proportionnel à la racine carrée de la pression) [Karrer.2009], et est plus élevé pour une interaction frontale que latérale [Sotton.2003] (car la flamme s’approche alors plus de la paroi, cf. annexe D.1). On s’attendrait donc à observer un flux maximum plus élevé pour le cas F45 (interaction frontale et pression plus élevée) que P10, ce qui n’est pas le cas.

Pour expliquer les résultats similaires entre les cas F45 et P10, il faut examiner l’aérodynamique proche paroi. Bien que l’aérodynamique moyenne dans la chambre soit identique avant la combustion dans les deux cas (car seul l’emplacement de la bougie a été modifié, cf. figure 3.7b), l’interaction flamme-paroi arrive plus tardivement et à pression plus élevée dans le cas F45. L’augmentation de pression ayant tendance à diminuer la turbulence, cet effet aérodynamique peut contrebalancer la modification de conditions thermodynamiques. L’écart au cas laminaire décrit dans la littérature est donc attribué ici au caractère turbulent du front de flamme obtenu pour les essais en cellule à précombustion.

La comparaison des résultats de flux en impact frontal (F45 vs. F80) montre des différences importantes : en F80, le maximum de pic est doublé et le temps de montée divisé par deux par rapport au F45. Contrairement au cas d’impact oblique pour une précombustion ECN présenté en §3.3.1, la variation de position a un effet majeur sur le flux.

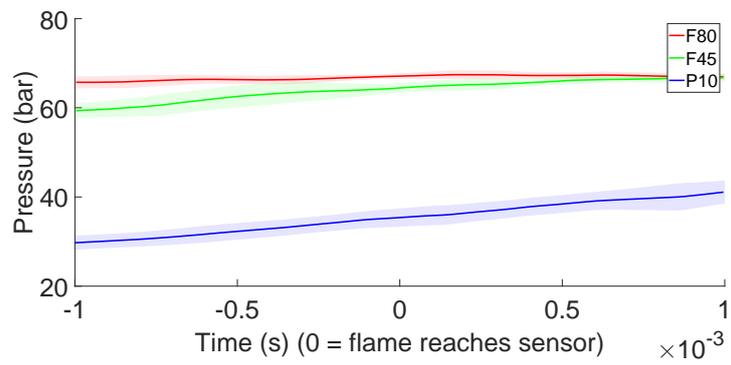
Cette variation ne peut pas s’expliquer par des conditions thermodynamiques différentes, puisque les pressions lors de l’interaction flamme-paroi sont proches (64.5 vs. 67.1 *bar*). L’angle d’interaction est également identique (impact frontal). Il s’agit donc nécessairement d’une différence dans l’aérodynamique proche paroi ; cela s’explique par la modification de la position de la plaque par rapport au ventilateur (cf. figure 3.7b). L’analyse de [Muller.2012, pp. 157-162] montre un effet de la vitesse moyenne de l’écoulement et de sa direction sur le flux, pouvant expliquer un facteur 2 de différence sur le flux mesuré. En l’absence d’une caractérisation de l’aérodynamique proche paroi, on peut supposer que la vitesse moyenne est plus grande et que son incidence change en position F80 par rapport à F45 puisque le ventilateur est plus proche.

Comme l’étude présente se concentre sur l’effet des conditions thermodynamiques plutôt que sur les effets aérodynamiques précédemment cités, il a été décidé de travailler dans une configuration géométrique unique par la suite. On peut alors s’interroger sur la configuration la plus adaptée entre l’impact frontal ou latéral.

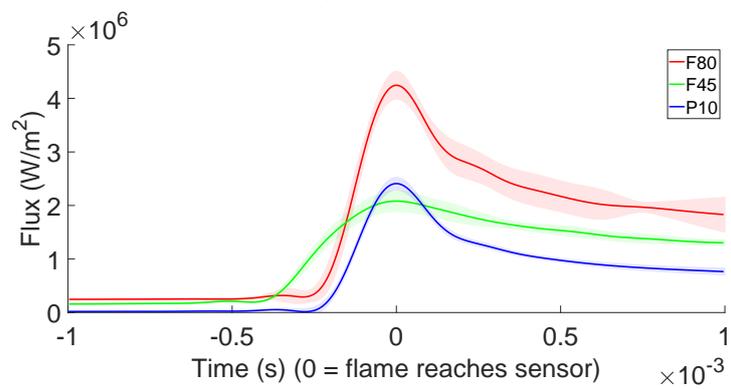
Deux facteurs ont conduit à privilégier la configuration d’impact latéral, c’est-à-dire la position P10. Tout d’abord, la visualisation par strioscopie est plus adaptée à ce cas car le front de flamme près du capteur est moins déformé par les effets aérodynamiques (cf. figure 3.9). De plus, bien que la pression lors de l’interaction flamme-paroi soit moins répétable dans le cas P10 que F45 (écart-type plus important aussi bien en valeur absolue que relative), les mesures de flux sont mieux répétables (écart-type du maximum divisé par deux), cf. table 3.3. Comme le flux est la valeur d’intérêt principale dans notre étude, la position P10 sera utilisée pour les essais présentés par la suite.

Ref	Position	$P_{gaz}$ au pic <i>bar</i>	Max de flux $MW/m^2$	$\Delta t$ montée <i>ms</i>	Énergie de pic $kJ/m^2$
AC-F45-phi6-rho10	F45	$64.5 \pm 1.1$	$2.1 \pm 0.2$	$0.25 \pm 0.02$	$2.22 \pm 0.16$
AC-F80-phi6-rho10	F80	$67.1 \pm 1.1$	$4.2 \pm 0.3$	$0.15 \pm 0.01$	$3.21 \pm 0.19$
AC-P10-phi6-rho10	P10	$35.4 \pm 2.0$	$2.4 \pm 0.1$	$0.12 \pm 0.01$	$1.47 \pm 0.06$

TABLE 3.3 – Variation de position en cellule à précombustion sur un point d’allumage commandé. Nomenclature : cf. annexe A.1.1.

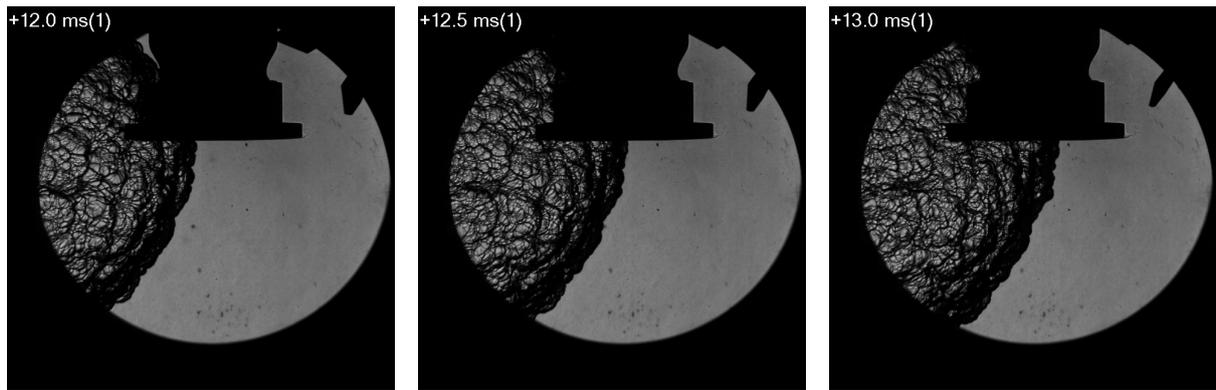


(a) Pression

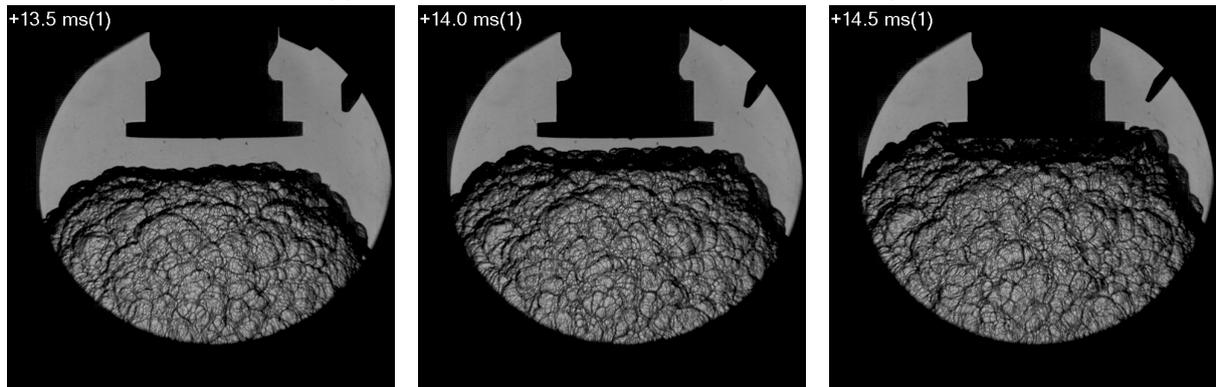


(b) Flux thermique

FIGURE 3.8 – Cellule : variation de position à  $\phi = 0.6$ ,  $\rho = 10kg/m^3$ ,  $T_i = 200^\circ C$ .



(a) P10 - impact flamme à 13.0 ms (image de droite)



(b) F45 - impact flamme à 24 ms (10 ms après ces images)

FIGURE 3.9 – Visualisation par strioscopie de l'arrivée du front de flamme pour deux positions de plaque différentes en cellule à précombustion. Positions P10 (impact latéral, bougie à gauche) et F45 (impact frontal, bougie en bas). Remplissage :  $\phi = 0.6$ ,  $\rho = 10 \text{ kg/m}^3$ ,  $T_i = 200^\circ\text{C}$ .

### 3.3.3 Impact frontal en MCR

Pour les essais allumage commandé en MCR (cf. table 3.1), la position du capteur de flux induit un impact quasiment frontal du front de flamme, cf. figure 3.10, même si la strioscopie ne permet ici pas d'observer clairement la présence ou l'absence d'un effet aérodynamique lors de l'interaction.

En examinant les courbes de flux des essais MCR, on observe parfois une montée de flux en double bosse. La figure 3.11 présente un exemple de telle montée de flux, ainsi que les données de température sous-jacentes ; un point d'inflexion est déjà visible sur les données brutes de température (ce qui prouve qu'il ne s'agit pas d'un artefact de post-traitement). Un tel phénomène se produit sur 5 à 10% des courbes de flux valides en allumage commandé, sans corrélation évidente avec les paramètres expérimentaux.

Ces montées conduisent généralement à des temps de montée plus longs (ici presque 1 *ms*), ce qui est cohérent avec les mesures en cellule à précombustion pour le point F45 (cf. figure 3.8b).

Une interprétation possible de ces doubles montées est donnée dans [Boust.2006, p. 159]. Il s'agirait de l'arrivée successive de deux fronts de flamme sur le capteur en raison du plissement de la flamme, comme décrit sur le schéma de la figure 3.12a. L'aspect aléatoire de ce phénomène s'explique alors par le fait que parfois un seul front de flamme atteint le capteur.

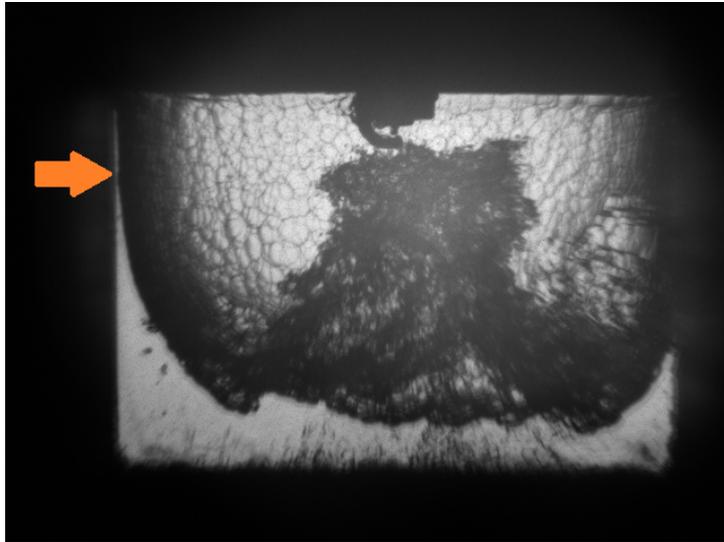


FIGURE 3.10 – Impact de la flamme sur la paroi en MCR. La flèche indique l'emplacement du thermocouple.

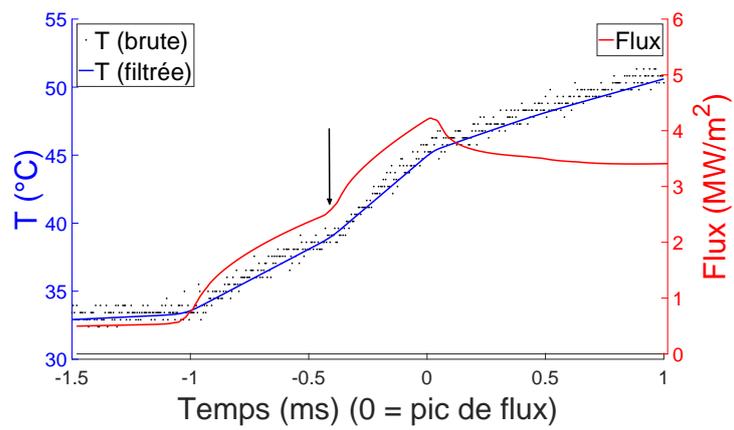


FIGURE 3.11 – Montée de flux en deux étapes sur essai MCR.

En étendant cette interprétation à la cellule à précombustion, on peut également supposer que le plissement du front de flamme est plus important dans les cas cellule que MCR. Il est alors possible qu'un nombre important de fronts de flammes atteignent successivement le capteur, cf. figure 3.12b ; la montée du flux apparaît alors lente mais continue (sans inflexion), pour peu que l'arrivée successive des fronts de flamme distincts se produise plus rapidement que le flux n'est résolu temporellement. Le phénomène se produit alors systématiquement (alors qu'en MCR il semble aléatoire).

Cette interprétation repose sur une hypothèse de plissement du front de flamme. En MCR, le plissement du front de flamme est principalement dû aux instabilités thermodiffusives ; en cellule à précombustion, le plissement peut être dû soit aux instabilités thermodiffusives soit à la turbulence. À partir des images de strioscopie des figures 3.10 (pour la MCR) et 3.9b (pour la cellule à précombustion), on peut observer des courbures caractéristiques de l'ordre de  $1 - 1.5 \text{ mm}$  dans les deux cas, mais il est possible que des échelles spatiales plus petites avec des gradients de densité moins forts ne soient pas résolues.

La méthode la plus directe pour confirmer ou infirmer une telle interprétation serait une visualisation du front de flamme dans un plan passant par le capteur (plutôt qu'intégrée sur ligne de vue comme en strioscopie), si possible corrélée temporellement à une mesure de flux thermique. Une méthode indirecte de validation de l'interprétation sur le montage de la cellule à précombustion est également possible, en modifiant la turbulence. Si un ralentissement de la rotation du ventilateur diminue le plissement du front de flamme (ce qui est qualitativement contrôlable par strioscopie), l'interprétation donnée ici prédit alors l'apparition de marches de flux (chaque marche correspondant à un front de flamme séparé) et à une perte de reproductibilité des essais (puisque l'arrivée de quelques fronts de flamme est moins statistiquement répétable que l'arrivée de nombreux fronts de flamme).

### Conclusion sur la position du capteur

Les variations de position du capteur en cellule à précombustion ont un impact significatif sur le flux, qui ne peut pas s'expliquer par la géométrie de l'interaction (frontale ou latérale) ou une modification de conditions thermodynamiques. On établit également qu'il est préférable de travailler en impact latéral de flamme pour la suite, car cela améliore la reproductibilité des résultats. Enfin, les résultats de flux obtenus en impact frontal en cellule à précombustion et en MCR sont cohérents avec l'hypothèse d'interaction de multiples fronts de flamme avec le capteur.

Il serait utile, dans une étude ultérieure, de valider les hypothèses avancées ici sur l'aérodynamique proche paroi. Plusieurs diagnostics sont envisageables pour ce faire, comme des mesures PIV de l'aérodynamique proche paroi ou une visualisation du front de flamme, si possible avec une mesure de flux simultanée.

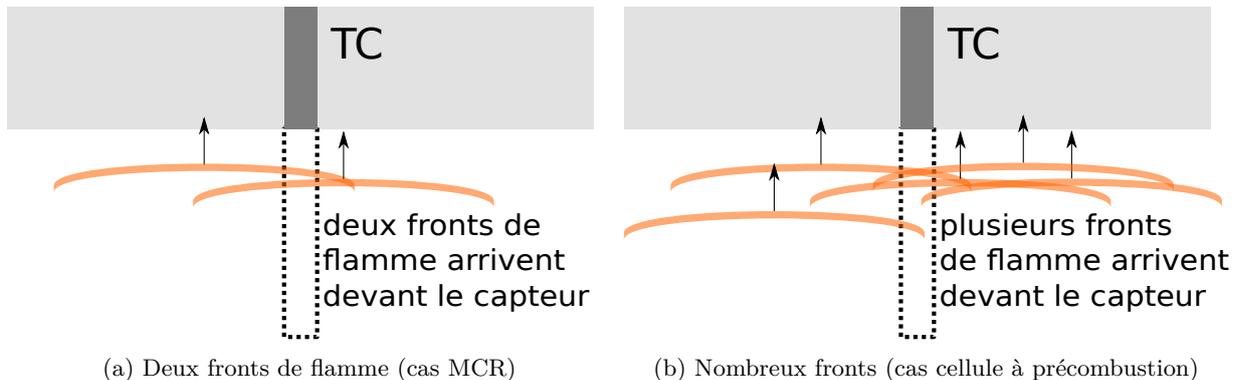


FIGURE 3.12 – Hypothèse d'interactions flamme-paroi multiples.

## 3.4 Influence des paramètres thermodynamiques

### 3.4.1 Essais en MCR

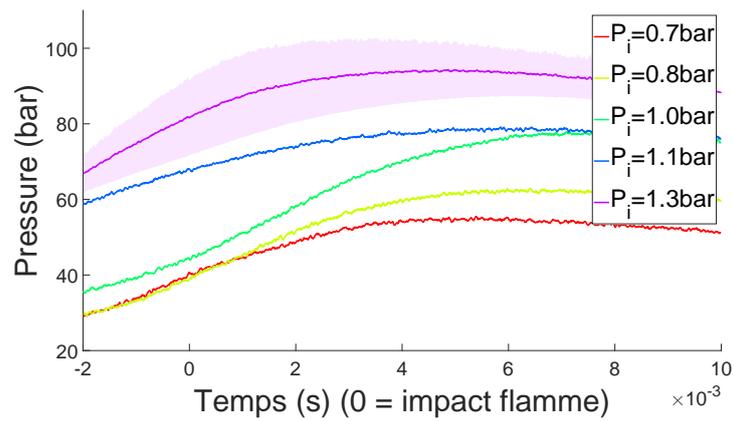
#### 3.4.1.1 Variation de charge (méthane, sans cliquetis)

La figure 3.13 et la table 3.4 présentent une variation de pression initiale de  $P_i = 0.7 \text{ bar}$  à  $P_i = 1.3 \text{ bar}$  pour un mélange méthane-air avec  $\phi = 0.75$ ,  $T_i = 25^\circ\text{C}$ ,  $RVC = 13$ . La courbe à  $P_i = 1.3 \text{ bar}$  présente également l'écart-type typique dans ces conditions (calculé sur trois tests).

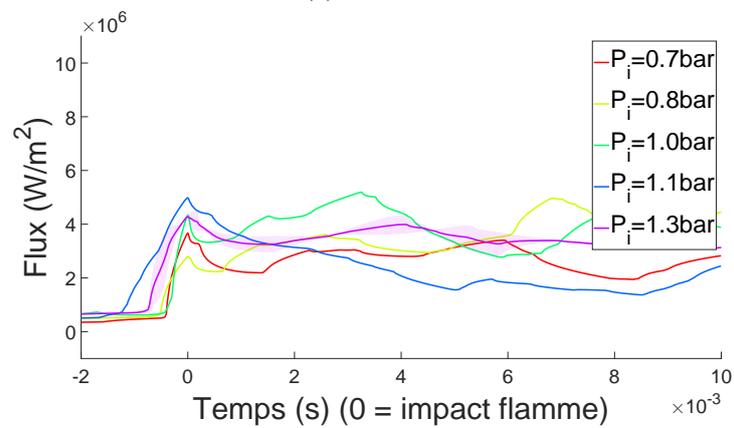
Ref	$P_i$ <i>bar</i>	$P_{gaz}$ au pic <i>bar</i>	Max de flux <i>MW/m<sup>2</sup></i>	$\Delta t$ montée <i>ms</i>	Énergie de pic <i>kJ/m<sup>2</sup></i>
AC-CH4-phi75-P130	1.3	81.8	4.28	0.55	6.05
AC-CH4-phi75-P110	1.1	67.7	4.99	0.88	7.51
AC-CH4-phi75-P100	1.0	44.4	4.32	0.26	4.93
AC-CH4-phi75-P080	0.8	39.0	2.80	0.30	3.80
AC-CH4-phi75-P070	0.7	39.9	3.67	0.31	4.02

TABLE 3.4 – Influence de la charge sur les essais MCR : mélange méthane-air à richesse 0.75 pour une pression de remplissage variable. Nomenclature : cf. annexe A.2.1.

La pression dans la chambre au moment de la combustion est d'autant plus élevée que la pression initiale est importante. Dans l'ensemble, le pic de flux croît également avec la pression, mais le faible nombre de tests rend difficile une comparaison avec les lois obtenues dans la littérature (par exemple [Boust.2006 ; Karrer.2009] indiquent  $Q_{max} \propto \sqrt{P}$  pour des essais en flamme laminaire).



(a) Pression



(b) Flux thermique physique

FIGURE 3.13 – Influence de la charge sur les essais MCR : mélange méthane-air à richesse 0.75 pour une pression de remplissage variable.

### 3.4.1.2 Variation de richesse à énergie constante (méthane)

La figure 3.14 et la table 3.5 présentent une variation de richesse pour un mélange méthane-air ( $T_i = 25^\circ C$ ,  $RVC = 13$ ) à iso-énergie; les pression et richesse varient de ( $\phi = 0.75, P_i = 1.3 \text{ bar}$ ) à ( $\phi = 1, P_i = 1.0 \text{ bar}$ ), de telle sorte que la quantité de carburant dans la chambre soit toujours la même.

On retrouve dans l'ensemble les variations attendues : lorsque la richesse augmente et que la densité diminue, le flux thermique atteint un pic plus élevé et le temps d'interaction est plus faible car la vitesse de flamme et la température des gaz brûlés sont plus importantes. L'énergie transmise à la paroi semble constante avec cette variation paramétrique (oscillations de moins de 10% autour de la valeur moyenne, sans corrélation claire avec la richesse).

On peut également noter un probable phénomène de double montée sur les points ( $\phi = 0.85, P_i = 1.16 \text{ bar}$ ) et ( $\phi = 0.91, P_i = 1.09 \text{ bar}$ ), comme décrit en §3.3.3.

Ref	$P_i$ <i>bar</i>	$P_{gaz}$ au pic <i>bar</i>	Max de flux $MW/m^2$	$\Delta t$ montée <i>ms</i>	Énergie de pic $kJ/m^2$
AC-CH4-phi75-P130	1.30	81.8	4.28	0.55	6.05
AC-CH4-phi80-P123	1.23	75.8	4.78	0.52	6.24
AC-CH4-phi85-P116	1.16	71.5	5.10	0.45	6.71
AC-CH4-phi91-P109	1.09	67.7	4.22	0.69	6.15
AC-CH4-phi95-P105	1.05	61.8	5.59	0.37	5.83
AC-CH4-phi100-P100	1.00	58.8	6.12	0.38	5.92

TABLE 3.5 – Influence de la richesse à iso-énergie : mélange méthane-air pour des pressions et richesses variables. Nomenclature : cf. annexe A.2.1.

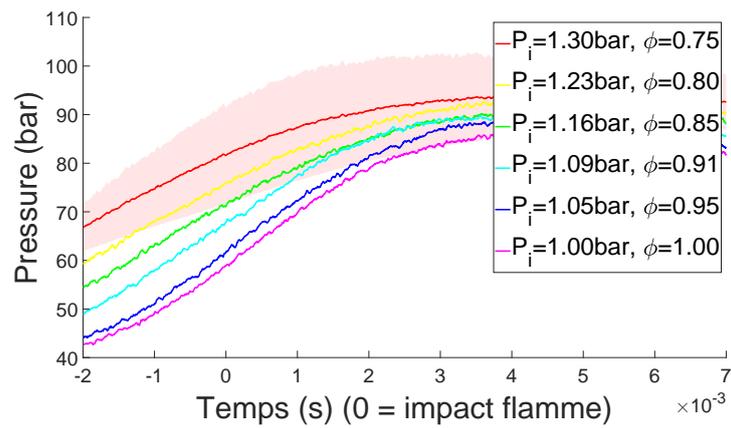
À plus forte richesse (donc plus faible pression initiale), la courbe de pression, initialement plus basse, rattrape partiellement celle des richesses plus élevées durant la combustion, car (à énergie de combustion égale) la capacité thermique des gaz est moindre donc la température des gaz augmente plus.

Ceci explique également un flux plus élevé :  $6.1 \text{ MW}/m^2$  pour la richesse 1 vs.  $4.3 \text{ MW}/m^2$  pour la richesse 0.7. Le pic de flux est également plus étroit, sa durée variant de  $0.38 \text{ ms}$  pour la richesse 1 à  $0.55 \text{ ms}$  pour la richesse 0.7, en raison d'une vitesse de flamme plus élevée donc d'un temps d'interaction flamme-paroi moindre.

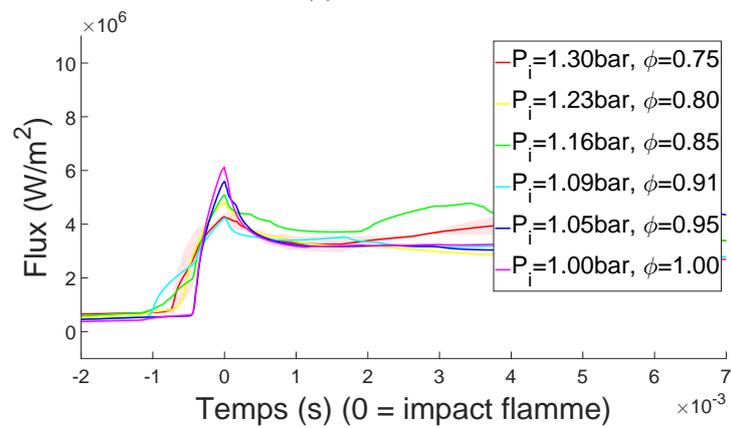
### Conclusion

Qualitativement, les variations effectuées suivent les mêmes tendances qu'observé précédemment dans la littérature [Boust.2006 ; Karrer.2009 ; Muller.2012]. Cependant, vu le faible nombre d'essais pour chacune des variations paramétriques effectuées, il est difficile d'en faire une interprétation quantitative.

Si l'on souhaite établir une corrélation statistiquement significative, il semble nécessaire de procéder à d'autres essais avec une meilleure statistique (au moins cinq répétitions par point expérimental), notamment pour s'affranchir de l'effet non répétable décrit en §3.3.3.



(a) Pression



(b) Flux thermique physique

FIGURE 3.14 – Influence de la richesse à iso-énergie sur les essais MCR : mélange méthane-air pour des pressions et richesses variables.

### 3.4.2 Essais en cellule à précombustion

#### 3.4.2.1 Variation de richesse à densité constante

La figure 3.15 et la table 3.6 présentent l'effet d'une variation de richesse de 0.4 à 0.6 en maintenant la densité constante (la quantité d'énergie varie donc).

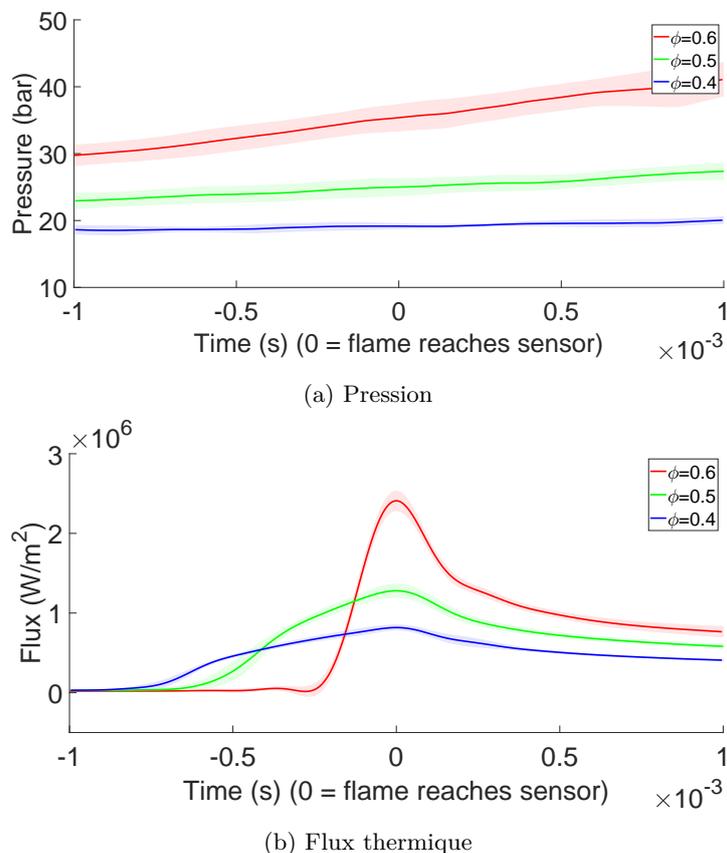


FIGURE 3.15 – Essais d'allumage commandé en cellule à précombustion : influence de la richesse.

Ref	$\phi$	$P_{gaz}$ au pic bar	Max de flux $MW/m^2$	$\Delta t$ montée ms	Énergie de pic $kJ/m^2$
AC-P10-phi4-rho10	0.4	$19.1 \pm 0.5$	$0.82 \pm 0.04$	$0.45 \pm 0.03$	$0.95 \pm 0.03$
AC-P10-phi5-rho10	0.5	$25.0 \pm 1.3$	$1.3 \pm 0.1$	$0.35 \pm 0.03$	$1.27 \pm 0.06$
AC-P10-phi6-rho10	0.6	$35.4 \pm 2.0$	$2.4 \pm 0.1$	$0.12 \pm 0.01$	$1.47 \pm 0.06$

TABLE 3.6 – Variation de richesse sur point d'allumage commandé en cellule à précombustion. Nomenclature : cf. annexe A.1.1.

À richesse plus grande, l'énergie de combustion est supérieure, donc la température des gaz brûlés et la pression également. Le temps d'interaction flamme-paroi est également plus faible car la vitesse de flamme laminaire est plus grande. Le maximum de flux ainsi que l'énergie de pic sont également plus grands, de manière attendue car la température des gaz brûlés est plus importante, et la flamme approche la paroi de plus près (car l'épaisseur de flamme est plus faible).

#### 3.4.2.2 Variation de densité à richesse constante

La figure 3.16 et la table 3.7 présentent une variation de densité entre 5 et 10  $kg/m^3$ , obtenue en variant la pression de remplissage. La pression lors du pic pour chaque essai est approximativement proportionnelle à la densité, comme attendu pour une même composition chimique et un timing similaire de la mesure de température.

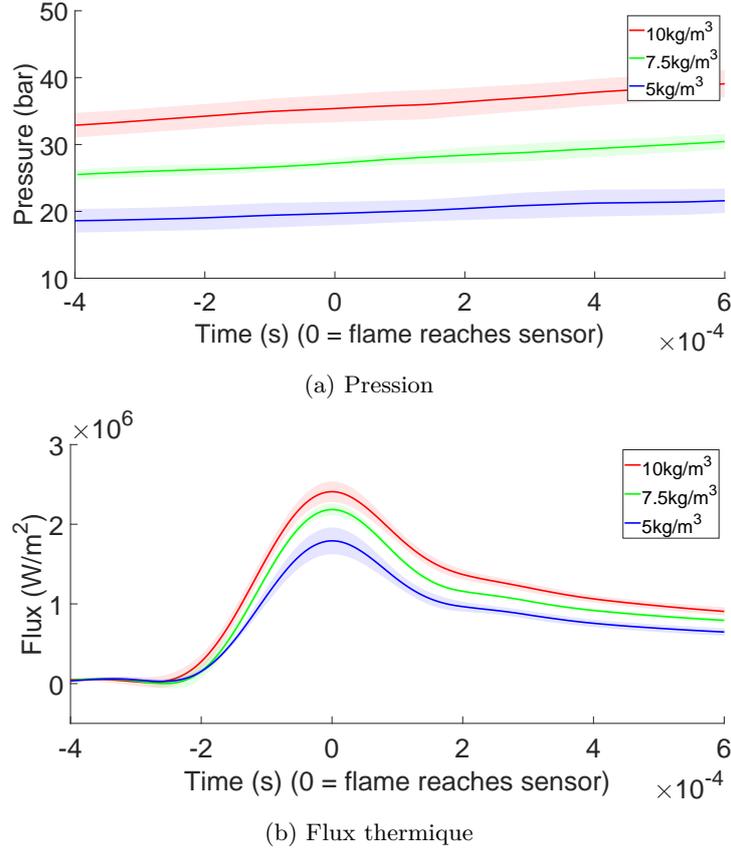


FIGURE 3.16 – Essais d’allumage commandé en cellule à précombustion : influence de la densité.

Ref	$\rho$ $kg/m^3$	$P_{gaz}$ au pic $bar$	Max de flux $MW/m^2$	$\Delta t$ montée $ms$	Énergie de pic $kJ/m^2$
AC-P10-phi6-rho5	5	$19.7 \pm 1.7$	$1.8 \pm 0.2$	$0.11 \pm 0.01$	$1.05 \pm 0.06$
AC-P10-phi6-rho75	7.5	$27.2 \pm 0.7$	$2.2 \pm 0.1$	$0.10 \pm 0.03$	$1.28 \pm 0.03$
AC-P10-phi6-rho10	10	$35.4 \pm 2.0$	$2.4 \pm 0.1$	$0.12 \pm 0.01$	$1.47 \pm 0.06$

TABLE 3.7 – Variation de densité sur point d’allumage commandé en cellule à précombustion. Nomenclature : cf. annexe A.1.1.

Le flux est plus grand à densité/pression plus fortes. La forme du flux (quantifiée par le temps de montée) est identique pour les trois essais, d’où une augmentation de l’énergie totale transférée dans les mêmes proportions que le flux maximal.

### 3.4.2.3 Normalisation du flux par les caractéristiques de flamme laminaire

Les tendances examinées précédemment sont qualitativement cohérentes avec les phénomènes connus. Contrairement au cas de la MCR où il n’y a pas ou peu de répétition, chaque pic de flux mesuré ici correspond à une moyenne statistique de bonne qualité (l’écart attendu entre la moyenne mesurée ici et celle qui aurait été obtenue avec un grand nombre d’essais est de moins de 5%).

Dans le cas d’un coincement frontal d’une flamme laminaire prémélangée, la littérature existante propose une méthodologie de normalisation du flux thermique lors de l’interaction flamme-paroi frontale. Il en ressort que pour un front de flamme laminaire d’épaisseur  $\delta_l$  et de vitesse  $S_l$ , il est justifié d’adimensionner les échelles de temps et de flux par :

$$t \rightarrow t/\tau_l \text{ où } \tau_l = \frac{S_l}{\delta_l}$$

$$Q \rightarrow Q/Q_l \text{ où } Q_l = \rho_{GF} S_l \Delta H_{GF}$$

où  $\rho_{GF}$  est la densité des gaz frais et  $\Delta H_{GF}$  l'enthalpie de combustion par unité de masse du mélange. La description plus précise de cette méthodologie et le calcul des caractéristiques de flamme laminaire qu'elle utilise sont décrits en annexe D.

Les hypothèses de cette normalisation ne sont pas vérifiées ici : la flamme n'est pas en coincement frontal (ce qui crée des effets d'étirement) et elle n'est pas laminaire mais turbulente (ce qui remet en question l'hypothèse de transfert par diffusion dans la couche de gaz non brûlés proches de la paroi). Cependant, en l'absence d'autre argument théorique auquel comparer les valeurs de flux obtenues ici, on peut néanmoins examiner ce que donne une telle normalisation.

Dans le cas de la variation de densité (figure 3.17), la normalisation rapproche les courbes observées lorsque la densité varie de 5 à 10  $kg/m^3$ . Le pic de flux normalisé est d'environ 0.05-0.06 dans tous les cas. Le procédé de normalisation semble ici fonctionner.

Dans le cas de la variation de richesse (figure 3.18), en revanche, la normalisation ne fait pas se superposer les courbes. La tendance observée sur les données brutes (pic de flux plus court et élevé pour les richesses plus fortes) est renversée sur les données normalisées ; le pic de flux normalisé va de 0.05 à 0.2. Le procédé semble ici échouer.

Dans les deux cas, les valeurs du pic de flux normalisé sont proches des valeurs obtenues dans la littérature (par exemple [Karrer.2009] indique des valeurs de 0.1-0.2). Cependant, la deuxième variation paramétrique montre que la théorie développée n'est pas valable en régime turbulent. On peut imaginer que la normalisation devrait prendre en compte une correction des échelles caractéristiques liée à la turbulence ; par exemple, il est possible que la distance de coincement varie plus fortement avec la richesse en régime laminaire qu'en régime turbulent, selon si les pertes thermiques responsables de l'extinction sont purement diffusives ou impliquent du transfert convectif. Une telle correction n'entre pas dans le cadre de l'étude présente.

Pour comprendre pourquoi la normalisation fonctionne dans un cas mais pas dans l'autre, examinons de plus près les caractéristiques de flamme laminaire. Les valeurs brutes sont données en table 3.8, et la variation relative de ces caractéristiques pour les deux variations paramétriques en table 3.9. On constate que les facteurs de normalisation sont fortement affectés par le changement de richesse (la puissance de flamme laminaire  $Q_l$  est divisée par 10 et le temps de flamme  $\tau_l$  multiplié par 20), mais beaucoup plus faiblement affectés par le changement de densité (la puissance de flamme laminaire  $Q_l$  diminue de 15% et le temps de flamme  $\tau_l$  de 10%).

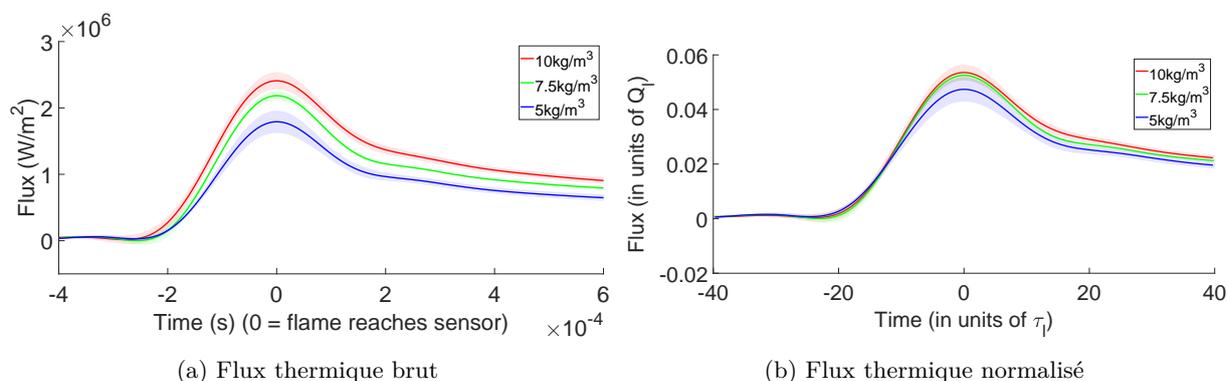


FIGURE 3.17 – Normalisation pour la variation de densité (essais en cellule à précombustion,  $\phi = 0.6$ ,  $T_i = 200^\circ C$ ).

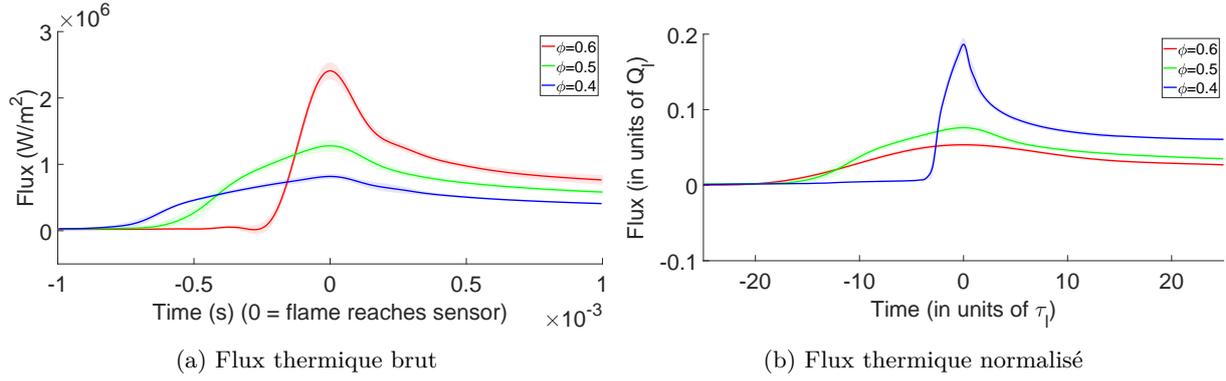


FIGURE 3.18 – Normalisation pour la variation de richesse (essais en cellule à précombustion,  $\rho = 10 \text{ kg/m}^3$ ,  $T_i = 200^\circ\text{C}$ ).

Référence	$P_{gaz}$ bar	$S_l$ m/s	$\delta_l$ $\mu\text{m}$	$Q_l$ $\text{MW/m}^2$	$\tau_l$ $\mu\text{s}$
AC-P10-phi6-rho10	35.4	0.94	11	45.0	12
AC-P10-phi6-rho5	19.7	1.46	15	37.9	11
AC-P10-phi4-rho10	19.1	0.21	52	4.4	242

TABLE 3.8 – Caractéristiques de flamme laminaire lors de l’interaction flamme-paroi pour le point de référence et les deux extrêmes de variation de densité et de richesse. Nomenclature : cf. annexe A.1.1. Données : cf. en annexe D.2, figures D.3 et D.2.

Variation	$S_l/S_l^{ref}$	$\delta_l/\delta_l^{ref}$	$Q_l/Q_l^{ref}$	$\tau_l/\tau_l^{ref}$
$\rho = 10 \rightarrow 5 \text{ kg/m}^3$	1.55	1.4	0.84	0.9
$\phi = 0.6 \rightarrow 0.4$	0.23	4.7	0.1	21

TABLE 3.9 – Variation des caractéristiques de flamme laminaire pour les deux extrêmes de variation de densité et de richesse, par rapport au point de référence AC-P10-phi6-rho10. Nomenclature : cf. annexe A.1.1.

Quoique la densité elle-même varie de manière importante (facteur 2), cela n’entraîne qu’une faible variation des conditions de propagation de flamme (ici quantifiées par les caractéristiques de flamme laminaire). Il est alors naturel que la physique du phénomène évolue peu, et que les résultats normalisés ou non soit proches. La normalisation a alors un faible impact, qu’il est donc difficile d’évaluer ; tout au plus peut-on dire qu’elle joue dans le bon sens.

À l’inverse, le changement de richesse a lui un impact très important sur les caractéristiques de la propagation de flamme, peut-être parce que le mélange est proche d’une transition de détonation<sup>4</sup>.

Pour étudier plus précisément l’effet de la variation de richesse, il serait intéressant de se placer dans un diagramme de Borghi ; une telle analyse est faite par exemple dans [Muller.2012] dont la figure 3.19 est issue. Ce diagramme permet de décrire le régime de flamme selon l’intensité de turbulence (moyenne des fluctuations de vitesse) et l’échelle intégrale de turbulence, normalisées respectivement par la vitesse et l’épaisseur de flamme laminaire.

Dans le cas présent, les caractéristiques de turbulence de la cellule à précombustion sont inconnues, il n’est donc pas possible de se placer dans ce diagramme. Cependant, si l’on suppose que ces caractéristiques de turbulence varient peu avec les variations paramétriques effectuées, l’amplitude des déplacements effectués dans ce diagramme dépend seulement des variations de paramètres de flamme laminaire, que l’on a calculées précédemment, cf. table 3.9.

4. Une expérience préliminaire menée à richesse  $\phi = 0.75$  a conduit à un pic de pression imprévu supérieur à 150 bar et à une activation de la soupape de sécurité, sans qu’il ait été possible d’en déterminer la cause exacte.

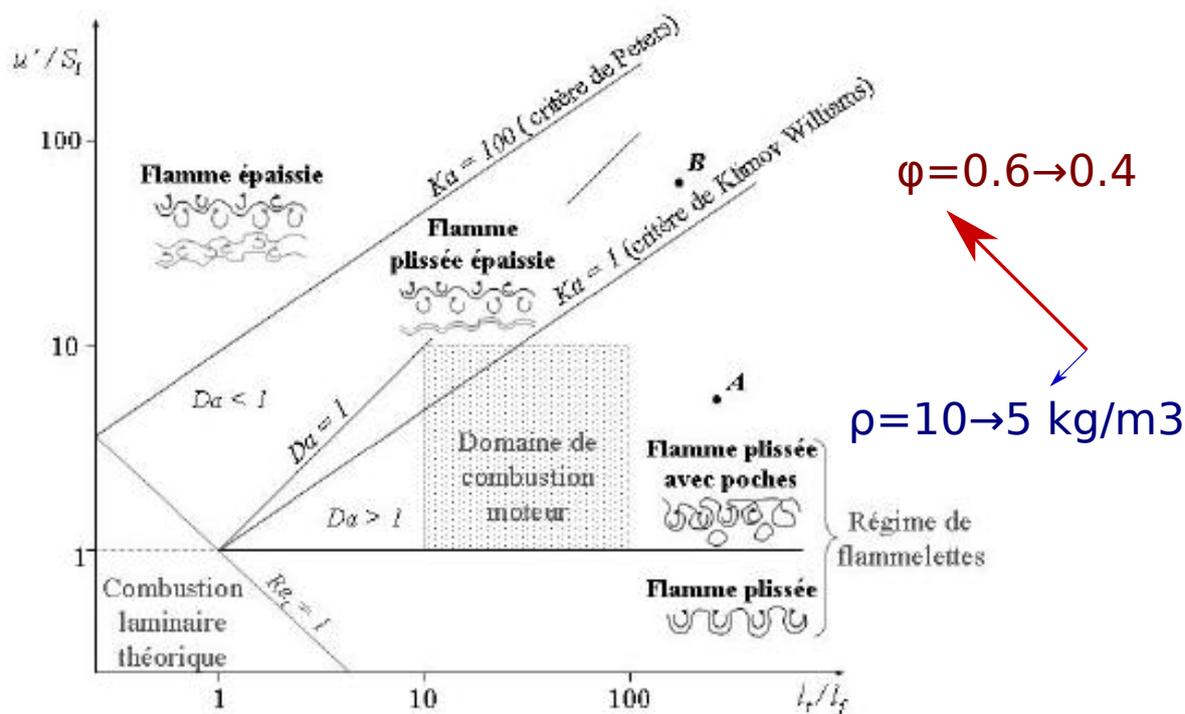


FIGURE 3.19 – Diagramme de Borghi et amplitude du déplacement pour les variations paramétriques effectuées. Adapté de [Muller.2012].

Ainsi, l'abaissement de la densité de 10 à 5  $kg/m^3$  cause une multiplication de  $S_l$  par un facteur 1.55 et de  $\delta_l$  par 1.4. Cela correspond à un faible déplacement vers le sud-ouest dans le diagramme de Borghi, montré en bleu sur la figure 3.19. De même, l'abaissement de la richesse de 0.6 à 0.4 cause une multiplication de  $S_l$  par un facteur 0.23 et de  $\delta_l$  par 4.7. Cela correspond à un déplacement plus important vers le nord-ouest dans le diagramme de Borghi, montré en rouge.

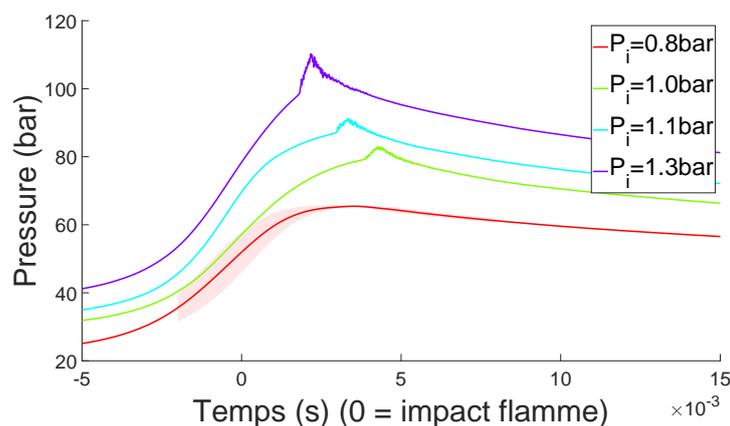
Il n'est pas possible de conclure fermement en l'absence d'information sur la localisation du point de référence dans le diagramme; cependant, il semble probable que le changement de richesse traverse l'une des frontières dans le diagramme mais pas le changement de densité. Ce changement de régime pourrait alors expliquer l'invalidation de la théorie de normalisation.

Pour une étude ultérieure, il serait préférable soit de travailler avec un dispositif expérimental où les hypothèses de la théorie de normalisation sont vérifiées (notamment : faible turbulence), soit de mesurer la turbulence dans le moyen de mesure pour connaître le régime de flamme associé et éventuellement développer une extension de cette théorie pour le cas turbulent, par exemple à l'aide de diagnostics simultanés de localisation du front de flamme et de mesure du flux.

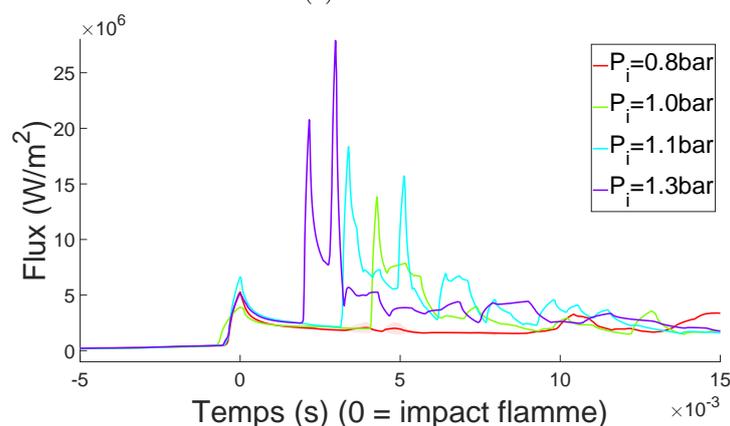
Quoique la théorie de flamme laminaire soit insuffisante dans ce régime turbulent, il est physiquement plausible que les caractéristiques identifiées dans cette théorie (vitesse de propagation et épaisseur de flamme, enthalpie de combustion) suffisent à décrire la thermique de la combustion, et prennent en compte les effets des conditions thermodynamiques (pression, température, composition des gaz). Il serait donc pertinent de procéder aux choix des variations paramétriques effectuées en fonction des variations attendues des caractéristiques de flamme laminaire entrant en jeu dans les paramètres de normalisation.

### 3.5 Cliquetis et impact sur le transfert thermique

La phénoménologie du cliquetis, combustion anormale généralement rencontrée dans les moteurs à allumage commandé dans des conditions de forte charge, a été décrite en §1.2.1. Un phénomène similaire est présent pour la combustion HCCI, où la combustion peut donner lieu à des ondes de pression dans la chambre pour les conditions de forte charge [Tsurushima.2002].



(a) Pression



(b) Flux thermique physique

FIGURE 3.20 – Propane-air à pression variable.

On présente ici les résultats et l'analyse de plusieurs combustions de type AC et HCCI effectuées sur MCR pour lesquelles des oscillations de pression significatives attribuées au cliquetis ont été observées.

### 3.5.1 Variation de charge : allumage commandé propane

Dans la conception originale des essais MCR, le carburant utilisé pour le point de référence était le propane. La figure 3.20 présente les courbes de pression et de flux pour la combustion en allumage commandé d'un mélange propane-air à pression initiale variable ( $\phi = 0.7$ ,  $T_i = 25^\circ C$ ,  $RVC = 13$ ).

Lorsque la pression de remplissage augmente, la courbe de pression est plus haute. En revanche, à partir de 1.0 bar de pression initiale, la courbe de pression présente des oscillations, ce qui indique l'apparition du phénomène de cliquetis. Il faut également noter qu'en raison d'un phénomène de résonance du capteur de pression lorsque celui-ci est excité par le cliquetis, les données de ce capteur ont été sous-échantillonnées à 11 kHz.<sup>5</sup>

Pour les points cliquetants, un ou plusieurs pics de flux importants apparaissent à partir du début des oscillations de pression. Ces pics atteignent plusieurs dizaines de  $MW/m^2$  et sont d'autant plus élevés que le cliquetis est intense.

5. Comme indiqué en §2.1.2, la sortie du capteur de pression est échantillonnée à 100 kHz. Pour éliminer l'effet de résonance du capteur (fréquence propre estimée à 72 kHz), on applique une moyenne glissante 9 points, conduisant à un filtre passe-bas de fréquence de coupure 11 kHz.

### 3.5.2 Variation de carburant : allumage commandé avec mélange propane-méthane

Comme indiqué précédemment, le propane est sujet au cliquetis sur le point de référence ( $P_i = 1.3 \text{ bar}$ ,  $T_i = 25^\circ\text{C}$ ,  $RVC = 13$ ,  $\phi = 0.7$ ). Cependant, le méthane ne l'est pas, en raison de sa plus faible sensibilité à ce phénomène; or, son contenu énergétique (mesuré par le pouvoir calorifique inférieur) et sa vitesse de flamme laminaire sont semblables. Un mélange entre ces deux carburants permet alors d'observer directement l'effet de l'indice d'octane près de la transition cliquetis.

La figure 3.21 présente les courbes de pression et de flux pour différents mélanges méthane-propane en gardant l'énergie dans la chambre constante (correspondant à une richesse 0.7 pour le propane et 0.75 pour le méthane). La légende indique la proportion de propane en volume dans le carburant (méthane + propane).

La pression lors de l'arrivée de la flamme sur le capteur ( $t = 0$ ) varie entre 75 et 85 *bar* selon la composition du mélange. Les flux mesurés lors de l'arrivée du front de flamme (i.e. à  $t = 0$ ) sont similaires, de l'ordre de  $5 \text{ MW}/\text{m}^2$  avec un temps de montée de 0.5ms. Cela indique que l'interaction flamme-paroi près du capteur se déroule de manière identique pour les différents mélanges.

Par la suite, les courbes de pression présentent des oscillations caractéristiques du cliquetis. Ces oscillations se produisent d'autant plus tôt et sont d'autant plus fortes que le carburant contient du propane, (i.e. est sensible), car le cliquetis a alors lieu lorsqu'une fraction plus grande de gaz n'a pas encore été brûlée (on peut estimer que 4.3% de la masse de carburant s'auto-enflamme pour le mélange à 85% de propane vs. 1.1% pour le mélange à 31% de propane). Au moment du cliquetis, le flux thermique présente un pic, d'autant plus grand que le cliquetis est intense (20  $\text{MW}/\text{m}^2$  pour 85% de propane vs. 5  $\text{MW}/\text{m}^2$  pour 31% de propane).

Le cliquetis augmente donc considérablement le transfert thermique puisque les pics associés sont égaux ou supérieurs au pic d'interaction flamme-paroi.

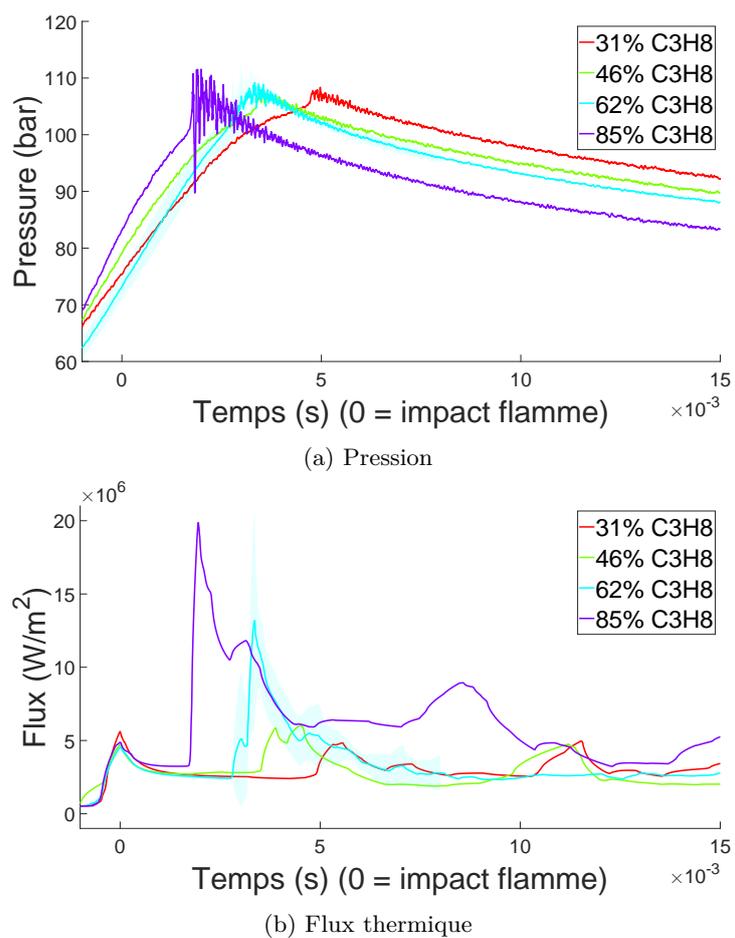


FIGURE 3.21 – Point AC cliquetant en MCR : variation de carburant à iso-énergie.

### 3.5.3 Variation de richesse : HCCI n-heptane

Sur MCR, quatre points de combustion HCCI ont été effectués. Un mélange n-heptane/air (pression et température initiales  $P_i = 1.3 \text{ bar}$ ,  $T_i = 25^\circ\text{C}$ , taux de compression  $RVC = 13$ ) est comprimé et s'auto-enflamme peu après le point mort haut. La richesse varie entre 0.22 et 0.7; les résultats sont présentés en figure 3.22.

Pour chaque point, la courbe de pression présente une montée due à la combustion en deux étapes, d'autant plus rapprochées que la richesse est élevée. Cela correspond à une combustion en deux phases, flamme froide puis flamme chaude. Ensuite, pour les points à richesse élevée (0.43, 0.54, et 0.7), il y a des oscillations de pression importantes après la combustion, d'autant plus élevées que la richesse est élevée (amplitude de 2 – 3 bar pour  $\phi = 0.43$ , 10 bar pour  $\phi = 0.7$ ).

Pour les points à richesse élevée, des pics de flux de plusieurs dizaines de  $MW/m^2$  sont observés, presque un ordre de grandeur plus élevés que les observations en allumage commandé ou Diesel.

En revanche pour le point à richesse faible (0.22) la courbe de flux est proche de zéro (le pic de flux est de l'ordre du pic pour un essai à l'air soit  $0.4 MW/m^2$ ). Par ailleurs, la courbe de pression pour cet essai monte relativement lentement (la flamme chaude dure au moins 4 ms, ce qui est très long pour une auto-inflammation de charge homogène). Ce résultat s'interprète par une combustion incomplète.

Sur les trois points de richesse les plus élevées, les oscillations de pression correspondent à un phénomène de cliquetis : le front d'auto-inflammation se double d'une onde de pression dans la chambre. Des visualisations par striescopie (figure 3.23) mettent en évidence ces ondes de pression : des fronts de densité sont visibles et se déplacent à des vitesses très élevées<sup>6</sup>, compatibles avec la vitesse du son de l'ordre de 800 m/s<sup>7</sup>.

### 3.5.4 Analyse quantitative

#### 3.5.4.1 Hypothèses physiques

Comme indiqué en §1.2.1, les mécanismes proposés pour relier le cliquetis à l'augmentation de flux qu'il occasionne incluent la compression de la couche limite thermique et l'échauffement des gaz par compression adiabatique. Ces phénomènes ne dépendent pas directement du mode de combustion.

On fera ici l'hypothèse que les phénomènes aérodynamiques lors du cliquetis proches de la paroi sont identiques pour tous les modes de combustion où le cliquetis a lieu (AC ou HCCI ici). Il n'y a alors pas d'impact direct du mode de combustion sur les pertes thermiques engendrées : seuls comptent les conditions thermodynamiques (notamment température des gaz brûlés) et aérodynamiques (liées au premier ordre aux ondes de pression). On néglige donc notamment tout effet de couplage avec la chimie de la réaction.

Sous cette hypothèse, il devient valide de comparer le lien cliquetis-flux thermique pour les différentes conditions expérimentales présentées ici.

#### 3.5.4.2 Analyse des signaux de flux

Pour analyser les signaux de flux obtenus en présence de cliquetis, il est important de garder à l'esprit que la bande passante de la chaîne d'acquisition de flux utilisée n'est pas infiniment petite devant les temps caractéristiques du phénomène de cliquetis.

D'une part, il a été montré en §2.2.1.2 que le temps de réponse du dispositif de mesure utilisé ici est de 0.1 ms.

D'autre part, vu les données bibliographiques évoquées en §1.2.1.3, on s'attendrait à ce que les pics de flux présentent des oscillations phasées avec les variations de pression locale. Comme les signaux de pression présentent des oscillations à des fréquences d'au moins 10 kHz, cela permet d'estimer que le temps caractéristique du phénomène de cliquetis est inférieur à 0.1 ms, donc plus faible que la bande passante du dispositif expérimental.

Un tel effet est visible sur la comparaison des données de température avant et après filtrage numérique. La figure 3.24 présente un exemple de données de flux et de température lors du cliquetis. Connaissant l'existence d'un cliquetis avec des oscillations de pression à fréquence 10 kHz et la littéra-

---

6. Il n'est pas possible de suivre le front d'une image à l'autre avec un échantillonnage toutes les 0.05 ms; on évalue qu'il se déplace d'au moins la moitié de la hauteur de la chambre (soit 17.5 mm) entre deux images, ce qui donne une borne inférieure de vitesse de 350 m/s.

7. Loi de Newton-Laplace  $c = \sqrt{\gamma P/\rho}$  avec  $\gamma = 1.3$ ,  $P = 100 \text{ bar}$ ,  $\rho = 20 \text{ kg/m}^3$ .

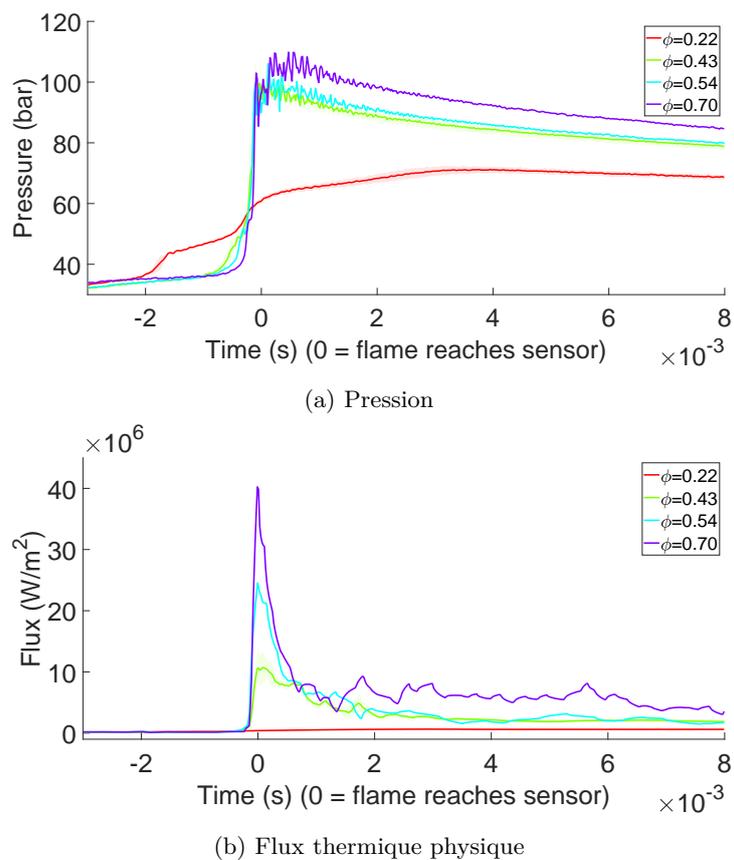
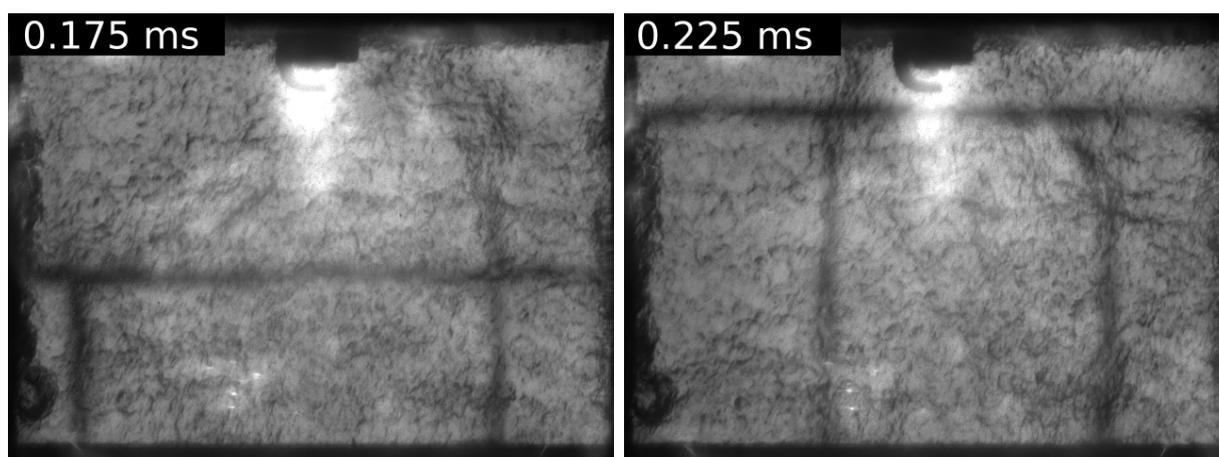


FIGURE 3.22 – Combustion HCCI pour le n-heptane à richesse variable.

FIGURE 3.23 – Visualisation par strioscopie en MCR de fronts de pression pendant la combustion HCCI cliquetante (n-heptane,  $\phi = 0.54$ ). On montre deux images consécutives. Même base de temps qu'en figure 3.22.

ture indiquant un lien probable entre oscillations de pression et flux, on peut observer des oscillations aux instants  $t = 0 \rightarrow 0.5 \text{ ms}$  sur la courbe de température brute, qui sont cependant lissées par le post-traitement (régularisation de Tikhonov, cf. §1.4.2.2).

Il n'est pas possible de s'affranchir de cet effet de filtrage pour les données présentées ici :

- D'une part, il n'est pas possible de régler le post-traitement pour garder ces oscillations physiques, sauf à laisser passer un bruit important : les caractéristiques de fréquence et d'amplitude de ce signal ne sont pas assez différentes (par exemple) du bruit présent à  $t = -1 \rightarrow -0.5 \text{ ms}$ .
- D'autre part, le signal physique a déjà été filtré avant l'acquisition par un filtre passe-bas à  $10 \text{ kHz}$  en entrée de l'amplificateur de tension (cf. §2.2.1.1). L'amplitude des oscillations observées est donc sous-estimée.

Il semble donc probable que les pics de flux physiques soient plus nombreux, plus étroits et plus hauts que ceux indiqués ici, en raison des limitations du matériel expérimental utilisé.

### 3.5.4.3 Effet du cliquetis sur le transfert thermique

Pour quantifier le cliquetis, une variable simple est l'amplitude des premières oscillations de pression, comme utilisé par exemple par [Mittal.2007]. C'est donc la variable qui sera utilisée ici. En raison du sous-échantillonnage à  $11 \text{ kHz}$  appliqué ici (cf. §3.5.1), ces valeurs ne sont pas nécessairement physiques, mais peuvent être comparées les unes aux autres.

Pour quantifier le flux, vu la discussion précédente, le pic de flux est un mauvais indicateur car il est probablement mal résolu. En revanche, son intégrale est probablement une mesure plus robuste. Comme les oscillations de pression perdurent un temps relativement long (une dizaine de  $ms$ ) et que le flux reste élevé tout du long, on choisit d'intégrer le flux sur l'intervalle de temps  $[-1 \text{ ms}; +10 \text{ ms}]$ , la référence de temps étant prise sur le premier pic de flux occasionné par le cliquetis. Cette procédure est décrite sur la figure 3.25. Cette valeur est notée  $E^{11ms}$  (énergie pendant  $11 \text{ ms}$ ).

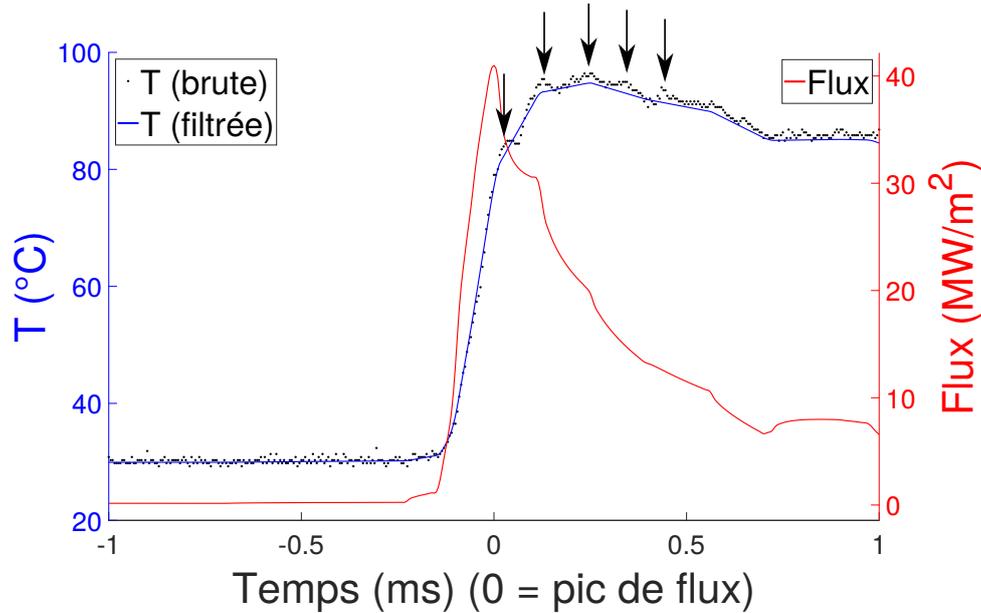


FIGURE 3.24 – Mesure de température et flux pendant le cliquetis. Les flèches indiquent des pics sur la mesure de température brute, compatibles avec une répétition à la fréquence des oscillations de pression (10  $kHz$ ). Ces pics ne peuvent pas être correctement résolus avec la chaîne d’acquisition actuelle.

Pour donner une interprétation locale de l’énergie perdue, on peut calculer un coefficient de convection moyen, défini par :

$$h_{moyen} = \frac{E^{11ms}}{11 \text{ ms} \times (T_{GB} - T_{paroi})} \quad (3.1)$$

où  $T_{paroi} \approx 300 \text{ K}$  est la température de paroi avant la combustion (mesurée via le thermocouple) et  $T_{GB}$  est la température des gaz brûlés calculée à partir de la composition du mélange en supposant une combustion complète adiabatique à volume constant.

Enfin, en faisant l’hypothèse que le flux thermique est homogène sur l’ensemble de la chambre de combustion, on peut également calculer une fraction de pertes comme le ratio entre l’énergie transmise aux parois par le cliquetis et l’énergie chimique insérée dans le mélange :

$$r = \frac{E^{11ms} \times S}{\rho V \Delta H} \quad (3.2)$$

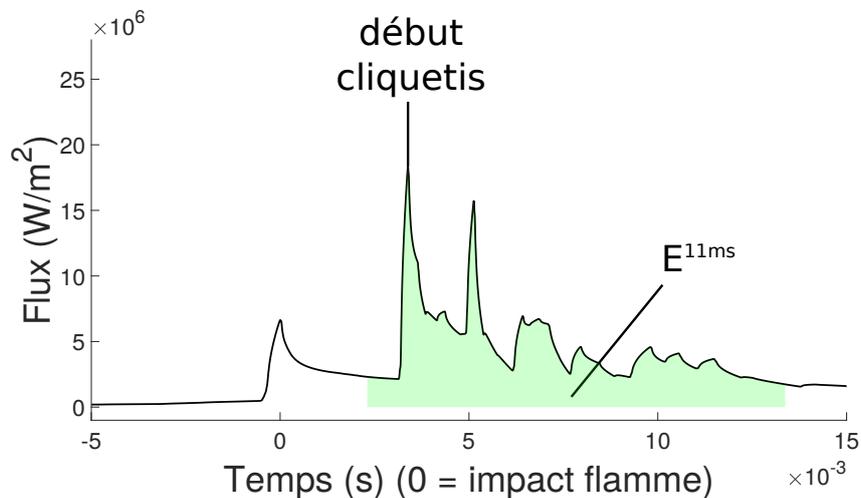


FIGURE 3.25 – Intégrale du flux utilisée pour quantifier l’effet du cliquetis.

où  $S = 1.2 \times 10^{-2} \text{ m}^2$ ,  $V = 8.75 \times 10^{-5} \text{ m}^3$  sont la surface des parois et le volume de la chambre de combustion au PMH,  $\rho$  est la densité des gaz et  $\Delta H$  l'enthalpie de combustion massique (calculée en supposant une combustion complète). Cette valeur correspondrait en environnement moteur à la perte de rendement occasionnée par les pertes thermiques lors du cliquetis.

La figure 3.26 présente les résultats de ces calculs pour les trois séries de variations paramétriques.

Aussi bien pour le coefficient de convection moyen  $h_{moyen}$  que pour la fraction de pertes  $r$ , les trois séries de données suivent la même tendance, ce qui justifie *a posteriori* l'hypothèse que seule l'intensité du cliquetis joue et non le phénomène qui en est à l'origine.  $r$  et  $h_{moyen}$  augmentent tous les deux avec l'intensité du cliquetis. Les valeurs du coefficient de convection obtenues ici sont aux alentours de  $2 \text{ kW/m}^2/\text{K}$ .

La fraction  $r$  d'énergie chimique (insérée sous forme de carburant) perdue à la paroi est relativement élevée : elle varie de 10 à 25% selon l'intensité du cliquetis pour tous les cas de combustion. Cette valeur peut être comparée aux pertes thermiques sur l'intégralité du cycle pour des moteurs conventionnels hors cliquetis, qui sont de l'ordre de 30 à 40% (cf. 1.3.1). L'absence de détente du piston sur les 11 *ms* prises en compte ici augmente certainement les pertes thermiques, mais cela indique tout de même que le cliquetis augmente significativement les pertes pariétales.

### 3.5.5 Critique des essais avec cliquetis

#### 3.5.5.1 Représentativité des points HCCI

Le dégagement d'énergie pour les essais HCCI présentés ici est extrêmement rapide. Sur le point à richesse 0.7 la combustion se fait intégralement en moins de 0.5 *ms*, avec un gradient de pression supérieur à 100 *bar/s* ; le gradient atteint plus de 50 *bar/s* même pour le point à richesse 0.43. Ces valeurs sont très grandes comparées aux points typiques de combustion HCCI trouvés dans la littérature, allant jusqu'à 10 *bar/s*.

Cet effet pourrait être atténué en utilisant un carburant qui s'auto-enflamme moins facilement, ce qui n'a cependant pas été possible sur MCR<sup>8</sup>. Au-delà de ce problème expérimental lié au moyen de mesure, le contenu énergétique important dans la chambre est très grand par rapport aux points HCCI visés dans la littérature. Par exemple, [André.2010] utilise des richesses similaires (0.6 et 0.67) mais avec une dilution à l'azote ou aux gaz brûlés de 40 à 60% ; par ailleurs, les simulations de la même référence montrent une limite pour la richesse maximale d'un mélange sans dilution de 0.18 (pour rester en dessous d'un seuil de montée en pression à 9 *bar/s*) bien que le carburant (iso-octane) soit moins sujet au cliquetis que celui de l'étude présente.

Les points à haute richesse présentés ici ont été choisis pour correspondre au même contenu énergétique que les points de référence pour les modes de combustion AC et Diesel. Ils ne correspondent donc pas directement aux applications automobiles du HCCI connues dans la littérature à ce jour pour deux raisons liées à ce contenu énergétique important :

- Les gradients de pression sont trop élevés pour les problématiques de bruit de combustion ;
- La combustion se déroule à des températures similaires à celles de l'allumage commandé, alors que l'un des intérêts de la combustion HCCI est d'avoir des températures de gaz basses (pour des problématiques de chimie des polluants, cf. §1.2.3).

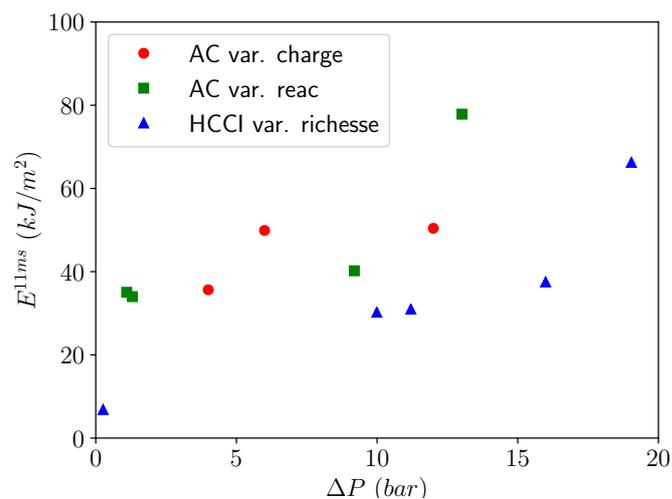
Néanmoins, si la recherche sur la combustion HCCI s'orientait vers l'utilisation de charges plus élevées (aujourd'hui inaccessibles pour des raisons de tenue mécanique), on peut supposer que des effets de cliquetis surviendraient, et les conditions se rapprocheraient des essais présentés ici. Par ailleurs, dans le cas de l'allumage commandé à forte charge, les moteurs utilisent déjà des points à la limite du cliquetis voire cliquetant ; il est donc pertinent d'en étudier les effets sur le transfert thermique.

#### 3.5.5.2 Méthodologie de mesure de flux pour de futurs essais

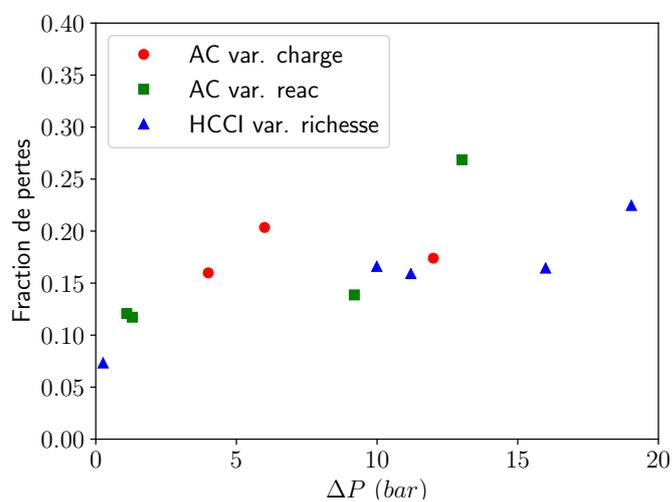
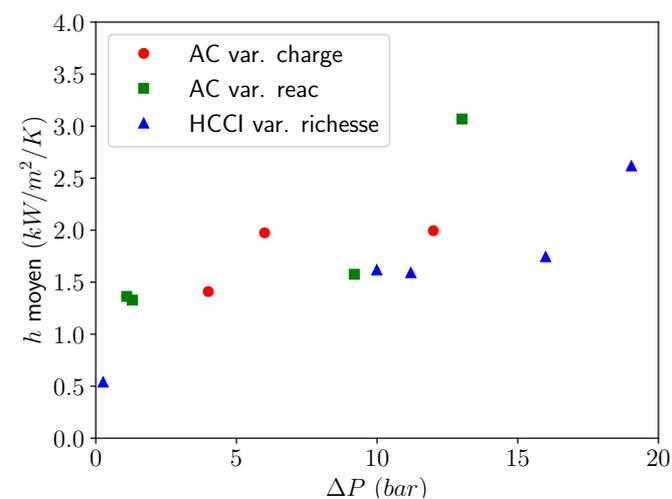
Les oscillations de pression associées au cliquetis se produisent à des fréquences de l'ordre de 10 *kHz*, ce qui est plus élevé que la fréquence de coupure du système d'acquisition de flux utilisé ici. Il n'a donc pas été possible de résoudre le flux à l'échelle des oscillations de pression.

---

8. Des tentatives avec du propane ont montré que le mélange tendait à s'allumer sur des points chauds dans la chambre et à brûler avec un front de flamme autour de ces zones ; les courbes de pression et de flux obtenues sont alors similaires à celles des mêmes points en allumage commandé, et la phénoménologie de la combustion ne correspond alors pas au HCCI.



(a) Valeur brute d'énergie surfacique.

(b) Fraction de pertes énergétiques  $r$ .

(c) Coefficient de convection effectif.

FIGURE 3.26 – Valeurs d'intérêt pour le cliquetis pour trois séries de variations paramétriques effectuées en MCR.

Une étude spécifique de l'impact du cliquetis sur le flux thermique reste nécessaire pour notamment vérifier ou infirmer l'existence d'une corrélation des échelles temporelles des pics de pression avec les pics de flux. Il serait intéressant de mesurer le flux à une échelle temporelle adéquate, de l'ordre de  $50\text{ kHz}$ .

Une telle fréquence semble atteignable par les capteurs de type thermocouples à jonction fine utilisés ici, car leur inertie thermique est suffisamment faible (cf. §1.4.3.2 et équation 1.10) ; le facteur limitant dans le dispositif actuel est l'électronique, en particulier le filtre passe-bas à  $10\text{ kHz}$  dans le boîtier amplificateur. Le changement de ce filtre augmentera cependant l'amplitude du bruit électronique capté, qui nécessitera donc peut-être une adaptation du filtrage numérique. Par exemple, si ce bruit est un bruit blanc (c'est-à-dire qui affecte indépendamment chaque point de mesure, sans corrélation), il serait alors possible d'augmenter la fréquence d'acquisition de l'oscilloscope dans le seul but de lisser le signal de manière plus efficace.

## Conclusion

Ce chapitre a décrit l'impact sur le flux thermique d'une vaste gamme de conditions expérimentales pour des combustions de gaz prémélangés.

Dans tous les cas de propagation de flamme standard, on observe conformément à la littérature existante un pic de flux lors de l'interaction flamme-paroi. Les flux observés sont de l'ordre de  $5\text{ MW}/m^2$  avec des temps caractéristiques de  $0.3$  à  $1\text{ ms}$ . La méthode de mesure utilisée est adéquate, en particulier au regard de la résolution temporelle. Pour les essais sur cellule à précombustion où la répétabilité est meilleure et le nombre de répétitions plus important, il est également possible de procéder à un traitement statistique des courbes après recalage temporel sur le pic de flux pour éliminer le déphasage.

Les essais sur cellule à précombustion de variation de position du capteur mettent en évidence un effet aérodynamique lors de l'impact frontal d'un front de flamme sur l'obstacle. Les variations paramétriques opérées (notamment, densité/pression et richesse du mélange) montrent des résultats qualitativement attendus sur le flux. Une interprétation physique quantitative n'est cependant pas possible dans le cadre de la théorie existante, et nécessiterait une prise en compte fine des phénomènes de convection turbulente près de la paroi. Notamment, les variations de richesse entraînent probablement une transition du régime de flamme turbulente, qui pourrait expliquer l'impossibilité d'appliquer le modèle existant (fondé sur l'hypothèse du régime de flammellettes).

Sur MCR, les points HCCI utilisés ont été choisis pour viser les mêmes contenus énergétiques et conditions thermodynamiques que pour l'allumage commandé (cf. §2.3). L'expérience montre qu'ils sont fortement cliquetants. Les résultats sont alors difficilement comparables au point d'allumage commandé correspondant, car l'intensité du cliquetis est d'ordre 1 sur le transfert thermique engendré.

Les résultats en HCCI comme en allumage commandé sur points cliquetants confirment les résultats précédents de la littérature : le cliquetis accroît significativement le transfert thermique. Les flux mesurés dépassent parfois les  $10\text{ MW}/m^2$ , valeur non encore mesurée dans la littérature, attribuée d'une part à un cliquetis nettement plus intense qu'acceptable dans une configuration moteur (donc hors des zones de mesure standard) et à une meilleure résolution temporelle du pic (donc un moindre lissage du maximum). La résolution temporelle de la mesure reste cependant insuffisante pour déterminer l'existence éventuelle d'oscillations de flux couplées avec les oscillations de pression lors du cliquetis.

## Chapitre 4

# Combustion de sprays Diesel

Ce chapitre présente les résultats et analyses pour les cas de combustions stratifiées de jets Diesel. Après l'explication de la méthode d'analyse déployée, il décrit successivement les expériences réalisées avec la cellule à précombustion et la MCR, et les interprétations des flux obtenus.

### 4.1 Points de fonctionnement

La figure 4.1 indique la géométrie d'injection pour les cas cellule et MCR. De plus amples détails sur les dispositifs d'injection sont donnés en annexes A.1.2 pour la cellule à précombustion et A.2.2 pour la MCR.

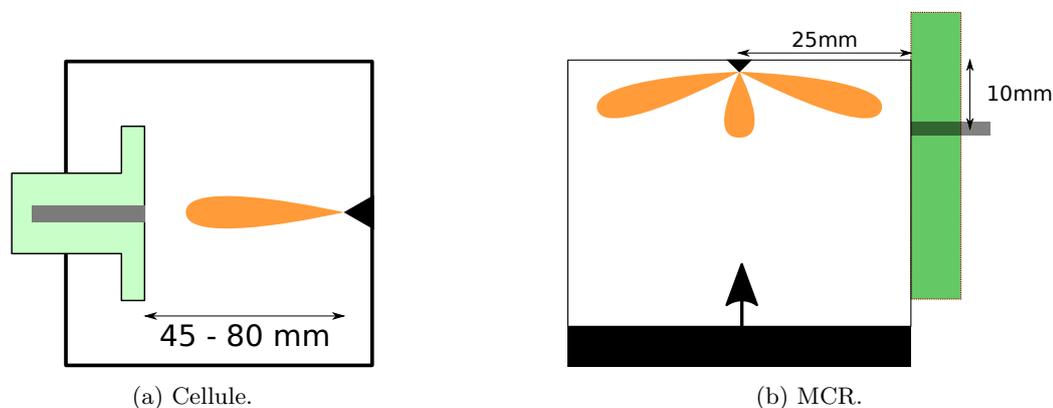


FIGURE 4.1 – Géométrie d'injection.

La table 4.1 présente les points de fonctionnement de référence pour la cellule à précombustion et pour la MCR. On donne également la distance de lift-off estimée à partir de la corrélation décrite précédemment (équation 1.1 en §1.2.2.3).

Sur la base de ces points de référence, des variations paramétriques ont été effectuées. Pour les expériences en cellule à précombustion, la pression d'injection, la température des gaz ambiants et la position de la plaque ont été variées séparément ; pour les expériences en MCR, la pression d'injection et la durée d'injection ont été variées simultanément de manière à conserver la masse injectée constante. Les points de fonctionnement associés à ces variations sont détaillés en annexes A.1.2 pour la cellule à précombustion et A.2.2 pour la MCR.

Pour ces valeurs de température, le délai d'auto-inflammation du dodécane est d'environ 1 ms. [Shen.2009]

Moyen expérimental	MCR	Cellule
Carburant	n-dodécane	
Masse injectée ( $mg$ )	81.5	3.5
Nombre de trous	7 ( $\theta = 152^\circ$ )	1
Diamètre d'un trou ( $\mu m$ )	120	90
Pression d'injection ( $P_{inj}, bar$ )	500	1500
Température à l'injection ( $T_a, K$ )	875	850
Densité ( $\rho, kg/m^3$ )	19.9	23.3
Distance de lift-off estimée ( $LoL, mm$ )	10	21

TABLE 4.1 – Points de fonctionnement de référence pour la combustion de spray Diesel.

## 4.2 Méthode d'analyse

### 4.2.1 Post-traitement

La figure 4.2 présente le flux thermique mesuré pendant un événement d'injection Diesel. Les courbes présentent une montée rapide lors de l'arrivée du spray sur le capteur, jusqu'à des valeurs de plusieurs  $MW/m^2$ , suivie d'une redescente jusqu'à zéro en moins d'une dizaine de  $ms$ .

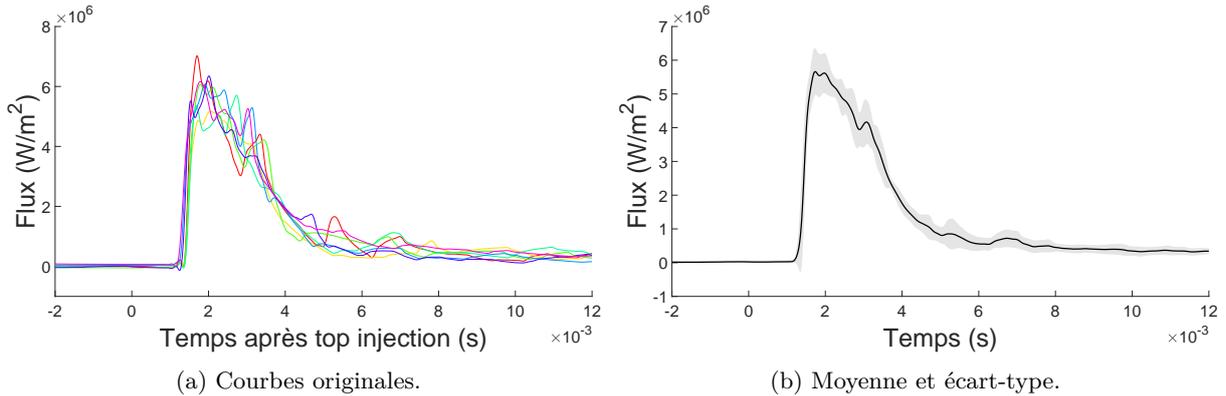


FIGURE 4.2 – Répétition d'une mesure de flux pendant un événement d'injection Diesel réalisé en cellule à précombustion (point I-F45-P1500-T850, cf. annexe A.1.2).

Chaque courbe individuelle présente cependant des écarts à cette tendance générale, avec des oscillations de flux non superposables entre les différentes courbes. Ces oscillations de flux s'expliquent par la forte hétérogénéité spatiale des champs de vitesse et de température : un creux de la courbe s'interprète comme le passage de gaz plus froids devant le capteur. Cette variabilité statistique des courbes fait obstacle à une quantification de grandeurs simples (tel le pic de flux) comme opérée pour l'allumage commandé (cf. §3.2) pour chaque courbe individuelle.

Par ailleurs, le décalage temporel entre les montées des différentes courbes est faible (moins de  $0.2\text{ ms}$ ). Le recalage a posteriori sur le pic de flux effectué en allumage commandé n'est alors pas nécessaire (puisque le timing d'arrivée de la flamme sur le capteur est beaucoup plus reproductible) et moins justifié (car la forme de la courbe et en particulier l'arrivée du premier maximum local de flux est moins reproductible). La courbe moyenne et son écart-type sont alors définies en recalant par le timing d'injection seulement, sans considération de maximum de flux.

Les résultats seront analysés en fonction des variables présentées sur la figure 4.3 :

- Timing d'arrivée du flux : temps (compté depuis le top injection) après lequel le flux dépasse une valeur seuil, en moyenne et écart-type sur chaque courbe individuelle ;
- Maximum de flux sur la courbe moyennée, et son écart-type à cet instant ;
- Énergie transférée : calculée par l'intégrale du flux sur toute l'injection (en pratique, de  $-1$  à  $+10\text{ ms}$  par rapport au timing d'arrivée du flux, mais le résultat n'est pas sensible aux bornes d'intégration car le flux est quasi-nul avant et après), moyenne et écart-type de l'ensemble des courbes.

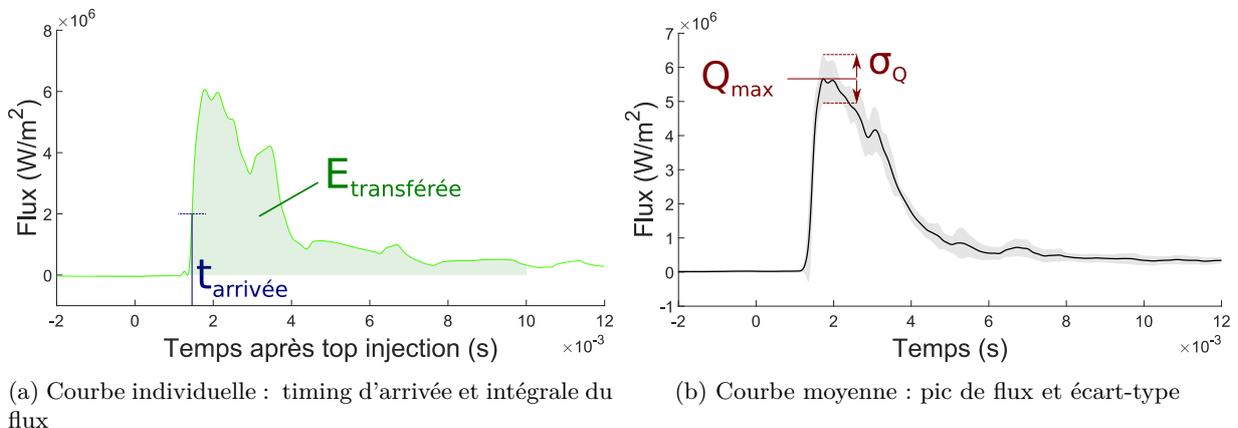


FIGURE 4.3 – Évaluation des grandeurs caractéristiques sur un exemple d'injection Diesel : données issues du moyennage présenté en figure 4.2.

## 4.2.2 Hypothèses d'interprétation

On fait ici l'hypothèse que les zones réactives du jet Diesel sont à une température qui ne dépend pas des variations paramétriques effectuées (notamment pression d'injection et position de la plaque). Cette hypothèse est un peu moins forte que supposer une température de flamme adiabatique (cf. §1.2.2). Pour une flamme diffusive de dodécane, la température adiabatique de flamme est généralement supérieure de  $1000 - 1500 K$  à celle des gaz ambiants [Smolke.2018 ; Cantu.2018].

Le flux  $Q = h \times \Delta T$  (cf. équation 1.3) s'interprète par deux effets :

- Un effet  $h$  : les effets d'aérodynamique des gaz, de couche limite etc. changent l'intensité de l'échange convectif ;
- Un effet  $\Delta T$  : à température locale des gaz plus basse, la différence de température gaz-paroi est plus faible et le transfert thermique moins intense.

## 4.3 Effets de la position relative du jet et de la plaque

Dans la cellule à précombustion, il est possible de modifier les positions relatives de la plaque et de l'injecteur. La figure 4.4 présente une visualisation par strioscopie de l'injection Diesel pour différentes positions de la plaque relativement au jet. Pour les mêmes conditions, la figure 4.5 et la table 4.2 indiquent les flux observés.

Ref	Position <i>mm</i>	Pic <i>MW/m<sup>2</sup></i>	Arrivée flux <i>ms</i>	Énergie transférée <i>kJ/m<sup>2</sup></i>
I-F45-P1500-T850	F45	$5.7 \pm 0.7$	$1.45 \pm 0.06$	$14.7 \pm 1.1$
I-P10-P1500-T850	P10	$2.5 \pm 1.4$	$1.88 \pm 0.27$	$4.3 \pm 1.0$
I-P45-P1500-T850	P45	$0.06 \pm 0.03$	–	$0.4 \pm 0.3$

TABLE 4.2 – Mesures de flux pour une variation de localisation de la paroi par rapport au spray Diesel en cellule à précombustion (cible injection : ECN spray A). Cf. nomenclature en annexe A.1.2.

### 4.3.1 Orientation du jet

La comparaison entre le cas F45 et le cas P10 montre que pour l'impact perpendiculaire (F45), le flux est plus élevé et plus répétable que pour l'impact latéral (P10) : le timing d'arrivée a un écart-type quatre fois moindre, le pic est deux fois plus élevé et son écart-type deux fois moindre. L'énergie transférée est également nettement plus importante d'un facteur trois, avec une incertitude absolue inchangée.

Bien que le capteur soit à distance très similaire de l'injecteur (45 vs 46 *mm*) dans les deux cas, l'aérodynamique du jet est très différente. Les images de strioscopie pour F45 montrent que le jet s'écrase : en effet, la plaque impose un point d'arrêt de l'écoulement à sa surface, la vitesse horizontale du jet doit donc être dissipée. En revanche, pour P10, le jet lèche la paroi : seule la périphérie du jet est impactée,

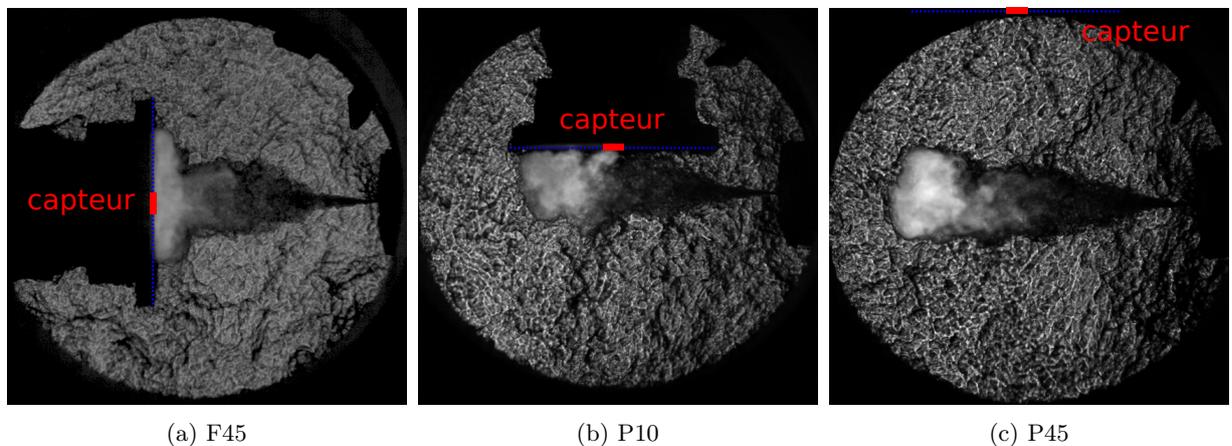


FIGURE 4.4 – Visualisation par strioscopie en cellule à précombustion de l'arrivée du jet à la paroi. Positions F45, P10 et P45. Injection :  $P_{inj} = 1500 \text{ bar}$ ,  $T_a = 900 K$ .

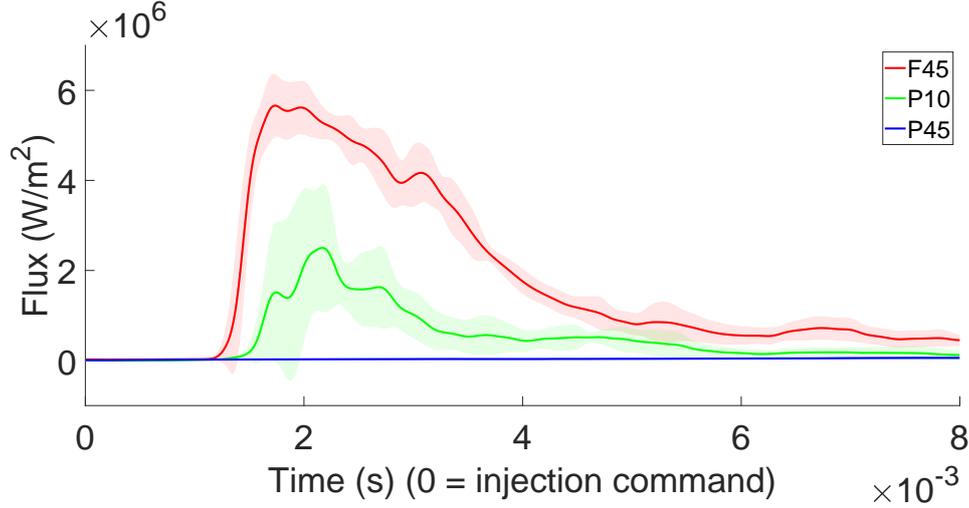


FIGURE 4.5 – Mesure du flux thermique pendant l’injection Diesel pour une variation de position de la paroi en cellule à précombustion ( $T_a = 900\text{ K}$ ,  $P_{inj} = 1500\text{ bar}$ ).

la partie centrale et basse du jet semble essentiellement inchangée par la présence de l’obstacle. Une explication à la différence de transfert thermique entre les deux cas serait alors la présence d’une couche limite plus épaisse dans le cas d’impact latéral.

L’impact frontal d’un jet perpendiculaire à la paroi est d’un intérêt supérieur pour une future application moteur, car il y a toujours une interaction frontale du jet avec la paroi mais pas toujours d’interaction latérale. Comme en outre le flux mesuré dans ce cas est plus reproductible, on préférera comparer les différents points de fonctionnement sur ce mode d’interaction.

Dans le cas des essais MCR (où les positions relatives du capteur et de l’injecteur sont fixes), le jet arrive de manière quasiment frontale : l’angle entre l’axe du jet et la normale à la paroi est de  $14^\circ$ .

### 4.3.2 Majoration du flux radiatif

Le flux thermique et l’énergie transférée sont quasi-nuls dans le cas P45. Le transfert thermique se faisant par convection et radiation, ces deux composantes sont nulles ici.

Comme le jet ne touche pas la paroi au niveau du capteur, le seul transfert convectif qui a lieu est celui des gaz encore chauds et turbulents après la précombustion vers la paroi (qui n’est pas lié au jet Diesel). Ce transfert est faible par rapport aux valeurs typiques de flux pendant une interaction flamme-paroi à ce moment (plus d’une seconde après la fin de la précombustion).

Cette expérience montre donc que le flux thermique radiatif dans cette condition est négligeable. Pour étendre ce résultat à d’autres positions relatives du jet et de la plaque, il est cependant nécessaire de prendre en compte un effet de géométrie de l’interaction jet/paroi. Un modèle simple permet de quantifier celle-ci.

#### 4.3.2.1 Modèle mathématique

On suppose qu’un nuage de suies est assimilable à un disque de rayon  $R$  situé à distance  $d$  du capteur. Le capteur est d’aire  $S$  négligeable par rapport aux autres dimensions géométriques. Le nuage de suies émet une puissance  $p$  uniforme par unité de surface de rayonnement mesurable par le capteur. Le coefficient d’absorption optique de la surface du thermocouple aux longueurs d’onde pertinentes est inclus dans la valeur de  $p$ .

Considérons une portion infinitésimale du disque de suies d’aire  $dA$ , située à distance  $r$  du capteur, cf. figure 4.6a. Elle émet une puissance  $p dA$  de manière supposée isotrope (on néglige également l’absorption éventuelle). La fraction reçue par le capteur est égale à l’aire portée par la surface  $S$  du capteur sur la sphère de rayon  $r$  centrée en  $dA$  (soit  $S \cos \theta$ ) divisée par la surface totale de la même sphère (soit  $4\pi r^2$ ). Au total, le capteur reçoit de  $dA$  une puissance

$$dP = p dA \frac{S \cos \theta}{4\pi r^2}$$

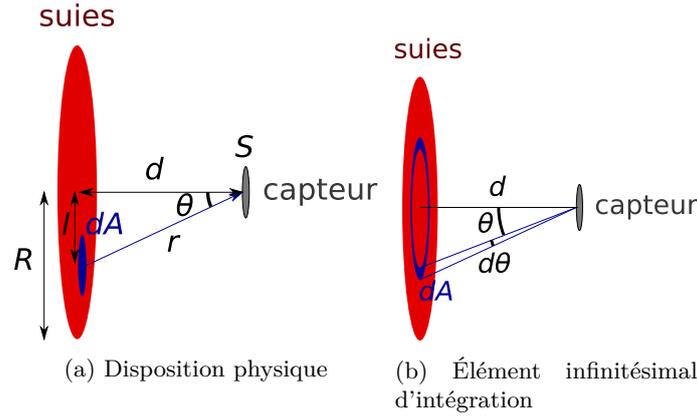


FIGURE 4.6 – Modèle géométrique pour le rayonnement des suies.

La puissance totale reçue  $P$  est l'intégrale de cette quantité sur tout le disque.

Considérons la couronne d'angle de vue entre  $\theta$  et  $\theta + d\theta$ . Son rayon intérieur (resp. extérieur) est de  $d \tan \theta$  (resp.  $d \tan (\theta + d\theta) = d (\tan \theta + d\theta / \cos^2 \theta)$ ). Son aire est donc de  $2\pi d \tan \theta * d \, d\theta / \cos^2 \theta$ .

La puissance totale reçue par le capteur est ainsi (en intégrant sur l'ensemble du disque pour  $\theta \in [0, \theta_m = \arctan(R/d)]$ )

$$\begin{aligned}
 P &= \int_{\theta=0}^{\theta_m} p \, 2\pi d^2 \tan \theta * \frac{d\theta}{\cos^2 \theta} \frac{S \cos \theta}{4\pi r^2} \\
 &= \frac{pS}{2} \int_{\theta=0}^{\theta_m} \tan \theta \cos \theta d\theta \quad (\text{car } r \cos \theta = d) \\
 &= \frac{pS}{2} \int_{\theta=0}^{\theta_m} \sin \theta d\theta = \frac{pS}{2} (1 - \cos \theta_m) \\
 &= \frac{pS}{2} \left( 1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + R^2}} \right) \\
 &= \frac{pS}{2} G(d, R)
 \end{aligned}$$

où

$$G(d, R) = 1 - \frac{1}{\sqrt{1 + (R/d)^2}} \quad (4.1)$$

Le terme  $G(d, R)$  défini par l'équation 4.1 est un facteur géométrique prenant en compte l'angle de vision solide du nuage de suies.

Si les suies sont près du capteur ( $d \ll R$ ), la puissance reçue est approximativement constante égale à  $pS/2$  (cas asymptotique où un plan infini de suies rayonne  $p/2$  vers la droite).

Si les suies sont loin du capteur ( $d \gg R$ ),  $P \approx \frac{pS}{2} \frac{(R/d)^2}{2}$  et la puissance reçue décroît avec le carré de la distance (cas asymptotique d'un petit objet émettant une puissance  $pR^2$  à distance  $d$ ).

#### 4.3.2.2 Estimation numérique

Le facteur géométrique  $G(d, R)$  ne dépasse jamais 1, et c'est la valeur qu'il prend lorsque le jet est très proche de la paroi (car alors  $d = 0$ ).

En position P45 (loin de la paroi) montrée en figure 4.4c, la distance de la plaque à l'axe d'injection donc au nuage de suies est de  $45 \text{ mm}$ . Il est plus difficile d'estimer un diamètre effectif du nuage de suies, car celui-ci dépend de la distribution de température et de particules rayonnantes, qui sont non homogènes. Cependant, on peut estimer ce diamètre à partir des zones lumineuses dans le jet (qui rayonnent) à  $30 \pm 10 \text{ mm}$ . On a alors

$$G_{P45} = G(d = 45 \text{ mm}, R = 20 - 30 - 40 \text{ mm}) = 0.086 - 0.17 - 0.25$$

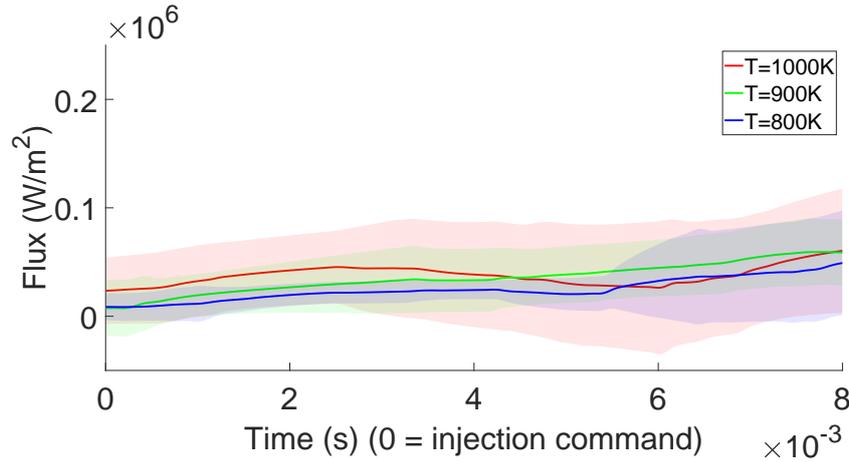


FIGURE 4.7 – Flux en position P45 mesuré pour trois températures de gaz ambiant. Aucun pic de flux radiatif n'est visible.

La figure 4.7 montre les flux mesurés pendant l'injection en position P45. Les valeurs sont extrêmement basses par rapport aux flux habituellement observés pendant l'injection ( $< 0.1 \text{ MW/m}^2$  vs. plusieurs  $\text{MW/m}^2$ ), les écarts-types sont supérieurs à la moyenne.

Par ailleurs, aucun changement de tendance rapide n'est apparent pendant 10 ms après le top injection (alors que l'auto-allumage se fait sur des échelles de temps inférieures à la milliseconde et que les flux mesurés sur un point avec convection montent en moins d'une milliseconde), et le changement de température des gaz n'a pas d'impact clair (alors que le flux radiatif, proportionnel à  $T^4$  d'après la loi de Stefan-Boltzmann, devrait augmenter de plus de 50% avec chaque incrément de 100 K). On peut donc estimer de manière extrêmement conservatrice que le flux radiatif mesuré ici est inférieur à  $0.05 \text{ MW/m}^2$  à tout instant et dans toutes les conditions.

#### 4.3.2.3 Conclusion sur le flux radiatif

D'après l'estimation des facteurs géométriques, le flux radiatif reçu en position P45 qui est d'au plus  $0.05 \text{ MW/m}^2$  représente entre 8.6 et 25% du flux radiatif maximal pour une géométrie plus favorable. Par conséquent, le flux radiatif maximal, sous l'hypothèse d'un nuage de suies de 20 mm (respectivement 30, 40 mm) est de  $0.58 \text{ MW/m}^2$  (resp.  $0.30$ ,  $0.20 \text{ MW/m}^2$ ).

Sous certaines hypothèses géométriques simplificatrices, le flux thermique radiatif reçu par le thermocouple doit toujours être inférieur à  $0.6 \text{ MW/m}^2$  (hypothèse pessimiste), voire  $0.30 \text{ MW/m}^2$  (meilleure estimation). Même la plus haute de ces valeurs est de l'ordre de 10% du flux typiquement observé dans un cas Diesel. Pour cette étude, on considérera donc le flux radiatif comme négligeable, et les flux seront supposés d'origine principalement convective.

Il est cependant possible que le flux radiatif pour un cas réel soit différent de celui qu'on mesure ici, car le coefficient d'absorption optique du thermocouple peut différer de celui du métal réel. Le coefficient d'absorption optique du thermocouple dans les longueurs d'onde d'émission des suies n'a pas été caractérisé ; cependant, à l'œil, sa surface a un aspect gris métallique similaire à celui des matériaux utilisés, et on peut supposer que le coefficient d'absorption n'en diffère pas trop.

## 4.4 Variations paramétriques en cellule à précombustion

Des variations paramétriques de température ambiante des gaz lors de l'injection, de pression d'injection et de position du capteur ont été effectuées sur cellule à précombustion et sont présentées ici.

Dans tous les cas, l'injection représente un volume de carburant faible par rapport aux gaz présents dans la cellule à précombustion : la richesse globale de la réaction dodécane/oxygène est de  $0.002$ <sup>1</sup>. Par conséquent, on peut négliger l'impact de la combustion du carburant injecté sur la température ambiante  $T_a$  (i.e. la température moyenne des gaz dans la cellule à précombustion), ce qui est vérifié expérimentalement par l'absence d'effet visible de l'injection sur la courbe de pression.

1. Pour une injection de 3.5 mg de dodécane. Pour rappel (cf. §2.1), le volume de la cellule à précombustion est de 1.4 L, la densité de remplissage de  $23 \text{ kg/m}^3$ , et il y a 15% d'oxygène dans les gaz avant injection.

Par ailleurs, à l'échelle des temps caractéristiques de la combustion de spray Diesel observée ici (10  $ms$ ), les conditions ambiantes sont constantes tout au long de la combustion (en 10  $ms$ , la pression diminue de 2%, ce que l'on considérera comme négligeable).

#### 4.4.1 Température ambiante

On présente en figure 4.8 et table 4.3 l'effet d'une variation de température à l'injection.

Ref	$T_a$ $K$	Pic $MW/m^2$	Arrivée flux $ms$	Énergie transférée $kJ/m^2$
I-F45-P1500-T970	$966 \pm 13$	$6.4 \pm 0.4$	$1.36 \pm 0.03$	$17.2 \pm 0.8$
I-F45-P1500-T850	$850 \pm 11$	$5.7 \pm 0.7$	$1.45 \pm 0.06$	$14.7 \pm 1.1$
I-F45-P1500-T780	$780 \pm 11$	$4.4 \pm 1.0$	$1.63 \pm 0.07$	$11.5 \pm 0.7$

TABLE 4.3 – Impact sur le flux d'une variation de température ambiante des gaz au moment de l'injection d'un spray Diesel dans la cellule à précombustion. Références I-F45-P1500-Txxx, cf. nomenclature en annexe A.1.2.

On observe tout d'abord que le pic de flux arrive plus tardivement à température ambiante plus faible : le délai entre le top injection et l'arrivée du pic de flux passe de 1.36  $ms$  pour le cas T970 à 1.63  $ms$  pour le cas T780. Ceci est dû à une accélération des gaz par la combustion, qui se produit plus tôt à température plus élevée en raison de la distance de lift-off plus faible. Pour le cas d'un jet libre, [Payri.2015] démontre ainsi que 1.5  $ms$  après le top injection, la distance parcourue par l'extrémité du jet augmente de 20% si la température ambiante est modifiée de 800 à 900  $K$ . Dans tous les cas, il est visible par strioscopie que le jet est allumé lorsqu'il impacte la paroi.

Pour interpréter l'augmentation de flux thermique, on réutilise la loi de Newton (cf. équation 1.3) :

$$Q = h(T_{g,locale} - T_{paroi})$$

où  $h$  est le coefficient de transfert convectif,  $T_{paroi}$  la température de la paroi,  $T_{g,locale}$  la température locale du gaz près du capteur de température.

On fait d'abord l'hypothèse que la turbulence dans le jet n'est pas affectée par le changement de température ambiante, donc l'intensité du transfert convectif reste constante. Dans ce cas, le coefficient de transfert convectif  $h$  est constant.

La température locale près du capteur  $T_{g,locale}$  peut différer de la température moyenne globale  $T_a$  à cause des réactions de combustion. Un modèle de jet réactif libre stabilisé [Desantes.2009] permet d'estimer que la richesse au cœur d'un jet libre à 45  $mm$  de l'injection vaut  $\phi = 3.75$ ; on suppose que cette valeur est correcte pour le jet impactant de l'étude présente. En supposant que les réactions soient complètes et sans transfert de chaleur envers d'autres zones, l'augmentation de température associée est alors d'environ 600  $K$  [Dahms.2017].

On fait l'hypothèse additionnelle que l'augmentation de température liée à ces réactions  $\delta T = T_{g,locale} - T_a$  est constante avec le changement de température ambiante. Dans ce cas, on peut réécrire la loi de Newton comme :

$$Q = h(T_a + \delta T - T_{paroi}) \quad (4.2)$$

Dans cette expression,  $Q$ ,  $T_a$  et  $T_{paroi}$  sont des données connues expérimentalement,  $h$  et  $\delta T$  sont des constantes inconnues. On peut donc procéder à une régression sur les données expérimentales pour déduire les valeurs inconnues, comme présenté en figure 4.9. Cette analyse conduit à estimer les valeurs  $h = 10 \text{ kW}/m^2/K$ ,  $\delta T = 140 \text{ K}$ .

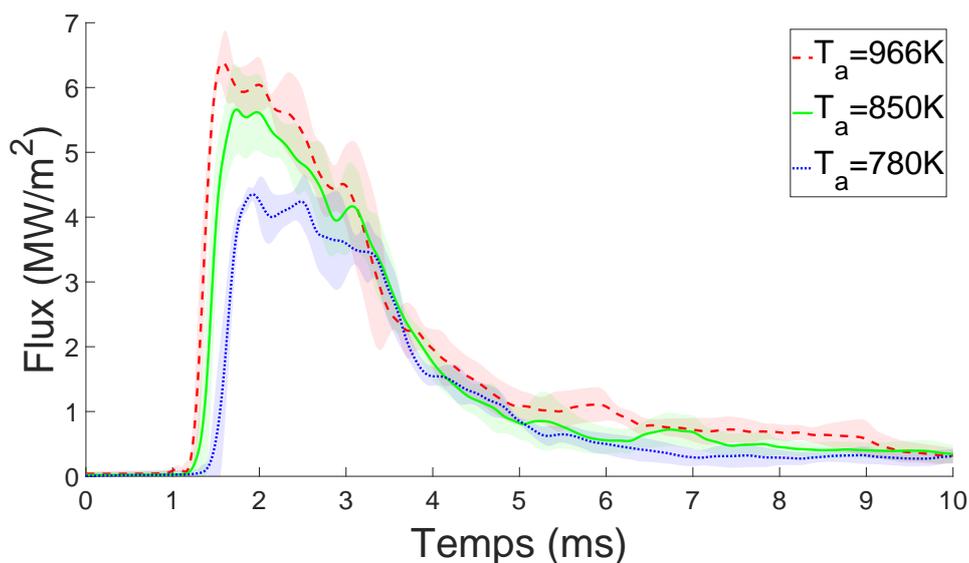


FIGURE 4.8 – Mesure du flux thermique pour une variation de température ambiante des gaz au moment de l'injection d'un spray Diesel dans la cellule à précombustion (position F45, injection à  $P_{inj} = 1500 \text{ bar}$ ).

La valeur de  $h$  obtenue est plus grande que les valeurs de la littérature : [Enomoto.2014] indique une valeur de  $2 \text{ kW/m}^2/\text{K}$  à partir d'une mesure de flux qu'on peut supposer de bande passante moins bonne que celle de l'étude présente (donc qui sous-estime le pic de flux), [Tanov.2017] indique des valeurs de  $3 - 5 \text{ kW/m}^2/\text{K}$  calculées à partir de simulations aérodynamiques et de la corrélation de Woschni, mais cette corrélation peut sous-estimer le coefficient de convection (cf. discussion en §1.3.2.2.4).

La valeur de  $\delta T$  obtenue est plus faible qu'une simulation de chimie en réacteur 0D à la richesse correspondante d'un jet libre ne le laisserait supposer ( $140 \text{ K}$  vs.  $600 \text{ K}$ ), l'enthalpie de combustion libérée correspond donc environ à un quart de la valeur attendue. Cela peut s'expliquer soit par une richesse locale plus grande que supposée (la richesse d'un jet libre n'est pas nécessairement représentative de celle d'un jet impactant) ou par une réaction seulement partielle à l'endroit considéré (les réactions ne sont pas nécessairement complètes).

Dans l'ensemble, l'analyse présentée semble cohérente avec les valeurs de référence connues. Il serait néanmoins souhaitable dans une étude future de mesurer également la température des gaz ou la richesse du mélange devant le capteur (pour affiner les hypothèses prises sur  $\delta T$ ).

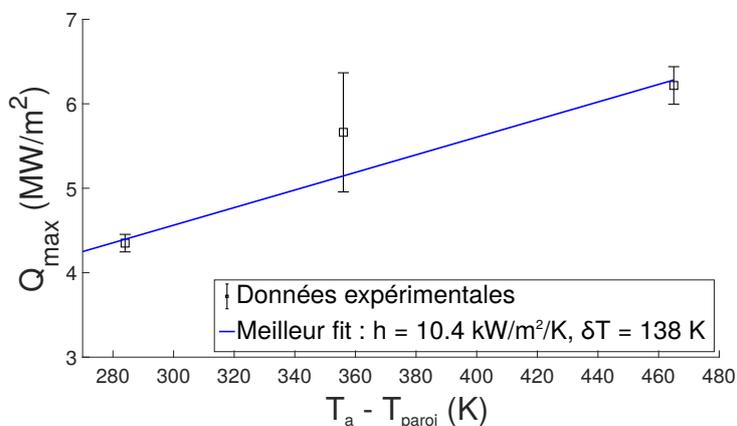


FIGURE 4.9 – Estimation du coefficient de convection  $h$  et de l'échauffement local devant le capteur  $\delta T$  à partir de la variation de température ambiante.

### 4.4.2 Pression d'injection

L'effet d'une variation de la pression d'injection sur les traces de flux est présenté en figure 4.10 et en table 4.4.

Ref	$T_a$ $K$	$P_{inj}$ $bar$	Pic $MW/m^2$	Arrivée flux $ms$	Énergie transférée $kJ/m^2$
I-F45-P1500-T850	$850 \pm 11$	1500	$5.7 \pm 0.7$	$1.45 \pm 0.06$	$14.7 \pm 1.1$
I-F45-P1000-T850	$845 \pm 17$	1000	$5.1 \pm 0.2$	$1.66 \pm 0.03$	$12.7 \pm 1.1$
I-F45-P500-T850	$851 \pm 9$	500	$4.0 \pm 0.4$	$2.13 \pm 0.09$	$10.2 \pm 1.4$

TABLE 4.4 – Effet sur le flux d'une variation de la pression d'injection d'un spray Diesel en cellule à précombustion. Références I-F45-Pxxx-T850, cf. nomenclature en annexe A.1.2.

À pression d'injection plus élevée, le jet est plus rapide, ce qui explique le timing d'arrivée plus tardif à 500 *bar* qu'à 1500 *bar*.

Par ailleurs, le pic de flux est également plus élevé (4  $MW/m^2$  à 500 *bar* vs. 5.7  $MW/m^2$  à 1500 *bar*). On suppose qu'au premier ordre cet effet est lié à une augmentation du coefficient de convection en raison des vitesses plus élevées dans le jet, et que la température dans les gaz proches du capteur n'est pas affectée. On peut alors calculer les coefficients de convection par l'équation 4.2 en utilisant une valeur de  $\delta T$  constante et égale à celle précédemment obtenue (cf. §4.4.1).

Les résultats de ce calcul sont présentés figure 4.11. Le coefficient de convection augmente d'environ 50% entre ses deux valeurs extrêmes (8  $kW/m^2/K$  à 500 *bar* à 11.5  $kW/m^2/K$  à 1500 *bar*).

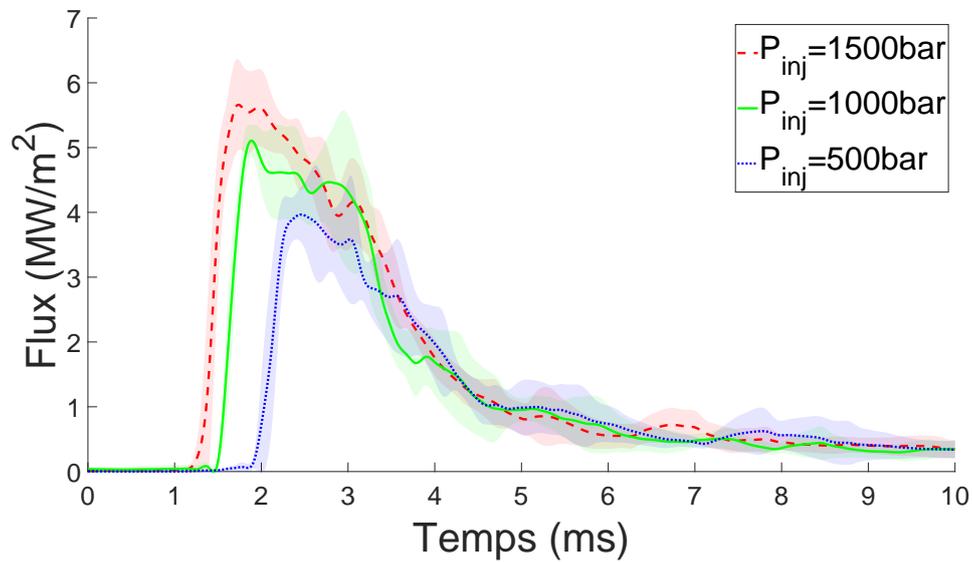


FIGURE 4.10 – Mesure du flux thermique pour une variation de la pression d’injection d’un spray Diesel en cellule à précombustion (position F45,  $T_a = 850 \text{ K}$ ).

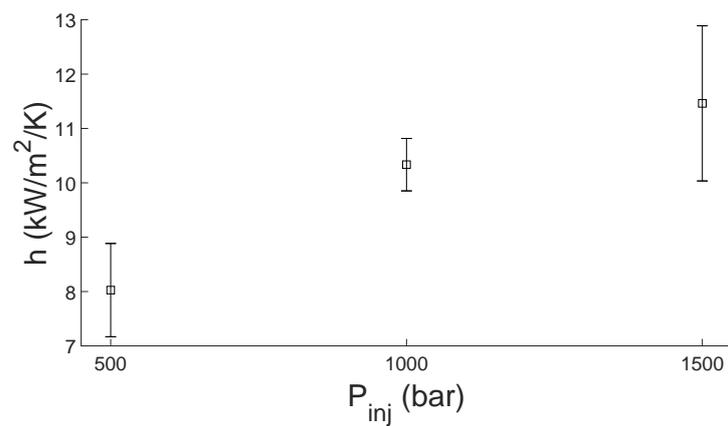


FIGURE 4.11 – Variation du coefficient de convection  $h$  avec la pression d’injection.

### 4.4.3 Distance injecteur-paroi

L'effet d'une variation de la distance injecteur-paroi sur les traces de flux est présentée en figure 4.12 et en table 4.5.

Ref	$T_a$ $K$	Pic $MW/m^2$	Arrivée flux $ms$	Énergie transférée $kJ/m^2$
I-F45-P1500-T850	$850 \pm 11$	$5.7 \pm 0.7$	$1.45 \pm 0.06$	$14.7 \pm 1.1$
I-F60-P1500-T850	$854 \pm 8$	$5.3 \pm 0.9$	$2.07 \pm 0.08$	$12.6 \pm 0.5$
I-F80-P1500-T850	$892 \pm 14$	$3.2 \pm 1.0$	$3.10 \pm 0.13$	$9.1 \pm 0.3$

TABLE 4.5 – Mesure du flux thermique pour une variation de la distance injecteur-paroi pour un spray Diesel en cellule à précombustion. Références I-Fxx-P1500-T850, cf. nomenclature en annexe A.1.2.

Le jet met plus de temps à parcourir une distance injecteur-paroi plus élevée, ce qui explique le timing d'arrivée plus tardif ( $3.10 ms$  vs.  $1.45 ms$ ) en position F80 qu'en position F45. Le flux est également moins élevé et moins répétable ( $3.2 \pm 1.0$  vs.  $5.7 \pm 0.7 MW/m^2$  )

Pour calculer les valeurs du coefficient de convection  $h$ , il faut prendre en compte l'évolution de  $\delta T$  avec le changement de position. On suppose qu'au premier ordre  $\delta T$  est proportionnel à l'enthalpie de combustion libérée, qui diminue avec la richesse (le réactif limitant est l'oxygène puisque  $\phi > 1$ ). Le modèle de jet déjà cité [Desantes.2009] permet de connaître la richesse aux distances voulues (45, 60 et 80 mm).

Cette variation de  $\delta T$  connue, l'équation 4.2 permet de calculer les valeurs de coefficient de convection présentées en figure 4.13. Comme attendu, le coefficient de convection décroît quand la distance augmente, ce que l'on attribue à une dissipation de la turbulence du jet.

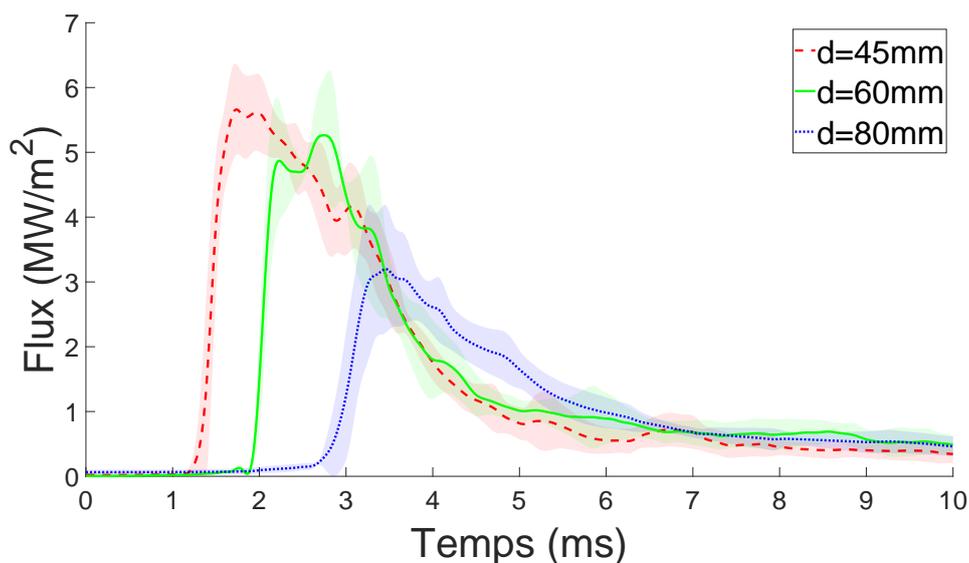


FIGURE 4.12 – Effet sur le flux d’une variation de la distance injecteur-paroi pour un spray Diesel en cellule à précombustion.  $T_a = 850\text{ K}$ ,  $P_{inj} = 1500\text{ bar}$ .

Afin de quantifier l’impact de l’aérodynamique sur le coefficient de convection, une possibilité est d’utiliser la vitesse d’impact du jet sur la paroi pour représenter l’effet de l’intensité de turbulence. Celle-ci est connue par le modèle de jet déjà cité [Desantes.2009]. La vitesse au centre du jet est de  $52\text{ m/s}$  pour le cas I-F80-P1500-T850 (distance  $80\text{ mm}$ , pression d’injection  $1500\text{ bar}$ ) et de  $54\text{ m/s}$  pour le cas I-F45-P500-T850 (distance  $45\text{ mm}$ , pression d’injection  $500\text{ bar}$ ), soit des valeurs très proches. Cependant, les coefficients de convection associés sont différents ( $5\text{ kW/m}^2/\text{K}$  pour le premier cas,  $8\text{ kW/m}^2/\text{K}$  pour le second).

La vitesse macroscopique du jet n’est donc pas un paramètre suffisant pour déterminer le coefficient de convection (lié à l’intensité de turbulence à des échelles plus faibles). Pour examiner plus attentivement le lien entre turbulence du jet et flux thermique, il serait nécessaire d’avoir une mesure de l’intensité de turbulence, soit par une étude aérodynamique, soit par une mesure du coefficient de convection dans le cas d’un jet non réactif.

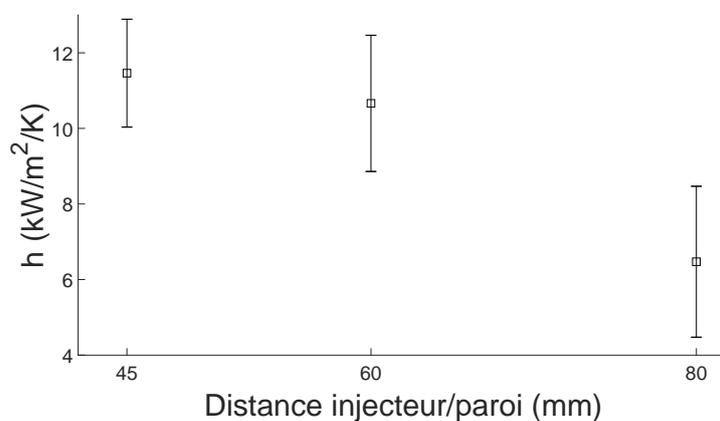


FIGURE 4.13 – Variation du coefficient de convection  $h$  avec la distance injecteur/paroi.

## 4.5 Variation de pression en MCR

En MCR, par rapport au cas de la cellule à précombustion, le volume de gaz est nettement plus faible et la quantité de carburant injectée plus grande (cf. table 4.1). La richesse globale de la réaction dodécane-air est de 0.7. L'énergie libérée est donc significative par rapport à la capacité calorifique des gaz et la réaction peut être suivie par le signal de pression.

La figure 4.14 présente l'historique de pression et de flux pour un point MCR Diesel avec variation de pression d'injection. La durée d'injection varie en sens inverse de la pression d'injection de manière à conserver une masse injectée totale constante. En raison de problèmes expérimentaux<sup>2</sup>, peu de données ont été acquises : une seule courbe est présentée pour le point à 300 *bar*, la moyenne de trois courbes pour les autres points.

Comme la quantité de carburant injecté est significative par rapport aux gaz frais présents (richesse globale 0.7), la courbe de pression des gaz varie pendant la combustion et permet d'identifier différentes phases.

D'abord, la pression monte lentement jusqu'à environ 1 – 1.5 *ms* après la commande d'injection en raison de la compression induite par le mouvement du piston.<sup>3</sup> Ensuite, le carburant s'auto-enflamme, conduisant à une augmentation rapide de la pression (sur une durée inférieure à la milliseconde) ; cette montée est d'autant plus raide que la pression d'injection est élevée, car une plus grande masse de carburant a alors été insérée dans la MCR lors de l'auto-inflammation. Enfin, une flamme diffusive stabilisée s'établit : la pression monte linéairement avec le temps tant que l'injection dure, car le débit du carburant injecté est compensé par la combustion ; cette montée linéaire est d'autant plus raide et courte que la pression d'injection est grande, car le débit est alors plus important mais l'injection est arrêtée plus tôt. Après la fin de l'injection, la pression croît encore légèrement par combustion du carburant non encore consommé, puis redescend par pertes thermiques aux parois.

Le flux thermique est nul ( $< 0.2 \text{ MW/m}^2$ ) au début. Il monte ensuite à une valeur de  $9 \pm 1 \text{ MW/m}^2$  après l'auto-inflammation. Il augmente ensuite pendant le régime de flamme diffusive, avec une pente d'autant plus élevée que le débit carburant est grand ; cela est dû à un effet global dans la chambre d'augmentation de pression, donc de température, lorsque la combustion progresse. Le flux retombe après la fin de l'injection à une valeur de  $1 - 2 \text{ MW/m}^2$ .

Si l'on examine plus attentivement la montée du flux thermique, elle se produit en deux phases, dont la première a lieu avant l'auto-inflammation (cf. figure 4.15). Le flux monte d'abord à un plateau court (environ 0.5 *ms*) de  $3 - 4 \text{ MW/m}^2$ , indépendant de la pression d'injection, avant de repartir vers les valeurs plus élevées de l'ordre de  $9 \text{ MW/m}^2$  pendant l'auto-inflammation elle-même.

La première phase de montée du flux se produit avant la combustion. Le flux s'exprime en fonction du coefficient  $h$  et de la différence de température entre la paroi et les gaz. Or, lors de cette première phase, le flux est multiplié par un facteur 10 à 20, alors qu'il n'y a pas ou peu d'augmentation de la température (puisque cette phase a lieu avant l'auto-inflammation) ; au contraire, on pourrait même s'attendre à une diminution de température locale dans le jet, en raison de la chaleur latente d'évaporation du carburant. C'est donc l'augmentation du coefficient de convection qui explique cette augmentation de flux, en raison de l'interaction aérodynamique entre le jet (non brûlé) et la paroi.

Dans la deuxième phase de montée, après l'auto-inflammation, la température des gaz augmente en raison de la combustion. L'augmentation du flux est alors liée (au moins partiellement) à l'augmentation de température des gaz. Ce phénomène de double montée du flux en raison d'un impact de jet avant la combustion a déjà été mis en évidence dans [Li.1997].

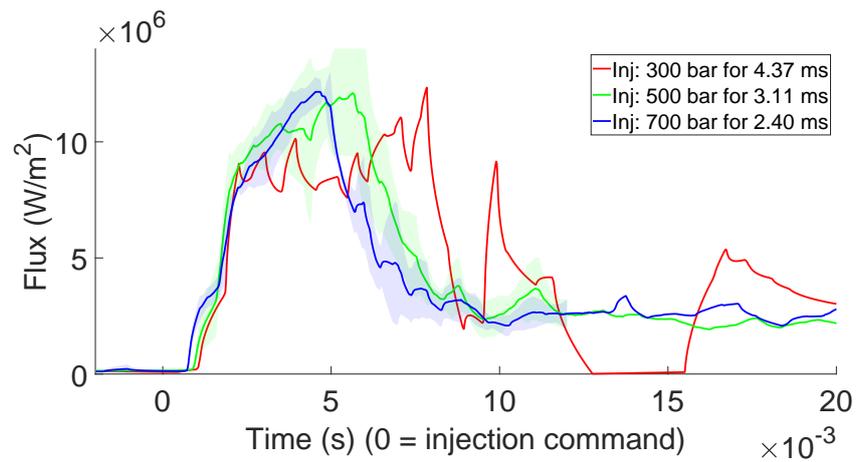
Pour séparer les effets de température et de convection, faisons l'hypothèse de premier ordre que la température est homogène dans la chambre de combustion même pendant la combustion du jet Diesel.<sup>4</sup> Connaissant la température de paroi et le flux par les mesures du thermocouple, et la température moyenne des gaz à partir du signal de pression (via la loi des gaz parfaits<sup>5</sup>), on peut alors calculer le

2. Le haut niveau de suies sur ce point encrasse le piston, et le thermocouple casse facilement pendant l'essai.

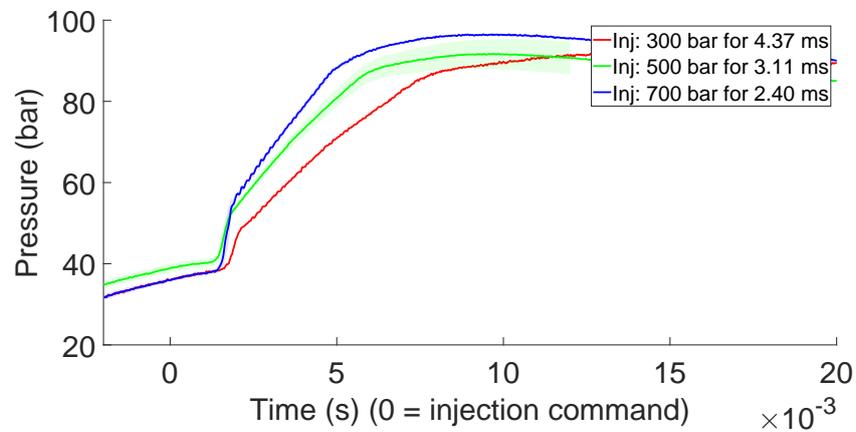
3. La courbe de pression après recalage temporel est supérieure de 2 – 3 *bar* pour le cas à 500 *bar* en raison d'une injection plus tardive.

4. Dans le cas de la combustion en cellule à précombustion, il avait été nécessaire de prendre en compte une inhomogénéité de température locale (cf. équation 4.2). Ici, l'hypothèse d'une température homogène se justifie par un volume de chambre beaucoup plus faible et occupé par les jets (injecteurs 7 trous vs. monotrou pour la cellule à précombustion).

5. La densité et la masse molaire des gaz sont calculées en supposant un débit massique constant de dodécane pendant la durée de l'injection et des réactions chimiques instantanées.



(a) Flux thermique



(b) Pression

FIGURE 4.14 – Mesures de pression et flux thermique pour une injection de dodécane en MCR à pression d'injection variable avec énergie introduite constante (richesse globale de 0.7).

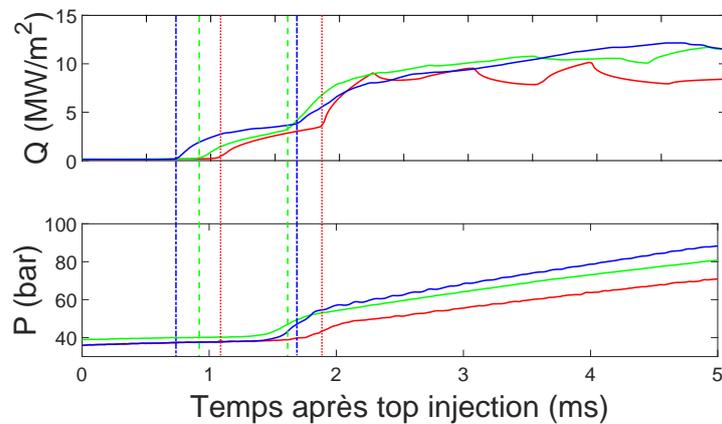


FIGURE 4.15 – Détail de la figure 4.14 : la première montée du flux thermique se place avant le dégagement de chaleur.

coefficient de convection instantané :

$$h = \frac{Q}{T_{gaz} - T_{paroi}}$$

Les résultats de ce calcul sont présentés en figure 4.16.

Le coefficient de convection est d'abord bas (quelques centaines de  $W/m^2/K$ ) avant l'impact du jet. Ensuite, à l'impact du jet (qui se produit d'autant plus tôt que la pression d'injection est élevée), le coefficient d'échange augmente, puis présente un creux au début de l'auto-inflammation (cf. timings en figure 4.15) et remonte lors du régime continu (flamme diffusive).

La valeur de  $h$  atteinte avant l'auto-inflammation varie entre 6 et 10  $kW/m^2/K$  selon la pression d'injection. Cela peut être dû à un temps trop faible pour établir un régime aérodynamique permanent dans le jet avant l'auto-inflammation : pour la pression d'injection la plus élevée (700 bar),  $h$  atteint un plateau environ 0.7 ms après l'impact du jet ; or, cette durée est plus longue que l'écart entre l'impact du jet et l'auto-inflammation pour les autres pressions d'injection.

Lors de l'auto-inflammation et pendant environ 0.3 ms, le coefficient de convection chute ou présente un palier. Le phénomène d'auto-inflammation est fortement transitoire et libère de l'énergie thermique de manière très inhomogène dans la chambre ; en particulier, les zones réactives sont a priori situées au cœur de la chambre, loin des parois froides. Cette chute du coefficient de convection peut donc être attribué à un défaut de l'hypothèse de température homogène : la température moyenne de la chambre est à ce moment plus élevée que la température locale des gaz proches du capteur, et la différence de température à l'interface est surestimée, ce qui conduit à sous-estimer  $h$ . Dans cette interprétation, la durée de cette diminution de  $h$  (soit une fraction de ms) correspond à un temps d'homogénéisation de la température dans la chambre.

Examinons ensuite le régime continu de flamme diffusive (à partir de 2 ms environ). Dans ce régime, pour les trois pressions d'injection, la valeur de  $h$  est à peu près constante dans le temps. Cela prouve que l'augmentation de flux avec le temps constatée précédemment est prise en compte par le seul changement de température moyenne de la chambre, et que le coefficient de convection n'est pas affecté.

La valeur de  $h$  calculée en régime permanent est également décroissante lorsque la pression d'injection augmente (de 12  $kW/m^2/K$  pour l'injection à 700 bar à 15  $kW/m^2/K$  pour l'injection à 300 bar), ce qui n'est pas physique car une pression d'injection plus grande conduit à des vitesses de gaz plus grandes donc à une convection au moins aussi forte.

Comme le capteur est visé par un jet dans lequel la combustion a lieu, la température locale du gaz en face du capteur est a priori plus haute que la température moyenne. L'hypothèse de température homogène dans la chambre conduit alors à sous-estimer la température gaz locale donc à surestimer le coefficient de convection. Comme par ailleurs l'hypothèse de température homogène est mieux vérifiée pour les hautes pressions d'injection (car le carburant est mieux dispersé dans la chambre),  $h$  est surestimé dans le cas des basses pressions d'injection, ce qui explique l'effet.

Quoique l'hypothèse de température homogène ne soit pas nécessairement valide après le début de la combustion, elle est en revanche justifiée avant l'auto-inflammation. Or, pour le cas à 700 bar, la valeur de  $h$  atteinte en régime continu (12  $kW/m^2/K$ ) est très proche du maximum atteint avant l'auto-inflammation (11  $kW/m^2/K$ ). En supposant que la combustion ne modifie pas significativement l'aérodynamique du jet et l'intensité de la convection, l'écart entre ces deux valeurs est dû à la sous-estimation de température locale précédemment évoquée ; comme cet écart est faible, la sous-estimation doit être faible. L'hypothèse de température homogène semble donc a posteriori justifiée pour le cas à 700 bar. En revanche, il n'est pas possible de faire la même évaluation sur les pressions d'injection plus faibles, car le régime aérodynamique n'est pas établi avant l'auto-inflammation.

Les coefficients de convection estimés sont donc au mieux des bornes supérieures du coefficient réel, en raison des doutes planant sur l'hypothèse de température homogène. Cependant le coefficient de convection trouvé pour le cas à 700 bar doit être proche de la réalité car c'est le même avant et après auto-inflammation. Il n'est pas possible d'en dire autant des coefficients de convection pour les autres pressions d'injection.

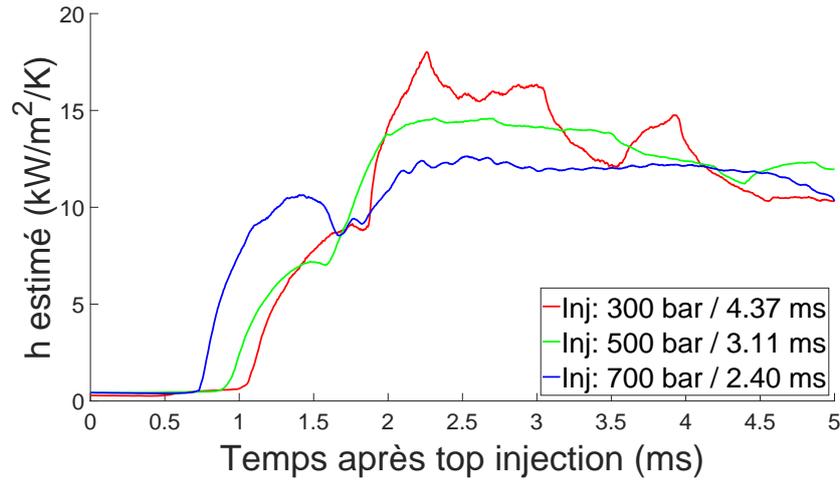


FIGURE 4.16 – Coefficient de convection instantané sous l’hypothèse d’une température uniforme dans la chambre de combustion pour des mesures MCR avec combustion de spray dodécane.

## Conclusion

Ce chapitre a décrit l’impact sur le flux thermique de la combustion d’un spray Diesel.

Les flux observés présentent une certaine variabilité statistique attribuée aux inhomogénéités de température et de vitesse dans le jet Diesel. Le flux atteint un maximum de quelques  $MW/m^2$  qu’il conserve tout au long de l’injection.

Le temps de montée observé du pic de flux est très court ( $0.3\text{ ms}$  ou moins), et il est possible que cette montée soit lissée par la bande passante de la chaîne de mesure. Cependant, il s’agit d’une caractéristique relativement mineure du jet puisque le flux thermique intense perdure pendant plusieurs millisecondes. Ceci est en opposition avec le cas de la flamme de propagation, où l’interaction flamme-paroi est purement transitoire et est responsable d’une partie primordiale de l’échange thermique.

Les résultats présentés ici soutiennent l’hypothèse d’un découplage des effets thermique et aérodynamiques du jet Diesel. Le jet augmente fortement le transfert par convection car il entraîne une forte turbulence dans les gaz, et la combustion du carburant augmente la température globale et/ou locale des gaz. Le coefficient d’échange convectif est approximativement constant tout le long de l’interaction jet/paroi.

On peut également noter que dans ce modèle où les pertes thermiques sont conditionnées par un effet de convection forcée par le jet Diesel, on s’attend à ce que les pertes varient considérablement sur la surface de la chambre de combustion entre les zones touchées directement ou non par le jet. À l’opposé, dans les cas précédemment étudiés d’une propagation de flamme prémélangée ou de propagation d’ondes de pression dans les gaz brûlés (cliquetis), les pertes thermiques devraient être plus homogènes sur la surface de la chambre (bien que déphasées dans le temps).

Les résultats dans le cas de la cellule à précombustion montrent que l’intensité de l’échange convectif varie selon la pression d’injection et la distance de l’injecteur à la paroi, les valeurs de coefficients de convection variant de 4 à  $10\text{ kW}/m^2/K$ . La valeur de coefficient de convection calculée dans le cas de la MCR est proche de cette valeur maximale, bien que les conditions opératoires soient différentes.

À la lumière de ces résultats, plusieurs pistes d’investigation complémentaire semblent prometteuses. Il est tout d’abord souhaitable de tester plus exactement l’hypothèse d’un découplage des effets thermique et aérodynamique du jet Diesel ; pour cela, il est possible de procéder à des comparaisons entre essais avec et sans combustion pour les mêmes caractéristiques de jet (par exemple en opérant les injections en atmosphère inerte), et de mesurer la température proche paroi dans un jet impactant. On peut également s’interroger sur la valeur maximale de  $h = 10\text{ kW}/m^2/K$  obtenue pour deux configurations expérimentales différentes (injecteur différent, pression d’injection et distance à la paroi différente, etc.) : il peut s’agir d’une coïncidence, ou alors il conviendrait de mettre en évidence une limite supérieure sur l’intensité de convection (ce qui est vérifiable expérimentalement) en raison d’effets microscopiques à

déterminer. Enfin, on pourrait examiner les inhomogénéités de transfert thermique selon la position du jet, par exemple par l'utilisation de multiples capteurs thermiques en divers emplacements d'une surface impactée par un spray unique.

# Conclusion et perspectives

L'objectif de ces travaux de thèse était d'établir une méthodologie de mesure de flux thermique pariétal et de l'appliquer à la mesure du flux thermique pour différents modes de combustion.

L'étude bibliographique présentée au chapitre 1 montre une grande diversité dans la phénoménologie des divers modes de combustion, mais un faible nombre d'études des pertes thermiques associées. Au vu des échelles de temps caractéristiques de ces phénomènes, la résolution temporelle est insuffisante dans la plupart des études pour caractériser l'évolution du flux thermique en relation avec le phénomène de combustion. Cette limitation est cependant plus souvent liée au post-traitement appliqué (filtrage des données, moyenne d'ensemble, etc.) qu'à des limitations intrinsèques des moyens de mesure. L'état de l'art des techniques de mesure montre également que si le thermocouple à jonction fine est la méthode établie pour mesurer les pertes thermiques transitoires, aussi bien la thermorésistance que la thermométrie phosphore rapide constituent des choix technologiques plausibles, bien que non encore utilisés.

Le chapitre 2 établit les méthodes employées dans l'étude. Il détaille notamment un benchmark de la méthodologie de mesure de flux employée. Les résolutions temporelles obtenues sont de  $0.1\text{ ms}$  ou moins pour tous les capteurs thermocouples employés, ce qui est meilleur que les valeurs de la littérature. Le facteur limitant semble être l'électronique d'acquisition, et non l'inertie thermique de la jonction thermocouple ou le post-traitement numérique, ce qui indique que la résolution temporelle peut encore être améliorée. La thermorésistance développée par l'université de Meiji présente des caractéristiques similaires (qui n'ont cependant pas été testées dans cette étude). Un essai de principe de la thermométrie phosphore rapide a également été montré : les caractéristiques de bruit et de résolution temporelle de la technique sont moins bonnes que celles des thermocouples, mais restent adéquates pour mesurer les pertes thermiques transitoires. Enfin, une pré-étude a été menée pour trouver un point de fonctionnement sur MCR permettant d'opérer aussi bien en allumage commandé qu'en Diesel ou HCCI, ce qui permet de comparer les pertes thermiques des différents modes de combustion en s'affranchissant des effets de point de fonctionnement. Cette pré-étude indique une coexistence des différents modes sur la géométrie de la MCR pour des conditions correspondant à une richesse  $\phi = 0.7$ , une température avant combustion de  $T = 790\text{ K}$  et une densité de  $\rho = 20\text{ kg/m}^3$ . En raison de problèmes de cliquetis en allumage commandé et d'impact spray-paroi en Diesel constatés lors du passage sur banc d'essai, il a été nécessaire de relaxer la contrainte sur la température : les points d'allumage commandé ont été opérés  $30\text{ K}$  plus bas que la cible et les points Diesel  $85\text{ K}$  plus haut. Les autres conditions thermodynamiques restent cependant similaires, il est donc raisonnable de comparer les flux thermiques obtenus entre les différents modes de combustion.

Le chapitre 3 décrit les expériences menées pour l'allumage commandé. Il montre que le flux lors de l'impact de la flamme de propagation à la paroi dépend fortement de l'angle d'attaque du front de flamme. Plusieurs résultats indiquent la possibilité d'une interaction de multiples fronts de flamme avec la paroi, ce qui augmente le temps d'interaction flamme-paroi et affecte la forme du pic de flux. Les expériences réalisées en MCR montrent des variations de flux avec la richesse et la pression cohérentes avec les données préexistantes de la littérature, mais la statistique est trop faible pour en donner une analyse quantitative concluante. Les expériences réalisées en cellule montrent que le modèle de normalisation du flux fondé sur une flamme laminaire en interaction frontale n'est pas valable pour une flamme turbulente en interaction latérale, peut-être en raison d'une modification du régime de flamme turbulente. Enfin, comme le point d'allumage commandé utilisé est à la limite du cliquetis, plusieurs leviers expérimentaux ont pu être utilisés pour créer du cliquetis d'intensité variable dans la chambre : allumage commandé propane-air à pression variable ou propane-méthane-air avec une fraction propane-méthane variable, HCCI à richesse variable. Les mesures mettent en évidence une augmentation considérable du transfert thermique lié au cliquetis. Cette augmentation s'interprète par des effets purement thermiques et dynamiques dans les gaz

brûlés (compression lors du passage de l'onde de pression), car elle ne dépend pas du levier expérimental employé pour créer le cliquetis. Ces résultats soutiennent l'hypothèse de la littérature de compression de la couche limite thermique par les ondes de pression.

Le chapitre 4 décrit les expériences menées pour la combustion Diesel. Il montre expérimentalement que le transfert radiatif des suies vers le capteur peut être négligé dans les conditions de jet Diesel considérées ici ; le transfert thermique associé à la combustion Diesel est alors purement convectif. Les résultats soutiennent l'hypothèse d'un découplage des effets d'aérodynamique du jet (qui augmentent l'intensité de l'échange convectif) et de la thermodynamique de la combustion (qui augmente la température) : contrairement au cas de l'allumage commandé, il n'y a pas d'interaction flamme-paroi qui rassemble des effets thermiques, aérodynamiques et chimiques, car la combustion n'a pas lieu près de la paroi. L'effet d'aérodynamique est supposé fortement local et dépendant des positions relatives de la paroi et du jet, alors que l'effet de la combustion peut être approximé par une augmentation de température globale. Un coefficient de convection dans le jet à l'impact paroi de l'ordre de  $10 \text{ kW/m}^2/\text{K}$  est trouvé aussi bien pour le cas de la cellule que pour celui de la MCR, malgré des géométries et des pressions et durées d'injection différentes.

La comparaison des modes de combustion montre qu'il est possible d'opérer une combustion en allumage commandé ou de type jet Diesel sur un point de fonctionnement commun. Le projet d'y associer également la combustion HCCI s'est révélé infructueux en raison de l'apparition d'un fort cliquetis sur ce point de fonctionnement. Les flux thermiques portent une signature du mode de combustion associé : l'allumage commandé présente un pic de flux lié à l'interaction flamme-paroi, le Diesel présente un plateau pendant la durée de l'injection. On peut identifier pour le cliquetis des oscillations de flux couplées aux oscillations de pression (mais celles-ci n'ont pas pu être mesurées de manière concluante en raison des limites de résolution temporelles de l'étude).

Ces travaux de thèse ouvrent de nombreuses perspectives, aussi bien pour la mesure du flux thermique pariétal que pour les problèmes physiques associés.

En ce qui concerne la mesure du flux thermique pariétal dans des conditions de combustion, l'arsenal expérimental existant peut être significativement amélioré. Pour la méthode standard des thermocouples à jonction fine, les capteurs existants suffisent à obtenir des résolutions temporelles significativement plus faibles (facteur 2-3) que les meilleures mesures moteur existantes, et qui peuvent encore être améliorées. Une amélioration de la résolution temporelle de la mesure de flux en-dessous de  $0.05 \text{ ms}$  permettrait ainsi une mesure des oscillations supposées de flux thermique lors du cliquetis. La technologie des thermorésistances semble également proposer des caractéristiques métrologiques adéquates, bien que ces capteurs soient encore au stade du prototype. La méthode nouvelle de la thermométrie phosphore rapide développée ici constitue une alternative optique aux mesures électriques (thermocouples et thermorésistance), et permet donc des mesures comparativement plus faciles dans des contextes de pièces en déplacement (piston ou soupapes par exemple) ou avec de forts parasites électriques (moteurs électriques notamment) ; un certain travail de développement reste cependant nécessaire, pour vérifier l'applicabilité au cas de flammes de propagation turbulentes, pallier les problèmes d'interférence optique dans le cas de la combustion Diesel, et améliorer les performances métrologiques. Enfin, les expériences associées à ce développement remettent également en question l'hypothèse de matériau solide homogène : négliger l'effet thermique du dépôt phosphore (ou de la jonction thermocouple) semble incorrect, même si cette hypothèse est faite pour des études avec des tailles de dépôt similaires dans la littérature.

En ce qui concerne l'interaction flamme-paroi en allumage commandé, il semble nécessaire à court terme d'opérer une mesure simultanée du flux thermique et de la forme du front de flamme proche du capteur. Une telle expérience est à même de confirmer ou d'infirmer de nombreuses interprétations faites dans les travaux présents ou passés relatives à l'interaction flamme-paroi en régime turbulent : relaminarisation du front de flamme près de la paroi, interactions flamme-paroi multiples, distance de coïncement selon l'angle d'approche de la flamme, etc.

En ce qui concerne le cliquetis, des améliorations purement techniques (déjà évoquées ci-dessus) de la résolution temporelle des mesures de flux et de pression permettraient d'établir définitivement l'existence ou non d'oscillations de flux couplées avec les oscillations de pression. Il serait également souhaitable de reproduire les résultats montrés ici pour de plus larges plages de variations paramétriques et avec une mesure de l'intensité cliquetis plus fine que celle utilisée ici (amplitude des oscillations de pression sur un signal fortement filtré).

En ce qui concerne la combustion Diesel, les nombreuses hypothèses interprétatives employées dans les travaux présents bénéficieraient fortement d'une caractérisation de la phénoménologie du jet lors de l'impact paroi. Ainsi, même en régime permanent (injection longue, paroi proche de l'injecteur), il n'existe

pas encore de caractérisation poussée des champs de richesse, température et vitesse dans le jet près de la zone d'impact. Par ailleurs, l'hypothèse d'un découplage des effets aérodynamiques et thermiques peut être testée plus directement que ce qui a été fait dans l'étude présente en comparant les résultats d'un jet réactif avec ceux d'un jet non réactif pour des conditions thermodynamiques et d'injection similaires (par exemple en remplaçant l'oxygène des gaz ambiants par de l'azote). Enfin, une étude des coefficients de convection créés par l'entraînement d'air dans le jet sur une plage de variations paramétriques plus large et avec des positions relatives jet/paroi différentes serait riche d'enseignements sur la sensibilité du flux thermique transféré à ces différents paramètres.

# Bibliographie

- ABRAM, Christopher, Benoît FOND et Frank BEYRAU (2018). "Temperature measurement techniques for gas and liquid flows using thermographic phosphor tracer particles". In : *Progress in Energy and Combustion Science* 64, p. 93-156. ISSN : 03601285. DOI : 10.1016/j.pecs.2017.09.001.
- AIZAWA, Tetsuya et Hidenori KOSAKA (2009). "Laser-Induced Phosphorescence Thermography of Combustion Chamber Wall of Diesel Engine". In : *SAE International Journal of Fuels and Lubricants* 1.1, p. 549-558. ISSN : 1946-3960. DOI : 10.4271/2008-01-1069.
- ALDÉN, Marcus et al. (2011). "Thermographic phosphors for thermometry : A survey of combustion applications". In : *Progress in Energy and Combustion Science* 37.4, p. 422-461. ISSN : 03601285. DOI : 10.1016/j.pecs.2010.07.001.
- ALLISON, S. W. et G. T. GILLIES (1997). "Remote thermometry with thermographic phosphors : Instrumentation and applications". In : *Semiotica* 117.1. ISSN : 0037-1998. DOI : 10.1515/semi.1997.117.1.15.
- ANDRÉ, Mathieu (2010). "Potentiel de la combustion HCCI et injection précoce". Thèse de doct. Université d'Orléans.
- ANNAND, W. J. D. (1963). "Heat transfer in the cylinders of reciprocating internal combustion engines". In : *Proc Instn Mech Engrs* 177.36, p. 973-996.
- ARAÚJO, Marcos A. de et al. (2009). "Measurement of Gaussian laser beam radius using the knife-edge technique : Improvement on data analysis". In : *Applied Optics* 48.2, p. 393. ISSN : 0003-6935. DOI : 10.1364/AO.48.000393.
- ASSANIS, Dennis N. et Edward BADILLO (1989). "Evaluation of Alternative Thermocouple Designs for Transient Heat Transfer Measurements in Metal and Ceramic Engines". In : SAE Technical Paper Series. SAE International 400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA, United States. DOI : 10.4271/890571.
- ASTM COMMITTEE D02 (2018). *ASTM D2699 - Test Method for Research Octane Number of Spark-Ignition Engine Fuel*. West Conshohocken, PA. DOI : 10.1520/D2699-18. URL : <https://www.astm.org/Standards/D2699.htm>.
- ATAKAN, Burak et Dennis ROSKOSCH (2013). "Thermographic phosphor thermometry in transient combustion : A theoretical study of heat transfer and accuracy". In : *Proceedings of the Combustion Institute* 34.2, p. 3603-3610. ISSN : 15407489. DOI : 10.1016/j.proci.2012.05.022.
- AUNG, K. T., M. I. HASSAN et G. M. FAETH (1997). "Flame stretch interactions of laminar premixed hydrogen/air flames at normal temperature and pressure". In : *Combustion and Flame* 109.1-2, p. 1-24. ISSN : 00102180. DOI : 10.1016/S0010-2180(96)00151-4.
- BAGLIONE, Melody L. (2007). "Development of system analysis methodologies and tools for modeling and optimizing vehicle system efficiency". Thèse de doct. University of Michigan.
- BENDU, Harisankar et S. MURUGAN (2014). "Homogeneous charge compression ignition (HCCI) combustion : Mixture preparation and control strategies in diesel engines". In : *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 38, p. 732-746. ISSN : 13640321. DOI : 10.1016/j.rser.2014.07.019.
- BENTLEY, Robin E. (1998). "The use of elemental thermocouples in high-temperature precision thermometry". In : *Measurement* 23.1, p. 35-46. ISSN : 02632241. DOI : 10.1016/S0263-2241(98)00007-4.
- BERGMAN, Theodore L. et al. (2011). *Introduction to heat transfer*. 6th ed. Wiley.
- BEULSHAUSEN, Johannes, Stefan PISCHINGER et Martin NIJS (2013). "Drivetrain Energy Distribution and Losses from Fuel to Wheel". In : *SAE International Journal of Passenger Cars - Mechanical Systems* 6.3, p. 1528-1537. ISSN : 1946-4002. DOI : 10.4271/2013-01-9118. URL : <http://dx.doi.org/10.4271/2013-01-9118>.
- BINDER, Christian, Fahed ABOU NADA et Mattias RICHTER (2018). "Effect of Flame Luminosity on Phosphor Thermometry Measurements Using the Decay Time Method". In : *1st International Conference on Phosphor Thermometry - extended abstracts*.

- BINDER, Christian et al. (2017). "Heat Loss Analysis of a Steel Piston and a YSZ Coated Piston in a Heavy-Duty Diesel Engine Using Phosphor Thermometry Measurements". In : *SAE International Journal of Engines* 10.4. ISSN : 1946-3944. DOI : 10.4271/2017-01-1046.
- BLUNDELL, Stephen et Katherine M. BLUNDELL (2010). *Concepts in thermal physics*. 2nd ed. Oxford et New York : Oxford University Press. ISBN : 9780191574337.
- BOLLA, Michele et al. (2017). "Influence of turbulent fluctuations on radiation heat transfer, NO and soot formation under ECN Spray A conditions". In : *Proceedings of the Combustion Institute* 36.3, p. 3551-3558. ISSN : 15407489. DOI : 10.1016/j.proci.2016.06.173.
- BORMAN, Gary et Kazuie NISHIWAKI (1987). "Internal-combustion engine heat transfer". In : *Progress in Energy and Combustion Science* 13.1, p. 1-46. ISSN : 03601285. DOI : 10.1016/0360-1285(87)90005-0.
- BOUNACEUR, Roda et al. (2010). "Modeling the Laminar Flame Speed of Natural Gas and Gasoline Surrogates". In : *SAE 2010 World Congress & Exhibition*. SAE Technical Paper Series. SAE International 400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA, United States. DOI : 10.4271/2010-01-0546.
- BOUST, B. et al. (2007). "A thermal formulation for single-wall quenching of transient laminar flames". In : *Combustion and Flame* 149.3, p. 286-294. ISSN : 0010-2180. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2006.12.019>. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010218007000272>.
- BOUST, Bastien (2006). "Étude expérimentale et modélisation des pertes thermiques pariétales lors de l'interaction flamme-paroi instationnaire". Thèse de doct. Université de Poitiers.
- BOUST, Bastien, Julien SOTTON et M. BELLENOUE (2012). "Unsteady Contribution of Water Vapor Condensation to Heat Losses at Flame-Wall Interaction". In : *Journal of Physics : Conference Series* 395, p. 012006. ISSN : 1742-6588. DOI : 10.1088/1742-6596/395/1/012006.
- BRADLEY, D. et Gautam T. KALGHATGI (2009). "Influence of autoignition delay time characteristics of different fuels on pressure waves and knock in reciprocating engines". In : *Combustion and Flame* 156.12, p. 2307-2318. ISSN : 00102180. DOI : 10.1016/j.combustflame.2009.08.003.
- BRÜBACH, Jan et al. (2013). "On surface temperature measurements with thermographic phosphors : A review". In : *Progress in Energy and Combustion Science* 39.1, p. 37-60. ISSN : 03601285. DOI : 10.1016/j.pecs.2012.06.001.
- BRUNEAUX, Gilles (1996). "Etude Asymptotique, Simulation Numérique Directe et Modélisation de l'Interaction Flamme Turbulente Prémélangée - Paroi". Thèse de doct. École centrale Paris.
- BURGESS, D., M. YUST et K. G. KREIDER (1990). "Transient Thermal Response of Plasma-sprayed Zirconia Measured with Thin-film Thermocouples". In : *Sensors and Actuators A* 24, p. 155-161.
- BURKE, S. P. et T. E. W. SCHUMANN (1928). "Diffusion Flames". In : *Industrial & Engineering Chemistry* 20.10, p. 998-1004. ISSN : 0019-7866. DOI : 10.1021/ie50226a005.
- BURNS, G. W. et al. (1993). *Temperature-electromotive force reference functions and tables for the letter-designated thermocouple types based on the ITS-90*. URL : <https://srdata.nist.gov/its90/main/> (visité le 03/09/2018).
- BUSSE, G. et K. F. RENK (1983). "Stereoscopic depth analysis by thermal wave transmission for nondestructive evaluation". In : *Applied Physics Letters* 42.4, p. 366-368. ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.93942.
- CANTU, Luca M.L. et al. (2018). "Temperature measurements in confined swirling spray flames by vibrational coherent anti-stokes Raman spectroscopy". In : *Experimental Thermal and Fluid Science* 95, p. 52-59. ISSN : 08941777. DOI : 10.1016/j.expthermflusci.2018.01.029.
- CHANG, Junseok et al. (2004). "New Heat Transfer Correlation for an HCCI Engine Derived from Measurements of Instantaneous Surface Heat Flux". In : *SAE Technical Paper Series*.
- CHARALAMBIDES, A. G. et al. (2015). "Using Infrared Laser Absorption to Measure Hydrocarbon Concentration in a Lean-Burn, Stratified-Charge, Spark-Ignition Engine". In : *Combustion Science and Technology* 187.5, p. 679-696. DOI : 10.1080/00102202.2014.953676. URL : <http://dx.doi.org/10.1080/00102202.2014.953676>.
- CHARTRAND, Rick (2011). "Numerical Differentiation of Noisy, Nonsmooth Data". In : *ISRN Applied Mathematics* 2011.1-4, p. 1-11. ISSN : 2090-5564. DOI : 10.5402/2011/164564.
- CHEN, Zheng (2015). "On the accuracy of laminar flame speeds measured from outwardly propagating spherical flames : Methane/air at normal temperature and pressure". In : *Combustion and Flame* 162.6, p. 2442-2453. ISSN : 00102180. DOI : 10.1016/j.combustflame.2015.02.012.

- CHENG, Xiao-Bei et al. (2014). “Investigation of the combustion and emission characteristics of partially premixed compression ignition in a heavy-duty diesel engine”. In : *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D : Journal of Automobile Engineering* 228.7, p. 784-798. DOI : 10.1177/0954407013513012. URL : <http://dx.doi.org/10.1177/0954407013513012>.
- COLEMAN, Gary N et Richard D SANDBERG (2010). “A primer on direct numerical simulation of turbulence - methods, procedures and guidelines”. In :
- COMMISSION EUROPÉENNE (2018). *Proposition de règlement COM/2017/0676 final/2*. URL : [https://eur-lex.europa.eu/legal-content/EN/TXT/?uri=CELEX:52017PC0676R\(01\)](https://eur-lex.europa.eu/legal-content/EN/TXT/?uri=CELEX:52017PC0676R(01)).
- COMMONS, Wikimedia (2005). *Four stroke cycle*. URL : [https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:Four\\_stroke\\_cycle\\_start.png%5C&oldid=144496769](https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:Four_stroke_cycle_start.png%5C&oldid=144496769) (visité le 07/02/2017).
- (2016). *P-V Otto cycle*. URL : [https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:P-V\\_Otto\\_cycle.svg%5C&oldid=220646628](https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:P-V_Otto_cycle.svg%5C&oldid=220646628) (visité le 18/01/2017).
- CONSIGNY, H. et al. (1993). “Heat Transfer Measurement Techniques Used or in Development at ONERA/Chalais-Meudon”. In : *New Trends in Instrumentation for Hypersonic Research*. Sous la dir. d’A. BOUTIER. Dordrecht : Springer Netherlands, p. 437-447. ISBN : 978-94-010-4807-1. DOI : 10.1007/978-94-011-1828-6{\textunderscore}39.
- COOK, W. J. (1970). “Determination of heat-transfer rates from transient surface temperature measurements”. In : *AIAA Journal* 8.7, p. 1366-1368. ISSN : 0001-1452. DOI : 10.2514/3.5909.
- CORNING (2008). *HPFS Fused Silica KrF Grade*. URL : <http://www.sydor.com/wp-content/uploads/Corning-HPFS-7980-Fused-Silica-KrF-Grade.pdf> (visité le 10/09/2018).
- D’ADAMO, Alessandro et al. (2017). “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 Paper Series. SAE International400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA, United States. DOI : 10.4271/2017-01-2190.
- DAHMS, Rainer N. et al. (2017). “Understanding the ignition mechanism of high-pressure spray flames”. In : *Proceedings of the Combustion Institute* 36.2, p. 2615-2623. ISSN : 1540-7489. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.proci.2016.08.023>. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1540748916304126>.
- DAI, Peng et al. (2015). “Numerical experiments on reaction front propagation in n -heptane/air mixture with temperature gradient”. In : *Proceedings of the Combustion Institute* 35.3, p. 3045-3052. ISSN : 15407489. DOI : 10.1016/j.proci.2014.06.102.
- DAVIS, Richard S., Gary D. MANDRUSIAK et Tilo LANDENFELD (2009). “Development of the Combustion System for General Motors’ 3.6L DOHC 4V V6 Engine with Direct Injection”. In : *SAE International Journal of Engines* 1.1, p. 85-100. ISSN : 1946-3944. DOI : 10.4271/2008-01-0132.
- DEC, John E. (1997). “A Conceptual Model of DI Diesel Combustion Based on Laser-Sheet Imaging”. In : *SAE International Congress & Exposition*. Sous la dir. de SAE. SAE Technical Paper Series. SAE International. DOI : 10.4271/970873.
- (2009). “Advanced compression-ignition engines—understanding the in-cylinder processes”. In : *Proceedings of the Combustion Institute* 32.2, p. 2727-2742. ISSN : 1540-7489. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.proci.2008.08.008>. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1540748908001739>.
- DEJIMA, Kazuhito et al. (2017). “Development of MEMS Heat Flux Vector Sensor for Internal Combustion Engines”. In : *COMODIA (The Proceedings of the International symposium on diagnostics and modeling of combustion in internal combustion engines)*. T. 2017.9, A202. DOI : 10.1299/jmsesdm.2017.9.A202.
- DEMUYNCK, J. et al. (2009). “Local heat flux measurements in a hydrogen and methane spark ignition engine with a thermopile sensor”. In : *International Journal of Hydrogen Energy* 34.24, p. 9857-9868. ISSN : 0360-3199. DOI : 10.1016/j.ijhydene.2009.10.035. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0360319909016061>.
- DESANTES, J.M. et al. (2009). “A 1D model for the description of mixing-controlled reacting diesel sprays”. In : *Combustion and Flame* 156.1, p. 234-249. ISSN : 0010-2180. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2008.10.008>. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010218008003088>.
- DING, Carl-Philipp et al. (2017). “Simultaneous measurement of flame impingement and piston surface temperatures in an optically accessible spark ignition engine”. In : *Applied Physics B* 123.4, p. 2615. ISSN : 0946-2171. DOI : 10.1007/s00340-017-6694-y.

- EKOYE, O.A. (1996). "Heat transfer modeling during knock and flame quenching in an engine chamber". In : *Symposium (International) on Combustion* 26.2, p. 2661-2668. ISSN : 0082-0784. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0082-0784\(96\)80101-9](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(96)80101-9). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0082078496801019>.
- EGOLFOPOULOS, Fokion N., P. CHO et C. K. LAW (1989). "Laminar flame speeds of methane-air mixtures under reduced and elevated pressures". In : *Combustion and Flame* 76.3-4, p. 375-391. ISSN : 00102180. DOI : 10.1016/0010-2180(89)90119-3.
- EGOLFOPOULOS, Fokion N., D. L. ZHU et C. K. LAW (1990). "Experimental and numerical determination of laminar flame speeds : mixtures of C2-hydrocarbons with oxygen and nitrogen". In : *23rd symposium on Combustion*. Sous la dir. de THE COMBUSTION INSTITUTE, p. 471-478.
- ELSER, Karl (1954). *Der instationäre Wärmeübergang in Dieselmotoren : theoretische und experimentelle Untersuchungen*. Leemann.
- ENGINEERING TOOLBOX (2003). *Fuels - Higher and Lower Calorific Values*. URL : [https://www.engineeringtoolbox.com/fuels-higher-calorific-values-d\\_169.html](https://www.engineeringtoolbox.com/fuels-higher-calorific-values-d_169.html) (visité le 13/08/2018).
- ENOMOTO, Yoshiteru et Shoichi FURUHAMA (1989). "A Study of the Local Heat Transfer Coefficient on the Combustion Chamber Walls of a Four-Stroke Gasoline Engine". In : *JSME* 32.1, p. 107-114. DOI : 10.1299/jsmeb1988.32.1{\textunderscore}107.
- ENOMOTO, Yoshiteru et al. (2014). "Heat transfer coefficient on the combustion chamber wall surfaces in a naturally aspirated direct-injection diesel engine". In : *International Journal of Engine Research* 15.5, p. 606-625. ISSN : 1468-0874. DOI : 10.1177/1468087413500060.
- EUROPEAN AUTOMOBILE MANUFACTURERS' ASSOCIATION (2017). *Vehicles in use : Europe 2017*. URL : [https://www.acea.be/uploads/statistic\\_documents/ACEA\\_Report\\_Vehicles\\_in\\_use-Europe\\_2017.pdf](https://www.acea.be/uploads/statistic_documents/ACEA_Report_Vehicles_in_use-Europe_2017.pdf) (visité le 12/09/2018).
- EWALD, Jens et al. (2013). "Extended Charge Motion Design : CAE Based Prediction of Gasoline Engine Pre-ignition Risk". In : *Proceedings of the FISITA 2012 World Automotive Congress*. T. 190. Lecture Notes in Electrical Engineering. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, p. 1333-1344. ISBN : 978-3-642-33749-9. DOI : 10.1007/978-3-642-33750-5{\textunderscore}42.
- FBGS (2019). *Fiber Bragg Grating (FBG) sensor principle*. URL : <https://www.fbgs.com/technology/fbg-principle/> (visité le 15/01/2019).
- FEIST, Jorg Peter (2011). "Development of Phosphor Thermometry for Gas Turbines". Thèse de doct. Imperial College, University of London.
- FERGUSON, Colin R. et James C. KECK (1977). "On laminar flame quenching and its application to spark ignition engines". In : *Combustion and Flame* 28, p. 197-205. ISSN : 00102180. DOI : 10.1016/0010-2180(77)90025-6. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010218077900256>.
- FERGUSON, Colin R. et Allan KIRKPATRICK (2016). *Internal combustion engines : Applied thermosciences*. Third edition. Chichester, West Sussex, United Kingdom : Wiley. ISBN : 9781118926376. URL : <https://books.google.fr/books?id=Cf8kCgAAQBAJ>.
- FINOL, Carlos A. et Kevin ROBINSON (2006). "Thermal Profile of a Modern Passenger Car Diesel Engine". In : SAE Technical Paper Series. SAE International 400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA, United States. DOI : 10.4271/2006-01-3409.
- FOUCHER, Fabrice (2002). "Étude expérimentale de l'interaction flamme-paroi : application au moteur à allumage commandé". Thèse de doct. Université d'Orléans. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00743578>.
- FUHRMANN, Norman et al. (2011). "Gd 3 Ga 5 O 12 : Cr—a phosphor for two-dimensional thermometry in internal combustion engines". In : *Measurement Science and Technology* 22.4, p. 045301. ISSN : 0957-0233. DOI : 10.1088/0957-0233/22/4/045301.
- FUHRMANN, Norman et al. (2013). "Two-dimensional surface temperature diagnostics in a full-metal engine using thermographic phosphors". In : *Measurement Science and Technology* 24.9, p. 095203. ISSN : 0957-0233. DOI : 10.1088/0957-0233/24/9/095203.
- FUKUI, Kenji et al. (2016). "Development of Instantaneous Temperature Measurement Technique for Combustion Chamber Surface and Verification of Temperature Swing Concept". In : SAE Technical Paper Series. SAE International 400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA, United States. DOI : 10.4271/2016-01-0675.
- GINGRICH, Eric, Jaal B. GHANDHI et Rolf D. REITZ (2014). "Experimental Investigation of Piston Heat Transfer in a Light Duty Engine Under Conventional Diesel, Homogeneous Charge Compression Ignition, and Reactivity Controlled Compression Ignition Combustion Regimes". In : *SAE International Journal of Engines* 7.1, p. 375-386. ISSN : 1946-3944. DOI : 10.4271/2014-01-1182.

- GOLDHAHN, Erik et Jörg SEUME (2007). "The background oriented schlieren technique : Sensitivity, accuracy, resolution and application to a three-dimensional density field". In : *Experiments in Fluids* 43.2-3, p. 241-249. ISSN : 0723-4864. DOI : 10.1007/s00348-007-0331-1.
- GOODWIN, David G., Harry K. MOFFAT et Raymond L. SPETH (2017). *Cantera*. DOI : 10.5281/zenodo.170284.
- GRANDIN, Börje et Ingemar DENBRATT (2002). "The Effect of Knock on Heat Transfer in SI Engines". In : *SAE Technical Paper Series*.
- GU, X. J., D. R. EMERSON et D. BRADLEY (2003). "Modes of reaction front propagation from hot spots". In : *Combustion and Flame* 133.1-2, p. 63-74. ISSN : 00102180. DOI : 10.1016/S0010-2180(02)00541-2.
- HENDRICKS, Terry L. et Jaal B. GHANDHI (2012). "Estimation of Surface Heat Flux in IC Engines Using Temperature Measurements : Processing Code Effects". In : *SAE International Journal of Engines* 5.3, p. 1268-1285. ISSN : 1946-3944. DOI : 10.4271/2012-01-1208.
- HENDRICKS, Terry L., Derek A. SPLITTER et Jaal B. GHANDHI (2014). "Experimental investigation of piston heat transfer under conventional diesel and reactivity-controlled compression ignition combustion regimes". In : *International Journal of Engine Research* 15.6, p. 684-705. ISSN : 1468-0874. DOI : 10.1177/1468087413512310.
- HEYWOOD, John B. et Orian Z. WELLING (2009). "Trends in Performance Characteristics of Modern Automobile SI and Diesel Engines". In : *SAE International Journal of Engines* 2.1, p. 1650-1662. ISSN : 1946-3944. DOI : 10.4271/2009-01-1892.
- HIGELIN, Pascal et Thierry JAINE (2007). "Modélisation du cycle moteur Moteur à allumage par compression". In : *Techniques de l'ingénieur base documentaire : TIB166DUO*. URL : <https://www.techniques-ingenieur.fr/base-documentaire/mecanique-th7/combustion-dans-les-moteurs-thermiques-et-environnement-42166210/modelisation-du-cycle-moteur-bm2516/>.
- HOLMBERG, Kenneth, Peter ANDERSSON et Ali ERDEMIR (2012). "Global energy consumption due to friction in passenger cars". In : *Tribology International* 47, p. 221-234. ISSN : 0301-679X. DOI : 10.1016/j.triboint.2011.11.022.
- HUANG, W.M., S.R. VOSEN et R. GREIF (1988). "Heat transfer during laminar flame quenching : Effect of fuels". In : *Symposium (International) on Combustion* 21.1. Twenty-First Symposium (International on Combustion), p. 1853-1860. ISSN : 0082-0784. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0082-0784\(88\)80420-X](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(88)80420-X). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S008207848880420X>.
- HUSBERG, Tobias et al. (2005). "Piston Temperature Measurement by Use of Thermographic Phosphors and Thermocouples in a Heavy-Duty Diesel Engine Run Under Partly Premixed Conditions". In : *SAE Technical Paper Series*.
- INFRA-RED ANALYZERS, Inc. (2019). *Operating Principles of Infrared Thermography*. URL : <http://www.iranalizers.com/operatingprinciples.htm> (visité le 15/01/2019).
- JANSONS, Marcis et al. (2008). "Experimental Investigation of Single and Two-Stage Ignition in a Diesel Engine". In : *SAE Technical Paper Series*. DOI : 10.4271/2008-01-1071.
- JAPAN AUTOMOBILE MANUFACTURERS ASSOCIATION (2018). *Motor vehicle statistics of Japan*. URL : <http://www.jama-english.jp/publications/MVS2018.pdf> (visité le 12/09/2018).
- JO, Young Suk et al. (2014). "Performance Maps of Turbocharged SI Engines with Gasoline-Ethanol Blends : Torque, Efficiency, Compression Ratio, Knock Limits, and Octane". In : *SAE Technical Paper Series*. SAE International400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA, United States. DOI : 10.4271/2014-01-1206.
- JOHNSON, Bernard et Chris EDWARDS (2013). "Exploring the Pathway to High Efficiency IC Engines through Exergy Analysis of Heat Transfer Reduction". In : *SAE International Journal of Engines* 6.1, p. 150-166. ISSN : 1946-3944. DOI : 10.4271/2013-01-0278.
- JOMAAS, G. et al. (2005). "Experimental determination of counterflow ignition temperatures and laminar flame speeds of C2-C3 hydrocarbons at atmospheric and elevated pressures". In : *Proceedings of the Combustion Institute* 30.1, p. 193-200. ISSN : 15407489. DOI : 10.1016/j.proci.2004.08.228.
- KALGHATGI, Gautam T. (2017). "Knock onset, knock intensity, superknock and preignition in spark ignition engines". In : *International Journal of Engine Research* 19.1, p. 7-20. ISSN : 1468-0874. DOI : 10.1177/1468087417736430.
- KALGHATGI, Gautam T., Hassan BABIKER et Jihad BADRA (2015). "A Simple Method to Predict Knock Using Toluene, N-Heptane and Iso-Octane Blends (TPRF) as Gasoline Surrogates". In : *SAE International Journal of Engines* 8.2, p. 505-519. ISSN : 1946-3944. DOI : 10.4271/2015-01-0757.

- KÁRMÁN, Theodore von et Gregorio MILLÁN (1953). "Thermal theory of a laminar flame front near a cold wall". In : *Symposium (International) on Combustion* 4.1. Fourth Symposium (International) on Combustion, p. 173-177. ISSN : 0082-0784. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0082-0784\(53\)80023-8](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(53)80023-8). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0082078453800238>.
- KARRER, Maxime (2009). "Diagnostic des plasmas de combustion par sonde d'ionisation : application à l'étude de l'interaction flamme-paroi instationnaire". Thèse de doct. Université de Poitiers.
- KASHDAN, Julian T. et Gilles BRUNEAUX (2011). "Laser-Induced Phosphorescence Measurements of Combustion Chamber Surface Temperature on a Single-Cylinder Diesel Engine". In : *SAE International Powertrains, Fuels and Lubricants Meeting*. SAE Technical Paper Series. SAE International400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA, United States. DOI : 10.4271/2011-01-2049.
- KESTER, Walter Allan (2005). *Data conversion handbook*. Analog Devices series. Burlington, MA : Newnes. ISBN : 9780750678414.
- KNAPPE, Christoph et al. (2011). "Laser-Induced Phosphorescence and the Impact of Phosphor Coating Thickness on Crank-Angle Resolved Cylinder Wall Temperatures". In : *SAE International Journal of Engines* 4.1, p. 1689-1698. ISSN : 1946-3944. DOI : 10.4271/2011-01-1292.
- KNAPPE, Christoph et al. (2013). "Thickness dependent variations in surface phosphor thermometry during transient combustion in an HCCI engine". In : *Combustion and Flame* 160.8, p. 1466-1475. ISSN : 00102180. DOI : 10.1016/j.combustflame.2013.02.023.
- KODAVASAL, Janardhan et al. (2015). "The effects of thermal and compositional stratification on the ignition and duration of homogeneous charge compression ignition combustion". In : *Combustion and Flame* 162.2, p. 451-461. ISSN : 00102180. DOI : 10.1016/j.combustflame.2014.07.026. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010218014002302>.
- KÖPPLE, Fabian et al. (2014). "Experimental Investigation of Fuel Impingement and Spray-Cooling on the Piston of a GDI Engine via Instantaneous Surface Temperature Measurements". In : *SAE International Journal of Engines* 7.3, p. 1178-1194. ISSN : 1946-3944. DOI : 10.4271/2014-01-1447. URL : <http://dx.doi.org/10.4271/2014-01-1447>.
- LAWTON, B. (1987). "Effect of Compression and Expansion on Instantaneous Heat Transfer in Reciprocating Internal Combustion Engines". In : *Proc Instn Mech Engrs* 201.3, p. 175-186. DOI : 10.1243/PIME{\textunderscore}PROC{\textunderscore}1987{\textunderscore}201{\textunderscore}022{\textunderscore}02.
- LEE, Kyeonghyeon et al. (2015). "A study on combustion control and operating range expansion of gasoline HCCI". In : *Energy* 91, p. 1038-1048. ISSN : 0360-5442. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.energy.2015.08.031>. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0360544215011056>.
- LEE, SoDuk, Charles SCHENK et Joseph McDONALD (2016). "Air Flow Optimization and Calibration in High-Compression-Ratio Naturally Aspirated SI Engines with Cooled-EGR". In : SAE Technical Paper Series. SAE International400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA, United States. DOI : 10.4271/2016-01-0565.
- LEIDENFROST, Marc et Ewald WERNER (2012). "Measuring Temperature at a Cylinder Head under Thermal Load". In : *MTZ worldwide* 73.7-8, p. 70-74. ISSN : 2192-9114. DOI : 10.1007/s38313-012-0205-7. URL : <https://link.springer.com/content/pdf/10.1007/s38313-012-0205-7.pdf>.
- LEJSEK, David et André KULZER (2009). "Investigations on the Transient Wall Heat Transfer at Start-Up for SI Engines with Gasoline Direct Injection". In : *SAE International Journal of Engines* 2.1, p. 381-397. ISSN : 1946-3944. DOI : 10.4271/2009-01-0613.
- LEONE, Thomas G. et al. (2015). "The Effect of Compression Ratio, Fuel Octane Rating, and Ethanol Content on Spark-Ignition Engine Efficiency". In : *Environmental science & technology* 49.18, p. 10778-10789. DOI : 10.1021/acs.est.5b01420.
- LEWIS, Andrew G. et al. (2010). "Dynamic Measurement of Heat Flux through the Cylinder Wall of a Modern HSDI Engine Over a New European Drive Cycle". In : *SAE Technical Paper Series*. DOI : 10.4271/2010-01-0322.
- LI, Shi-Wen et al. (fév. 1997). "Heat Transfer From Impinging Diesel Flames to the Combustion Chamber Wall". In : *SAE Technical Paper*. SAE International. DOI : 10.4271/970896. URL : <https://doi.org/10.4271/970896>.
- LORENZ, R. D. (2003). "Subsurface ambient thermoelectric power for moles and penetrators". In : *2003 IEEE Aerospace Conference*. Sous la dir. de Karen J. PROFET et David A. WILLIAMSON. [Piscataway, NJ] : IEEE, 2\_637-2\_642. ISBN : 0-7803-7651-X. DOI : 10.1109/AERO.2003.1235473.

- LU, J. H. et al. (1991). "Unsteady heat transfer during side wall quenching of a laminar flame". In : *Symposium (International) on Combustion* 23.1, p. 441-446. ISSN : 0082-0784. DOI : 10.1016/S0082-0784(06)80289-4. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0082078406802894>.
- LU, J.-H. et al. (fév. 1989). "Effect of Knock on Time-Resolved Engine Heat Transfer". In : *SAE International Congress and Exposition*. SAE International. DOI : <https://doi.org/10.4271/890158>. URL : <https://doi.org/10.4271/890158>.
- LU, Xingcai, Dong HAN et Zhen HUANG (2011). "Fuel design and management for the control of advanced compression-ignition combustion modes". In : *Progress in Energy and Combustion Science* 37.6, p. 741-783. ISSN : 03601285. DOI : 10.1016/j.pecs.2011.03.003. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0360128511000219>.
- LUO, Xi, Xin YU et Marcis JANSONS (2015). "Simultaneous In-Cylinder Surface Temperature Measurements with Thermocouple, Laser-induced Phosphorescence, and Dual Wavelength Infrared Diagnostic Techniques in an Optical Engine". In : DOI : 10.4271/2015-01-1658.
- MARR, Michael A. et al. (2010). "A fast response thermocouple for internal combustion engine surface temperature measurements". In : *Experimental Thermal and Fluid Science* 34.2, p. 183-189. ISSN : 08941777. DOI : 10.1016/j.expthermflusci.2009.10.008.
- MARUSIC, I. et al. (2010). "Wall-bounded turbulent flows at high Reynolds numbers : Recent advances and key issues". In : *Physics of Fluids* 22.6, p. 065103. DOI : 10.1063/1.3453711. URL : <https://doi.org/10.1063/1.3453711>.
- MAZDA (8 août 2017). *Mazda Announces Long-Term Vision for Technology Development, 'Sustainable Zoom-Zoom 2030'*. Hiroshima, Japon. URL : <http://www2.mazda.com/en/publicity/release/2017/201708/170808a.html> (visité le 12/09/2018).
- MEIER, G. E. A. (2002). "Computerized background-oriented schlieren". In : *Experiments in Fluids* 33.1, p. 181-187. ISSN : 0723-4864. DOI : 10.1007/s00348-002-0450-7.
- MICHELS, K., H. HOFFMEYER et J. THEOBALD (2012). *Determination of thermal boundary conditions of a turbo charged direct injection SI engine using surface thermocouple*.
- MITTAL, Vikram, Bridget M. REVIER et John B. HEYWOOD (jan. 2007). "Phenomena that Determine Knock Onset in Spark-Ignition Engines". In : *2007 Fuels and Emissions Conference*. SAE International. DOI : <https://doi.org/10.4271/2007-01-0007>. URL : <https://saemobilus.sae.org/content/2007-01-0007>.
- MOGI, Kazuhisa et al. (1998). "Analysis and avoidance of pre-ignition in S.I. gasoline engines". In : *JSAE Review* 19.1, p. 9-14. ISSN : 03894304. DOI : 10.1016/S0389-4304(97)00045-3.
- MUKAI, K., H. MIYAZAKI et S. YASHUARA (2003). "Measuring technique of the cooling loss and the influences of the operating variables on heat balance in a gasoline engine". In : *SAE Technical Paper Series*.
- MUKAI, K. et al. (2005). "The Effects of Design Factors of the Combustion Chamber on Heat Balance in a Gasoline Engine". In : *SAE Technical Paper*. DOI : 10.4271/2005-01-2021.
- MULLER, Laëtitia (mar. 2012). "Experimental study of unsteady flame-wall interaction on non-isothermal initial conditions". Theses. ISAE-ENSMA École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00743578>.
- NADA, Abou et Fahd JOUDA (2016). "Phosphor Thermometry : Advances in Technique Development and Applications". Thèse de doct. Lund University.
- NAIDJA, A. (2003). "Cool flame partial oxidation and its role in combustion and reforming of fuels for fuel cell systems". In : *Progress in Energy and Combustion Science* 29.2, p. 155-191. ISSN : 03601285. DOI : 10.1016/S0360-1285(03)00018-2.
- OMEGA ENGINEERING (2017). *RTD measurement and theory*. URL : <https://www.omega.com/techref/rtd-measurement-and-theory.html> (visité le 17/09/2018).
- (2018). *Physical Properties of Thermolement Materials*. URL : <https://www.omega.com/techref/pdf/z016.pdf> (visité le 12/09/2018).
- OVERBYE, Vern D. et al. (1961). "Unsteady Heat Transfer in Engines". In : *SAE Technical Paper*. DOI : 10.4271/610041.
- PACAUD, P., H. PERRIN et O. LAGET (2009). "Cold Start on Diesel Engine : Is Low Compression Ratio Compatible with Cold Start Requirements?" In : *SAE International Journal of Engines* 1.1, p. 831-849. ISSN : 1946-3944. DOI : 10.4271/2008-01-1310.
- PAREJA, Jhon et al. (2014). "Surface thermometry in combustion diagnostics by sputtered thin films of thermographic phosphors". In : *Applied Physics B* 117.1, p. 85-93. ISSN : 0946-2171. DOI : 10.1007/s00340-014-5803-4.

- PARK, Su Han et Seung Hyun YOON (2016). "Effect of dual-fuel combustion strategies on combustion and emission characteristics in reactivity controlled compression ignition (RCCI) engine". In : *Fuel* 181, p. 310-318. ISSN : 0016-2361. DOI : 10.1016/j.fuel.2016.04.118. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0016236116302836>.
- PARKER, W. J. et al. (1961). "Flash Method of Determining Thermal Diffusivity, Heat Capacity, and Thermal Conductivity". In : *Journal of Applied Physics* 32.9, p. 1679-1684. ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.1728417.
- PARLAK, Adnan, Halit YASAR et Bahri SAHIN (2003). "Performance and exhaust emission characteristics of a lower compression ratio LHR Diesel engine". In : *Energy Conversion and Management* 44.1, p. 163-175. ISSN : 0196-8904. DOI : 10.1016/S0196-8904(01)00201-1.
- PAYRI, Raul et al. (2015). "A study on diesel spray tip penetration and radial expansion under reacting conditions". In : *Applied Thermal Engineering* 90, p. 619-629. ISSN : 1359-4311. DOI : 10.1016/j.applthermaleng.2015.07.042.
- PICKETT, Lyle M., Dennis L. SIEBERS et Cherian A. IDICHERIA (2005). "Relationship Between Ignition Processes and the Lift-Off Length of Diesel Fuel Jets". In : *SAE Technical Paper Series*. DOI : 10.4271/2005-01-3843.
- PICKETT, Lyle M. et al. (2010). "Comparison of Diesel Spray Combustion in Different High-Temperature, High-Pressure Facilities". In : *SAE International Journal of Engines* 3.2, p. 156-181. ISSN : 1946-3944. DOI : 10.4271/2010-01-2106.
- POINSOT, Thierry, D. C. HAWORTH et Gilles BRUNEAUX (1993). "Direct simulation and modeling of flame-wall interaction for premixed turbulent combustion". In : *Combustion and Flame* 95.1-2, p. 118-132. ISSN : 00102180. DOI : 10.1016/0010-2180(93)90056-9.
- POINSOT, Thierry et Denis VEYNANTE (2005). *Theoretical and numerical combustion*. 2. ed. Philadelphia : Edwards. ISBN : 9781930217102.
- RABL, Ari et Carl E. NIELSEN (1975). "Solar ponds for space heating". In : *Solar Energy* 17.1, p. 1-12. DOI : 10.1016/0038-092X(75)90011-0.
- RAHEMAN, H. et S. V. GHADGE (2008). "Performance of diesel engine with biodiesel at varying compression ratio and ignition timing". In : *Fuel* 87.12, p. 2659-2666. ISSN : 0016-2361. DOI : 10.1016/j.fuel.2008.03.006.
- REITZ, Rolf D. et Ganesh DURAISAMY (2015). "Review of high efficiency and clean reactivity controlled compression ignition (RCCI) combustion in internal combustion engines". In : *Progress in Energy and Combustion Science* 46, p. 12-71. ISSN : 03601285. DOI : 10.1016/j.pecs.2014.05.003. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0360128514000288>.
- REŞİTOĞLU, İbrahim Aslan, Kemal ALTINIŞIK et Ali KESKIN (jan. 2015). "The pollutant emissions from diesel-engine vehicles and exhaust aftertreatment systems". In : *Clean Technologies and Environmental Policy* 17.1, p. 15-27. ISSN : 1618-9558. DOI : 10.1007/s10098-014-0793-9. URL : <https://doi.org/10.1007/s10098-014-0793-9>.
- RIPPLE, D. C. (1995). *ITS-90 Thermocouple Database, NIST Standard Reference Database 60*. DOI : 10.18434/T4S888.
- RUSSIER, Ludovic (2015). *Évolutions technologiques des moteurs à allumage commandé et Diesel*. IFP Training.
- RZHEVSKAYA, O. V. et al. (2008). "Optical and luminescence properties of CdWO<sub>4</sub> and CdWO<sub>4</sub>:Mo single crystals". In : *Optics and Spectroscopy* 104.3, p. 366-373. DOI : 10.1134/S0030400X08030090.
- SÄRNER, Gustaf et al. (2005). "Cycle Resolved Wall Temperature Measurements Using Laser-Induced Phosphorescence in an HCCI Engine". In : *Powertrain & Fluid Systems Conference & Exhibition*. SAE Technical Paper Series. SAE International400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA, United States. DOI : 10.4271/2005-01-3870.
- SHEN, Hsi-Ping S. et al. (2009). "A Shock Tube Study of the Ignition of n-Heptane, n-Decane, n-Dodecane, and n-Tetradecane at Elevated Pressures". In : *Energy & Fuels* 23.5, p. 2482-2489. DOI : 10.1021/ef8011036. eprint : <https://doi.org/10.1021/ef8011036>. URL : <https://doi.org/10.1021/ef8011036>.
- SIEBERS, Dennis L. et Brian HIGGINS (2001). "Flame Lift-Off on Direct-Injection Diesel Sprays Under Quiescent Conditions". In : *SAE Technical Paper Series*.
- SMITH, Gregory P. et al. (2000). *GRI Mech 3.0*. URL : [http://www.me.berkeley.edu/gri\\_mech/](http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/).
- SMITH, Patrick, John B. HEYWOOD et Wai K. CHENG (2014). "Effects of Compression Ratio on Spark-Ignited Engine Efficiency". In : *SAE 2014 International Powertrain, Fuels & Lubricants Meeting*. SAE Technical Paper Series. SAE International400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA, United States. DOI : 10.4271/2014-01-2599.

- SMOLKE, Jennifer et al. (2018). “Effect of n -dodecane decomposition on its fundamental flame properties”. In : *Combustion and Flame* 190, p. 65-73. ISSN : 00102180. DOI : 10.1016/j.combustflame.2017.11.009.
- SOTTON, Julien (2003). “Interactions entre une combustion turbulente et la paroi dans une enceinte fermée”. Thèse de doct. Université de Poitiers.
- SOYHAN, H. S. et al. (2009). “Evaluation of heat transfer correlations for HCCI engine modeling”. In : *Applied Thermal Engineering* 29.2-3, p. 541-549. ISSN : 1359-4311. DOI : 10.1016/j.applthermaleng.2008.03.014. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1359431108001555>.
- SPETH, Raymond L. (2016). *adiabatic\_flame.py*. URL : [http://cantera.org/docs/sphinx/html/cython/examples/onedim\\_adiabatic\\_flame.html](http://cantera.org/docs/sphinx/html/cython/examples/onedim_adiabatic_flame.html).
- STROZZI, Camille (2008). “Étude expérimentale de l’auto-inflammation de mélanges gazeux en milieux confinés et sa modélisation avec une description cinétique chimique détaillée”. Thèse de doct. Université de Poitiers.
- TAKAHASHI, Daishi, Koichi NAKATA et Yasushi YOSHIHARA (2012). “Engine Thermal Control for Improving the Engine Thermal Efficiency and Anti-Knocking Quality”. In : *SAE International Journal of Engines*. DOI : 10.4271/2012-01-0377. URL : <https://saemobilus.sae.org/content/2012-01-0377>.
- TANOV, S. et al. (2017). “Influence of the number of injections on piston heat rejection under low temperature combustion conditions in an optical compression-ignition engine”. In : *Energy Conversion and Management* 153, p. 335-345. ISSN : 0196-8904. DOI : 10.1016/j.enconman.2017.10.015.
- TAYLOR, Charles Fayette (1985). *The internal-combustion engines in theory and practice. T. II, Combustion, fuels, materials, design*. Rev. ed. Cambridge, Mass. : MIT press. ISBN : 9780262700276.
- TAYMAZ, Imdat (2006). “An experimental study of energy balance in low heat rejection diesel engine”. In : *Energy* 31.2-3, p. 364-371. ISSN : 03605442. DOI : 10.1016/j.energy.2005.02.004.
- THEIS, Joseph R., Andrew GETSOIAN et Christine LAMBERT (mar. 2017). “The Development of Low Temperature Three-Way Catalysts for High Efficiency Gasoline Engines of the Future”. In : ISSN : 1946-3960. DOI : <https://doi.org/10.4271/2017-01-0918>. URL : <https://doi.org/10.4271/2017-01-0918>.
- TIKHONOV, Andrej Nikolaevič, Vasilij Jakovlevič ARSENIN et Fritz JOHN (1977). *Solutions of ill-posed problems*. Scripta series in mathematics. Washington, D.C. et New York [etc.] : V.H. Winston et Wiley. ISBN : 0-470-99124-0.
- TSURUSHIMA, Tadashi et al. (2002). “The Effect of Knock on Heat Loss in Homogeneous Charge Compression Ignition Engines”. In : *SAE 2002 World Congress & Exhibition*. SAE Technical Paper Series. SAE International400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA, United States. DOI : 10.4271/2002-01-0108.
- UNITED STATES ENVIRONMENTAL PROTECTION AGENCY (2014). *Where the Energy Goes : Gasoline Vehicles*. URL : <http://www.fueleconomy.gov/feg/atv.shtml> (visité le 07/09/2018).
- (2018). *Light-Duty Automotive Technology, Carbon Dioxide Emissions, and Fuel Economy Trends : 1975 Through 2017*. URL : <https://www.epa.gov/fuel-economy-trends/download-report-co2-and-fuel-economy-trends> (visité le 12/09/2018).
- VENKATAKRISHNAN, L. et G. E. A. MEIER (2004). “Density measurements using the Background Oriented Schlieren technique”. In : *Experiments in Fluids* 37.2, p. 237-247. ISSN : 0723-4864. DOI : 10.1007/s00348-004-0807-1.
- VOSSEN, S.R., R. GREIF et C.K. WESTBROOK (1985). “Unsteady heat transfer during laminar flame quenching”. In : *Symposium (International) on Combustion* 20.1. Twentieth Symposium (International) on Combustion, p. 75-83. ISSN : 0082-0784. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0082-0784\(85\)80490-2](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(85)80490-2). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0082078485804902>.
- WANG, X. et al. (2007). “Heat release and heat flux in a spray-guided direct-injection gasoline engine”. In : *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D : Journal of Automobile Engineering* 221.11, p. 1441-1452. DOI : 10.1243/09544070JAUT0586.
- WEINGARTZ, Christopher J., Carl L. ANDERSON et Scott A. MIERS (2009). “Determination of Heat Transfer Augmentation Due to Fuel Spray Impingement in a High-Speed Diesel Engine”. In : *SAE World Congress & Exhibition*. SAE Technical Paper Series. SAE International400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA, United States. DOI : 10.4271/2009-01-0843.
- WESTBROOK, Charles K., Andrew A. ADAMCZYK et George A. LAVOIE (1981). “A numerical study of laminar flame wall quenching”. In : *Combustion and Flame* 40, p. 81-99. ISSN : 0010-2180. DOI : [https://doi.org/10.1016/0010-2180\(81\)90112-7](https://doi.org/10.1016/0010-2180(81)90112-7). URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0010218081901127>.

- WILSON, Trevor S. et al. (2005). "An Experimental Study of Combustion Initiation and development in an Optical HCCI Engine". In : SAE Technical Paper Series. SAE International 400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA, United States. DOI : 10.4271/2005-01-2129.
- WINKLER, Niklas (2014). "Effect of pressure oscillations on in-cylinder heat transfer – through large eddy simulation". In : *International Journal of Engine Research* 16.6, p. 705-715. ISSN : 1468-0874. DOI : 10.1177/1468087414544899.
- WOLF, Robert S. et Wai K. CHENG (fév. 1989). "Heat Transfer Characteristics of Impinging Diesel Sprays". In : *SAE Technical Paper*. SAE International. DOI : 10.4271/890439. URL : <https://doi.org/10.4271/890439>.
- WOSCHNI, G. (1967). "A universally applicable equation for the instantaneous heat transfer coefficient in the internal combustion engine". In : *SAE Technical Paper Series* 670931.
- YAÑEZ GONZALEZ, A. et al. (2015). "On-Line Temperature Measurement Inside a Thermal Barrier Sensor Coating During Engine Operation". In : *Journal of Turbomachinery* 137.10, p. 101004. ISSN : 0889-504X. DOI : 10.1115/1.4030260.
- YANG, Binbin et al. (2014). "Experimental and numerical study on different dual-fuel combustion modes fuelled with gasoline and diesel". In : *Applied Energy* 113, p. 722-733. ISSN : 0306-2619. DOI : 10.1016/j.apenergy.2013.07.034. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306261913006004>.
- YAO, Mingfa, Zhaolei ZHENG et Haifeng LIU (2009). "Progress and recent trends in homogeneous charge compression ignition (HCCI) engines". In : *Progress in Energy and Combustion Science* 35.5, p. 398-437. ISSN : 03601285. DOI : 10.1016/j.pecs.2009.05.001. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0360128509000197>.
- YASSINE, M. K. et al. (1996). "White Smoke Emissions Under Cold Starting of Diesel Engines". In : SAE Technical Paper Series. SAE International 400 Commonwealth Drive, Warrendale, PA, United States. DOI : 10.4271/960249.
- YEN, W. M., Shigeo SHIONOYA et Hajime YAMAMOTO (2007). *Phosphor handbook*. Boca Raton : CRC Press/Taylor and Francis. ISBN : 1420005235.
- YOSHIDA, Masaichi, Yasuo HARIGAYA et Kaoru SATO (1982). "Variation of Heat Flux through a Combustion Chamber Wall of Pre-chamber type Diesel Engine : Heat Flux through Piston Crown, Cylinder Head, Suction Valve, Exhaust Valve, Pre-combustion Chamber and Exhaust Port Wall". In : *Bulletin of JSME* 25.201, p. 426-437. DOI : 10.1299/jsme1958.25.426.
- ZENG, Fan et Keith L. HOHN (2016). "Modeling of three-way catalytic converter performance with exhaust mixture from natural gas-fueled engines". In : *Applied Catalysis B : Environmental* 182, p. 570-579. ISSN : 09263373. DOI : 10.1016/j.apcatb.2015.10.004.
- ZHENG, Zhaolei et Mingfa YAO (2009). "Charge stratification to control HCCI : Experiments and CFD modeling with n-heptane as fuel". In : *Fuel* 88.2, p. 354-365. ISSN : 0016-2361. DOI : 10.1016/j.fuel.2008.09.002. URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0016236108003487>.

# Annexe A

## Points de fonctionnement utilisés

### A.1 Points de fonctionnement cellule

#### A.1.1 Allumage commandé

Les conditions thermodynamiques sont données au top allumage. La température est connue par la commande de régulation de la cellule, la composition et la pression par les pressions partielles de remplissage. La richesse et la densité sont calculées par Cantera à partir de ces valeurs.

Données fixes :

- Le carburant est à chaque fois un mélange acétylène  $C_2H_2$  / hydrogène  $H_2$  en proportions 6:1.
- $T_{gaz} = 473 K$  est fixée par la commande de régulation cellule.

Référence	$\phi$ —	$\rho$ $kg.m^{-3}$	$P_{gaz}$ $bar$
ECN	0.36	23.3	32.0
AC-(pos)-rho10-phi4		10.2	14.0
AC-(pos)-rho75-phi4	0.40	7.67	10.5
AC-(pos)-rho5-phi4		5.12	7.01
AC-(pos)-rho10-phi5		10.2	14.0
AC-(pos)-rho75-phi5	0.50	7.66	10.5
AC-(pos)-rho5-phi5		5.11	7.01
AC-(pos)-rho10-phi6		10.2	14.0
AC-(pos)-rho75-phi6	0.60	7.64	10.5
AC-(pos)-rho5-phi6		5.10	7.01

TABLE A.1 – Conditions thermodynamiques pour l’allumage commandé en cellule.

#### A.1.2 Diesel

Les conditions thermodynamiques sont données au top injection. Le timing de l’injection est imposé et détermine la pression des gaz au top injection (vu la décroissance de température). La densité et la composition des gaz sont connues par le remplissage et permettent de calculer la température moyenne dans la cellule (par la loi des gaz parfaits) a posteriori. La pression d’injection est imposée par la régulation de pression rail.

Données fixes :

- Le carburant injecté est à chaque fois le n-dodécane  $C_{12}H_{26}$ .
- $\rho = 23.3 kg/m^3$  est fixée par le remplissage.
- La composition molaire des gaz au top injection, en supposant une précombustion complète, est  $15.0\%O_2 + 75.2\%N_2 + 6.2\%CO_2 + 3.6\%H_2O$

Angle de nappe	0°
Nombre de trous	1
Diamètre d'un trou	90 $\mu m$
Durée d'injection (réelle)	1.5 $ms$
Pression d'injection	500 – 1500 $bar$
Carburant	n-dodécane ( $C_{12}H_{26}$ )

TABLE A.2 – Caractéristiques du système d'injection utilisé en cellule.

Référence	$P_{inj}$ <i>bar</i>	$t_{inj}$ <i>s</i>	$P_{gaz}$ <i>bar</i>	$T_{gaz}$ <i>K</i>	$LoL$ <i>mm</i>
I-(pos)-P1500-T970		1.08	64.0	966	13
I-(pos)-P1500-T850	1500	1.35	56.4	850	21
I-(pos)-P1500-T780		1.61	51.7	780	29
I-(pos)-P1000-T850	1000	1.35	56.0	845	17
I-(pos)-P1000-T780		1.61	51.8	781	23
I-(pos)-P500-T850	500	1.35	56.4	851	11

TABLE A.3 – Conditions thermodynamiques pour le Diesel en cellule.

### A.1.3 Placement du thermocouple

Le système de plaque et thermocouple (décrit en 2.2.1.1) peut être déplacé par translation perpendiculairement à la face d'insertion. On décrit sa position par rapport au l'élément déclencheur de la combustion (bougie pour l'allumage commandé, injecteur pour le Diesel) par :

- Une lettre : P pour "Perpendiculaire" ou F pour "en Face"
- Une distance  $d$  en  $mm$  :
  - du capteur à l'axe central pour la série P
  - du capteur à l'élément déclencheur pour la série F

La figure A.1 indique les cotes en question avec la variation effectivement effectuée de positions pour le point Diesel. Pour les points d'allumage commandé, l'insert est toujours placé en haut de la cellule et c'est la bougie qui est changée de place (cf. figure 3.7).

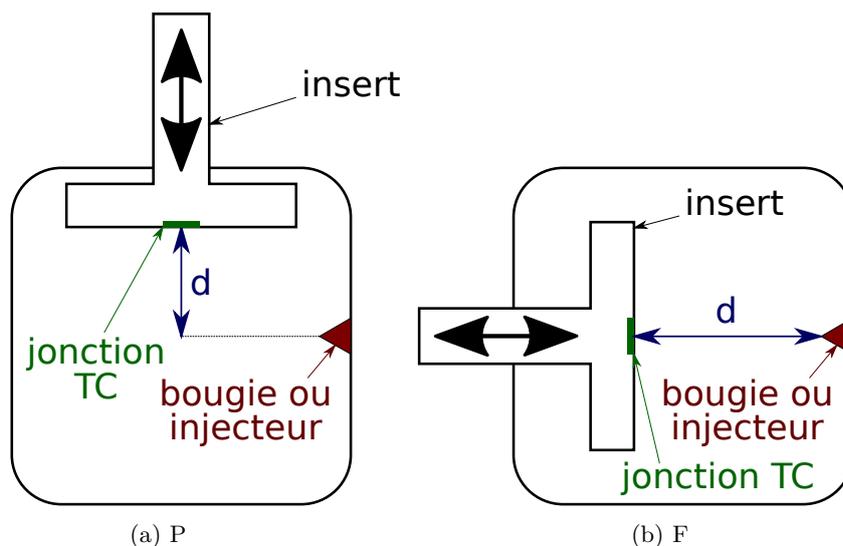


FIGURE A.1 – Insertion plaque et thermocouple dans la cellule.

## A.2 Points de fonctionnement MCR

### A.2.1 Allumage commandé

Pour tous les points d'allumage commandé, la bougie est actionnée 18.5 *ms* après le début de la compression (soit environ 11.5 *ms* avant le PMH). Le remplissage de la cellule est fait à  $T_i = 25^\circ C$ .

Ref	$P_i$ <i>bar</i>	$\phi$ –
AC-CH4-phi75-P130	1.3	0.75
AC-CH4-phi75-P110	1.1	0.75
AC-CH4-phi75-P100	1.0	0.75
AC-CH4-phi75-P080	0.8	0.75
AC-CH4-phi75-P070	0.7	0.75
AC-CH4-phi75-P130	1.30	0.75
AC-CH4-phi80-P123	1.23	0.80
AC-CH4-phi85-P116	1.16	0.85
AC-CH4-phi91-P109	1.09	0.91
AC-CH4-phi95-P105	1.05	0.95
AC-CH4-phi100-P100	1.00	1.00

TABLE A.4 – Points de fonctionnement méthane-air utilisés.

Ref	$P_i$ <i>bar</i>	$\phi$ –
AC-C3H8-phi70-P130	1.3	0.70
AC-C3H8-phi70-P110	1.1	0.70
AC-C3H8-phi70-P100	1.0	0.70
AC-C3H8-phi70-P080	0.8	0.70

TABLE A.5 – Points de fonctionnement propane-air utilisés.

Ref	$P_i$ <i>bar</i>	Composition –
AC-Cvar-phi70-P130-reac85	1.3	85% AC-C3H8-phi70-P130 + 15% AC-CH4-phi75-P130
AC-Cvar-phi70-P130-reac62	1.3	62% AC-C3H8-phi70-P130 + 38% AC-CH4-phi75-P130
AC-Cvar-phi70-P130-reac46	1.3	46% AC-C3H8-phi70-P130 + 54% AC-CH4-phi75-P130
AC-Cvar-phi70-P130-reac31	1.3	31% AC-C3H8-phi70-P130 + 69% AC-CH4-phi75-P130

TABLE A.6 – Points de fonctionnement à carburants mélangés.

### A.2.2 Diesel

Dans tous les cas, l'injection commence 32 *ms* après le début de la compression (soit approximativement au point mort haut). Le remplissage de la cellule est fait avec de l'air synthétique (79% N<sub>2</sub> + 21% O<sub>2</sub>) à  $T_i = 60^\circ C$ ,  $P_i = 1.5 \text{ bar}$ , ce qui donne une densité et une température estimées de 19.9 *kg/m<sup>3</sup>* et 875 *K*.

Angle de nappe	152°
Nombre de trous	7
Diamètre d'un trou	120 $\mu m$
Pression d'injection	300 – 700 <i>bar</i>
Carburant	n-dodécane (C <sub>12</sub> H <sub>26</sub> )

TABLE A.7 – Caractéristiques du système d'injection utilisé en MCR.

Ref	$P_{inj}$ <i>bar</i>	Durée d'injection (commande) <i>ms</i>	LoL estimée <i>mm</i>
I-P300	300	4.37	8
I-P500	500	3.11	10
I-P700	700	2.40	13

TABLE A.8 – Points de fonctionnement pour l'injection Diesel en MCR.

### A.2.3 HCCI

Dans tous les cas, le carburant utilisé est le n-heptane C<sub>7</sub>H<sub>16</sub> et le remplissage se fait à  $P_i = 1.3 \text{ bar}$ ,  $T_i = 25^\circ C$ .

Ref	$P_i$ <i>bar</i>	$\phi$ –
HCCI-C7-phi22	1.3	0.22
HCCI-C7-phi43	1.3	0.43
HCCI-C7-phi46	1.3	0.46
HCCI-C7-phi54	1.3	0.54
HCCI-C7-phi70	1.3	0.70

TABLE A.9 – Points de fonctionnement HCCI utilisés (carburant : n-heptane).

## Annexe B

# Évaluation de l'hypothèse de flux 1D pour la combustion

### B.1 Le flux imposé à la paroi n'est pas toujours homogène

À partir de l'historique de température paroi, il est possible de calculer analytiquement l'historique de flux (à une constante près) sous l'hypothèse que le flux est normal à la paroi à l'endroit où la température est mesurée, cf. 1.4.1.2. On examine ici la justification de cette hypothèse.

Une condition suffisante pour valider cette hypothèse est que les distances typiques de variation du flux ou de la température soient grandes devant les épaisseurs de peau (pour une fréquence de signal considéré), cf. 1.4.3. Pour le cas d'un moteur à 1200 *rpm*, la fréquence fondamentale conduit à des épaisseurs de peau de l'ordre du millimètre<sup>1</sup>. Pour les cas d'impact à la paroi d'un jet Diesel (figure B.1a) ou d'une flamme prémélangée en coincement frontal (figure B.1b), les échelles spatiales du phénomène de combustion proche de la paroi sont de l'ordre de 1 – 10 *mm*, donc des variations de température et flux le seront aussi. Ces échelles sont alors grandes devant l'épaisseur de peau et l'hypothèse d'un flux normal est alors justifiée.

En revanche, pour une flamme prémélangée en coincement latéral, le flux pariétal varie fortement entre la paroi devant la zone réactive (où le flux est élevé) et la paroi devant les gaz frais (où le flux est faible). L'échelle géométrique correspondante est alors la distance de coincement ou l'épaisseur de flamme laminaire, ces deux valeurs étant de l'ordre de la dizaine ou centaine de microns, soit bien inférieures au millimètre, figure B.1c.

1. Les fréquences plus élevées produisent des épaisseurs de peau plus petites, pour lesquelles l'hypothèse est plus facilement satisfaite.

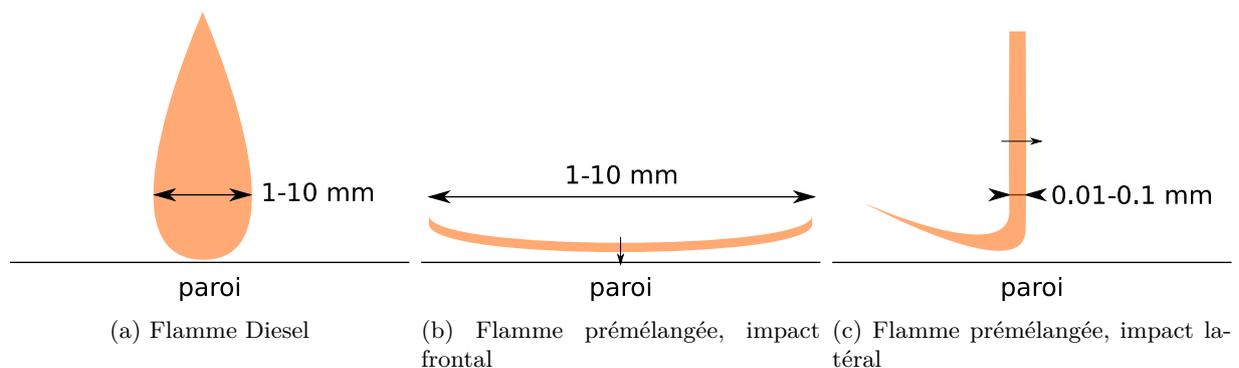


FIGURE B.1 – Dimensions caractéristiques des inhomogénéités de flux sur la paroi lors de l'impact de la flamme.

## B.2 Représentation en harmoniques de Fourier

Le flux à la surface du solide peut être décomposé en composantes normale et tangentielle à la paroi. La deuxième de ces composantes peut alors se décomposer en modes de Fourier temporels et spatiaux :

$$q_{tangente}(x, \tau) = \sum_d \sum_t \hat{q}_{t,d} \cos\left(2\pi \frac{\tau}{t} + 2\pi \frac{x}{d} + \phi_{t,d}\right) \quad (\text{B.1})$$

La linéarité de l'équation de la diffusion assure que les différentes harmoniques sont indépendantes. On peut alors représenter l'harmonique  $(t, d)$  comme un point dans un diagramme bidimensionnel. L'hypothèse d'un flux normal à la paroi est vérifiée dès lors qu'en tout point du diagramme l'amplitude de l'harmonique correspondante est faible.

## B.3 Compétition diffusion-propagation

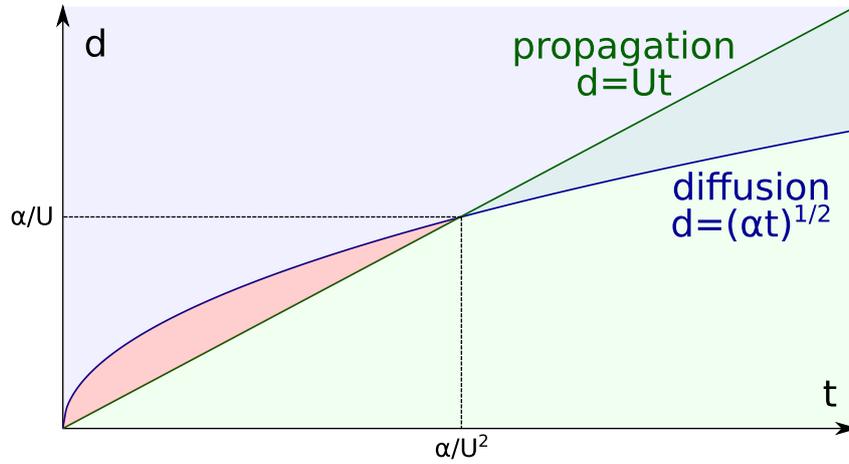


FIGURE B.2 – Diagramme de la compétition propagation de flamme - diffusion de chaleur.

La figure B.2 montre le diagramme des harmoniques de Fourier pour le cas d'un impact latéral (flamme se propageant le long de la paroi).

Quoique à tout instant le flux soit maximal à l'endroit où la flamme s'approche au plus près de la paroi, la flamme se propage le long de la paroi. Pour peu que les conditions thermodynamiques varient peu (sur la durée ou distance de propagation considérée), la distribution de flux se déplace avec la flamme à vitesse constante  $U$ . Cela se traduit dans le diagramme par la zone verte : les points situés à  $0 < d \leq Ut$  sont ceux pour lesquels la flamme a le temps de parcourir une distance supérieure à la distance caractéristique donnée. La condition limite imposée (côté gaz) à ces harmoniques est négligeable (le flux imposé est homogène aux échelles de temps et d'espace considérées), donc l'amplitude de ces harmoniques est négligeable.

Pour une durée donnée, la diffusion ne se produit de manière significative que sur des échelles limitées (effet d'épaisseur de peau). Cela se traduit dans le diagramme par la zone bleue, définie par la diffusivité de la chaleur  $\alpha$  : les points situés à  $d \geq \sqrt{\alpha t} > 0$  sont ceux pour lesquels la distance est trop grande par rapport aux échelles de diffusion. La condition limite imposée à ces harmoniques peut être non négligeable, mais l'équation de la chaleur conduira à une amplitude très faible de ces harmoniques.

Les seules harmoniques correspondant potentiellement à un flux tangentiel important sont celles situées dans le croissant qui n'est couvert par aucun de ces deux cas (zone rouge). Ce croissant est délimité par un temps et une distance critiques  $(t_c, d_c)$  où

$$d_c = \sqrt{\alpha t_c} = Ut_c \longrightarrow t_c = \frac{\alpha}{U^2}, d_c = \frac{\alpha}{U}$$

Ces valeurs décroissent avec  $\alpha$  et croissent avec  $U$  : la zone dans laquelle les effets de diffusion sont importants est d'autant plus restreinte que la diffusion est faible par rapport à la propagation.

## B.4 Interprétation

Un capteur de température réel ne mesure pas toutes les harmoniques possibles dans l'équation B.1. Il existe un effet de bande passante temporelle (liée au système d'acquisition, ainsi qu'à des effets thermiques dans l'épaisseur du capteur, cf. §1.4.3.2) et de bande passante spatiale selon l'étendue de la zone de mesure effective dans la direction tangente à la surface (taille de jonction thermocouple). Le capteur ne résoud alors les harmoniques que d'un quadrant supérieur droit de la figure B.2. Si ce quadrant est situé au-delà de la zone problématique, le capteur ne résoudra pas d'éventuels effets de diffusion transverse.

Typiquement, la bande passante temporelle permet de résoudre au mieux à  $0.1\text{ ms}$ . L'étendue spatiale de la zone de mesure est difficile à évaluer précisément dans le cas d'une jonction déposée où cohabitent deux ou trois métaux (les deux câbles thermocouple et le matériau de jonction) ; on la suppose au moins aussi grande que le diamètre d'un fil thermocouple typique soit  $50\text{ }\mu\text{m}$ .

Pour un thermocouple en chromel de diffusivité  $\alpha = 5\text{ mm}^2/\text{s}$ , il y a alors plusieurs cas selon la vitesse de la flamme prémélangée.

La plupart des conditions usuelles de combustion d'hydrocarbures conduisent à une vitesse de flamme laminaire  $U \geq 200\text{ mm/s}$  ; les vitesses de flamme turbulente sont toujours supérieures. Les valeurs critiques valent alors  $t_c \leq 0.125\text{ ms}$ ,  $d_c \leq 25\text{ }\mu\text{m}$ . La distance critique étant inférieure à la taille typique du capteur, la zone problématique est hors du quadrant d'harmoniques résolues (en-dessous).

La seule vitesse de flamme laminaire inférieure à la valeur précédente utilisée dans les essais présentés ici est pour la précombustion type ECN spray A :  $U = 50\text{ mm/s}$ . Les valeurs sont alors  $t_c \leq 2\text{ ms}$ ,  $d_c \leq 100\text{ }\mu\text{m}$ . Dans ce cas, tracé en figure B.3, une fraction des harmoniques temporelles entre  $0.5$  et  $2\text{ ms}$  soit  $500 - 2000\text{ Hz}$  et spatiales entre  $50$  et  $100\text{ }\mu\text{m}$  mesurées par le capteur sont affectées par les effets de diffusion tangentielle. Cependant, pour ce cas, l'épaisseur de flamme laminaire est supérieure à  $100\text{ }\mu\text{m}$  (calcul effectué avec la méthodologie indiquée en annexe D) ; on suppose que les harmoniques en question forment une partie faible du signal et n'ont donc pas d'impact sur la mesure à l'arrivée.

$U = 0\text{ mm/s}$ , une "flamme immobile", correspond au cas du chauffage thermocouple par laser, où la distribution de flux est fixe dans le temps. Dans ce cas, la zone rouge s'étend à l'infini, car il n'y a aucun effet de propagation :  $d_c, t_c \rightarrow +\infty$ . Par conséquent, les effets de diffusion transverse affectent une grande partie du diagramme, et risquent d'avoir un impact sur la mesure.

## B.5 Conclusion

Compte tenu de la résolution estimée du capteur et des caractéristiques de flamme, l'hypothèse que le flux thermique est normal à la paroi dans le solide est justifiée dans tous les cas de combustion, alors même que le profil de flux imposé n'est pas spatialement homogène à tout instant. En revanche, elle n'est pas correcte pour le cas d'un chauffage laser.

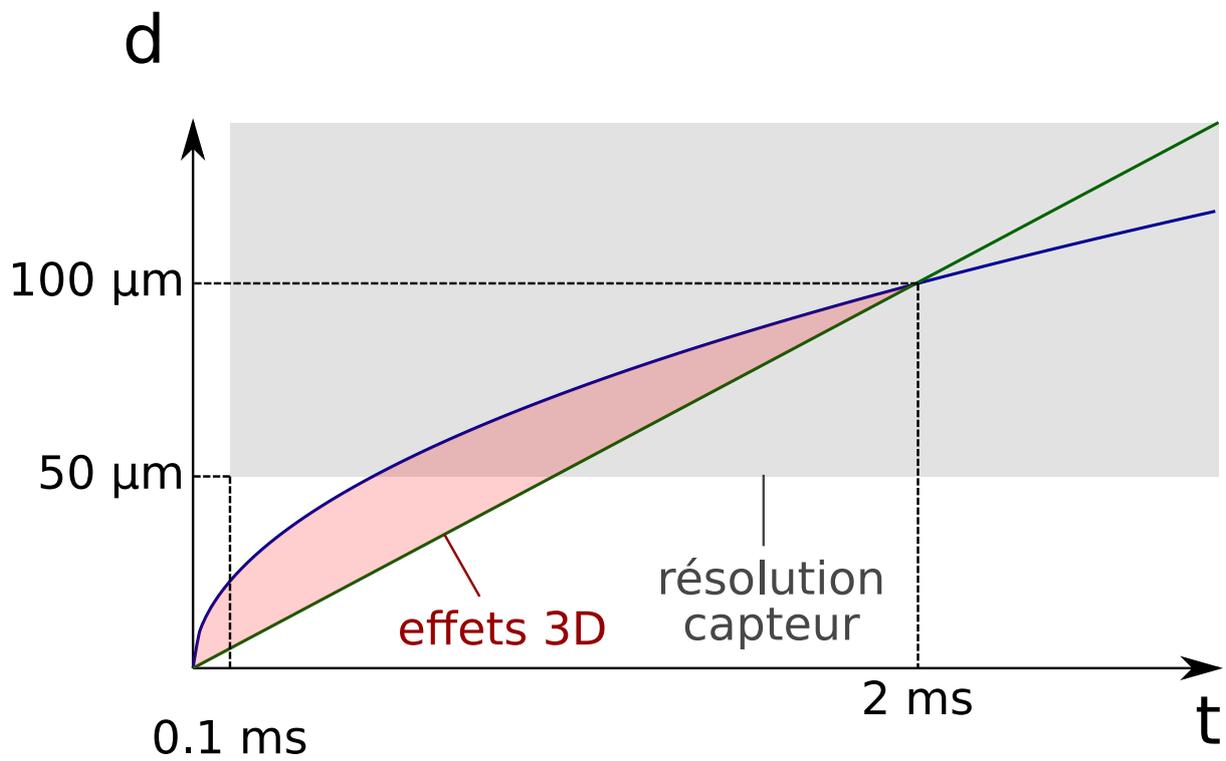


FIGURE B.3 – Précombustion ECN, vitesse de propagation faible ( $U = 50 \text{ mm/s}$ ) : certaines harmoniques résolues par le capteur sont sujettes à la diffusion transverse.

## Annexe C

# Contraintes pour la thermométrie phosphore rapide

La thermométrie phosphore rapide ajoute des contraintes supplémentaires par rapport à la thermométrie phosphore standard décrite en 1.5.4. Dans l'étude présente, quoique ces contraintes n'aient pas présenté d'obstacle majeur dans l'étude présente, elles peuvent intervenir dans d'autres circonstances.

### C.1 Excitation laser

Il est nécessaire de pouvoir exciter le phosphore à la fréquence d'acquisition désirée.

Cela nécessite d'abord un laser pulsé adapté aux hautes fréquences. L'IFPEN dispose d'un laser rapide Nd-YAG de fréquence maximale 10  $kHz$ ; cependant, la longueur d'onde minimale d'émission des impulsions laser est de 355  $nm$  (troisième harmonique du Nd-YAG). Cette longueur d'onde d'excitation est trop peu énergétique pour certains phosphores, bien qu'ils soient excitables par les lasers Nd-YAG lents classiques (quelques dizaines de  $Hz$ ), qui eux disposent de la quatrième harmonique du Nd-YAG à 266  $nm$ .<sup>1</sup>

Une autre contrainte, d'ordre physique et non technique, est que le temps de décroissance doit être suffisamment rapide par rapport à la période entre deux tirs laser. Cette contrainte recouvre en fait deux notions :

- D'un point de vue physique, la décroissance de la luminosité avec le temps risque d'être différente selon l'état d'excitation des atomes de phosphore avant l'impulsion laser. Il faut donc idéalement s'assurer que le phosphore est desexcité, sinon effectuer la calibration avec la même fréquence pour annuler un éventuel biais ;
- D'un point de vue technique, si le signal enregistré est partiel (car la décroissance n'est pas complète avant l'impulsion laser suivante), la procédure de post-traitement risque d'engendrer des biais.

L'aspect technique donne le critère quantitatif utilisé en 2.2.2.1 ( $5\tau f_{laser} < 1$ ).

Quant à l'aspect physique, certains phosphores (notamment, le  $La_2O_2S:Eu$  utilisé ici) ont plusieurs lignes spectrales de temps de décroissance différents. La désexcitation complète du phosphore n'a eu lieu, au mieux, qu'après le temps de la ligne spectrale la plus lente (ici, la ligne 624  $nm$ ).

L'intensité lumineuse d'émission de chaque ligne spectrale indique la population de l'état électronique excité associé (E). La présence d'autres états électroniques excités peut alors modifier la décroissance de la population de l'état (E) par un transfert d'un autre états excités (P) vers (E).

Dans le cas du  $La_2O_2S:Eu$ , les trois lignes spectrales (512, 538 et 624) correspondent aux transitions depuis trois états électroniques  $^5D_2, ^5D_1, ^5D_0$  de l'ion  $Eu^{3+}$  vers les mêmes états d'énergie plus basse  $^7F$  [Aldén.2011]. Ces trois états électroniques sont créés à partir d'un état de transfert de charge (CTS, *charge transfer state*) correspondant à un état excité du  $La_2O_2S$ . [Yen.2007]

---

1. Dans une communication personnelle, Fahed Abou Nada de l'université de Lund indique n'avoir pas observé de rayonnement phosphore pour  $CdWO_4$  pour une excitation de 15  $mJ$  à 355  $nm$ , ce qui est cohérent avec les spectres d'absorption de la littérature [Rzhevskaya.2008].

Un chemin plausible de transfert de population entre deux lignes spectrales est alors  ${}^5D_x \rightarrow CTS \rightarrow {}^5D_y$ . Cependant, le transfert de population entre le CTS et les niveaux  $D$  est thermalement activé, et suit donc une loi d'Arrhénius :

$$f_{transition} \propto \exp - \frac{\Delta E}{kT}$$

Comme les énergies de photon sont grandes devant les énergies thermiques<sup>2</sup>, ce processus n'est possible que pour  $\Delta E < 0$  c'est à dire des niveaux d'énergies plus élevés vers les niveaux d'énergie plus bas. En particulier, il ne peut pas y avoir de transfert de la population associée à la ligne 624 vers la population associée à la ligne 538.

Or, expérimentalement, on constate que les niveaux d'énergie les plus hauts se vident en premier : le temps de décroissance de la ligne spectrale 512 est plus court que pour 538 qui est plus court que pour 624.[Aldén.2011] Par conséquent, il n'y a pas de transfert d'énergie entre les trois lignes spectrales, et on peut les considérer indépendamment les unes des autres. Cependant, cela n'est pas forcément vrai pour d'autres phosphores à niveaux d'énergie plus proches ou avec des transitions non thermales.

## C.2 Photomultiplicateur

La collection se fait par un photomultiplicateur. Il est à craindre que la collection de signaux de phosphorescence à haute fréquence n'entraîne une saturation et éventuellement un endommagement du photomultiplicateur, car le nombre d'événements de phosphorescence par unité de temps est plus grand de deux ordres de grandeur que pour la thermométrie phosphore conventionnelle.

Par ailleurs, indépendamment du rayonnement phosphore lui-même, le rayonnement de flamme pourrait saturer le photomultiplicateur s'il n'est pas obturé hors des périodes de collection de rayonnement phosphore (voir par exemple [Binder.2018]). Or, l'acquisition haute fréquence augmente la fraction du temps pendant laquelle le photomultiplicateur doit collecter, et rend techniquement plus difficile l'obtention (à cause des hautes fréquences d'ouverture et de fermeture requises).

Dans l'étude présente, nous n'avons constaté aucun problème de la sorte avec des réglages adéquats de gain de photomultiplicateur, et par conséquent pris aucune mesure contre ces effets. Il n'est cependant pas exclu que de tels problèmes se produisent avec une combustion, un phosphore, un chemin optique de collection ou un photomultiplicateur différent.

## C.3 Acquisition

Le photomultiplicateur est branché sur un oscilloscope qui doit enregistrer le signal de chaque période de rayonnement phosphorescent avec une précision temporelle suffisante pour en extraire un temps de décroissance, pour un nombre d'événements consécutifs qui peut être grand. Pour une durée d'acquisition totale  $t$ , à raison d'une fréquence de tir laser de  $f_{laser}$ , en supposant que l'on enregistre  $n$  points par courbe individuelle de décroissance, le nombre de points à enregistrer est :

$$N_{pts} = n f_{laser} t$$

Les ordres de grandeur typiques pour notre étude sont  $t = 2 \text{ s}$  (vu la durée du phénomène physique),  $f_{laser} = 10 \text{ kHz}$  (idéalement, on utilise la fréquence maximale du laser). Nous avons également évalué  $n = 500 - 1000$  (en observant l'effet du sous-échantillonnage sur la qualité des fits en terme de reproductibilité) : il faut fitter les courbes individuelles de décroissance sur environ  $5\tau$  avec 500 à 1000 points pour extraire correctement le temps de décroissance. Par conséquent  $N_{pts}$  vaut de 10 à 20 millions ; or, l'oscilloscope (Lecroy Waverunner) est limité à 20 millions de points en mémoire (vive). Les limitations techniques de l'oscilloscope risquent donc d'intervenir dès lors qu'on souhaitera avoir des fréquences d'acquisition plus élevées, des durées totales d'enregistrement plus grandes,

Notons également que le calcul précédent suppose que seule la partie utile du signal est enregistrée. Or, si le temps entre deux tirs laser est très grand par rapport au temps de décroissance du signal, la partie de signal utile ne représente qu'une faible fraction du temps total d'expérience. Dans ce cas, illustré en figure C.1, il est nécessaire d'utiliser une acquisition en rafale (où l'oscilloscope n'enregistre que les points encadrés en rouge), faute de quoi une grande quantité de données inutiles encombrera la

2. L'échelle d'énergie thermique  $kT$  vaut  $4.1 \times 10^{-21} \text{ J}$  à température ambiante. La différence d'énergie entre un photon à  $x \text{ nm}$  et un photon à  $y \text{ nm}$  vaut  $\Delta E = h(\nu_x - \nu_y) = hc \left( \frac{1}{x} - \frac{1}{y} \right)$ , soit  $1.9 \times 10^{-20} \text{ J}$  entre les lignes 512 et 538 et  $5.1 \times 10^{-20} \text{ J}$  entre les lignes 538 et 624, un ordre de grandeur au-dessus de  $kT$ .

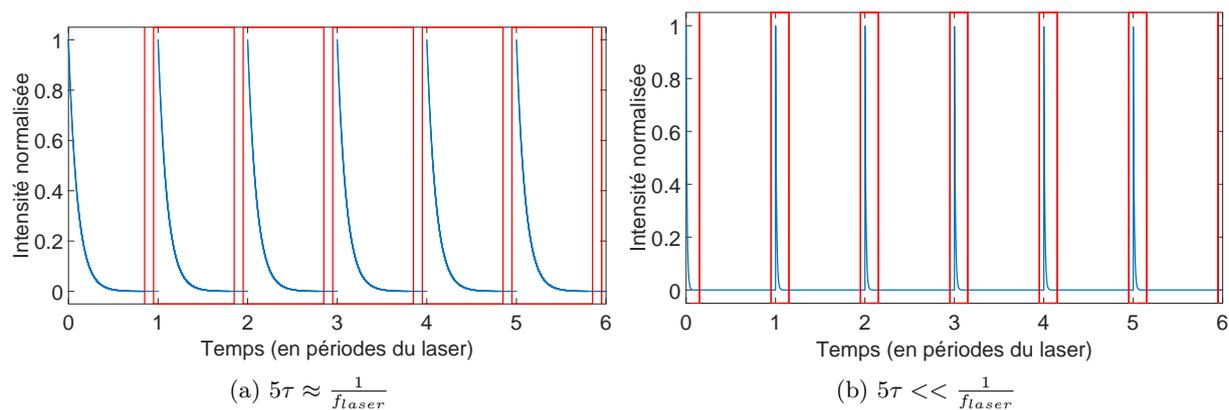


FIGURE C.1 – Exemples théoriques de signaux possibles d'intensité lumineuse pour la thermométrie phosphore rapide. Plus le temps de décroissance est petit devant l'intervalle entre deux tirs laser, plus la fraction de signal utile est faible; si  $\tau$  est très faible, il est préférable de ne pas acquérir les données en continu.

mémoire limitée. En particulier, dans notre cas, le Lecroy Waverunner n'était pas capable d'utiliser le mode rafale sur plus de 5000 déclenchements, soit 0.5 s à 10 kHz; un enregistrement continu a donc été utilisé.

## Annexe D

# Caractéristiques de flamme laminaire

### D.1 Normalisation pour l'interaction flamme-paroi

#### D.1.1 Lien entre flux thermique et nombre de Peclet

Lorsqu'une flamme de prémélange s'approche d'une paroi, les gradients de température dans la couche de gaz frais entre la flamme et la paroi augmentent et le flux thermique à la paroi également.

On définit le nombre adimensionné de Peclet  $Pe$  comme :

$$Pe = \frac{\delta}{\delta_l} \quad (\text{D.1})$$

où  $\delta$  est une distance caractéristique (distance de la flamme à la paroi) et  $\delta_l$  l'épaisseur de flamme laminaire. On définit  $\delta_q$  la distance de coïncement (distance minimale de la flamme à la paroi) et  $Pe_q = \delta_q/\delta_l$ .

On définit également la puissance de flamme laminaire  $Q_l$  :

$$Q_l = \rho_{GF} S_l \Delta H_{GF}$$

où  $\rho_{GF}$  est la densité des gaz frais,  $S_l$  la vitesse de flamme laminaire et  $\Delta H_{GF}$  l'enthalpie de combustion par unité de masse du mélange gazeux.

Dans le cas d'un coïncement frontal (i.e. la direction de propagation de flamme est perpendiculaire à la paroi), [Boust.2007] opère un bilan d'énergie pour relier les pertes thermiques de paroi à la distance de la flamme à la paroi. L'extinction de la flamme se produit lorsque le flux thermique aux parois compense exactement le flux thermique apporté par la combustion de la flamme, car le préchauffage des gaz frais par la flamme est contrebalancé par les pertes et les réactions de combustion ne peuvent pas démarrer. En supposant que le gradient de température dans la couche de gaz entre la flamme et la paroi soit constant au moment du coïncement, le flux thermique pariétal au moment du coïncement  $Q_q$  vaut alors :

$$Q_q = \frac{1}{1 + Pe_q} Q_l \quad (\text{D.2})$$

Cette équation permet donc de relier un flux thermique adimensionné ( $Q_q/Q_l$ ) avec un paramètre géométrique adimensionné (le nombre de Peclet). Ce modèle n'est strictement valide que pour une flamme laminaire en coïncement frontal, car des effets d'étirement aux courbures du front de flamme (comme c'est le cas en interaction latérale ou avec une flamme turbulente) altèrent le bilan d'énergie effectué.

#### D.1.2 Normalisation des résultats expérimentaux

Des études expérimentales comme numériques ont montré que le nombre de Peclet lors du coïncement de flamme  $Pe_q$  pour une configuration géométrique donnée était approximativement constant (indépendant du carburant, de la pression etc.). Il vaut généralement 3-3.5 pour un coïncement frontal [Westbrook.1981 ; Vosen.1985 ; Huang.1988] et 6-7 pour un coïncement latéral [Kármán.1953 ; Bruneaux.1996]. Si l'on suppose que le Peclet au coïncement détermine le flux thermique adimensionné

(comme il est prouvé dans le cas d'un coincement frontal par le raisonnement précédent), il s'ensuit que le flux thermique adimensionné au coincement est censé être constant pour des variations de densité ou de température des gaz.

Il y a donc un sens physique à normaliser les traces de flux thermique par la puissance de flamme laminaire  $Q_l$ . Par ailleurs, les caractéristiques de flamme laminaire permettent de calculer un temps caractéristique de flamme laminaire  $\tau_l$  comme le ratio de l'épaisseur de flamme  $\delta_l$  et de la vitesse de propagation  $S_l$ . Sur une trace de flux en fonction du temps  $Q(t)$ , on opère donc la transformation :

$$t \rightarrow t/\tau_l = t/\frac{S_l}{\delta_l}Q \rightarrow Q/Q_l = Q/\rho_{GF}S_l\Delta H_{GF}$$

## D.2 Calcul des caractéristiques de flamme laminaire

### D.2.1 Quantités recherchées

Pour calculer les grandeurs de normalisation  $\tau_l$  et  $Q_l$ , en plus de valeurs thermodynamiques usuelles (densité, pressions, température) il est nécessaire de connaître :

- La vitesse de flamme laminaire  $S_l$
- L'épaisseur de flamme laminaire  $\delta_l$
- L'enthalpie massique du mélange réactif  $\Delta H_{GF}$

Connaissant la composition des gaz, la dernière valeur se calcule par moyenne pondérée à partir des enthalpies de réaction standard des différents composants du carburant (disponibles par exemple dans [EngineeringToolBox.2003]).

En revanche, les deux premières nécessitent la connaissance de caractéristiques de flamme laminaire. Le mélange utilisé ici (hydrogène-acétylène-oxygène-azote à haute pression) est atypique et n'a pas été caractérisé dans la littérature existante.

Par conséquent, nous avons procédé à des simulations de flammes laminaires 1D stabilisées pour différentes pressions, températures et compositions de gaz. La simulation numérique permet de connaître exactement la vitesse de flamme  $S_l$  et d'évaluer l'épaisseur de flamme par la thermique : pour un profil de température de flamme  $T(x)$ , on définit [Poinso.2005]

$$\delta_l = \frac{T_{GB} - T_{GF}}{\max \left| \frac{\partial T}{\partial x} \right|}$$

### D.2.2 Méthode/inputs

Un script Cantera existant [Speth.2016] est utilisé avec les coefficients numériques par défaut ; le schéma GRI 3.0 [Smith.2000] est utilisé et donne les constantes thermodynamiques, cinétiques et de transport.

Pour chaque condition initiale expérimentale (composition chimique, pression et température au remplissage), plusieurs conditions thermodynamiques sont simulées correspondant aux pressions et température après compression adiabatique des conditions initiales, suivant l'hypothèse exposée en 2.3.1.

### D.2.3 Validation

La figure D.1 montre une validation simple du procédé utilisé. Les vitesses de flamme simulées pour différents carburants simples sont comparées à des données expérimentales tirées de [Egolfopoulos.1990] pour une richesse et une pression variable, à température standard (298 K).

Les vitesses simulées montrent des comportements qualitatifs identiques aux données de la littérature pour les trois carburants. Quantitativement, les écarts sont au plus de 20%, ce qui est l'ordre de grandeur de la dispersion des données expérimentales disponibles dans la littérature pour des mesures de vitesse de flamme laminaire [Chen.2015]. À supposer que l'écart ne s'accroisse pas considérablement pour des mélanges de carburants ou des pressions et températures plus élevées, ces simulations permettent de répondre au besoin présent qui est d'obtenir des échelles caractéristiques de flamme et leurs variations avec la richesse, la pression et la température.

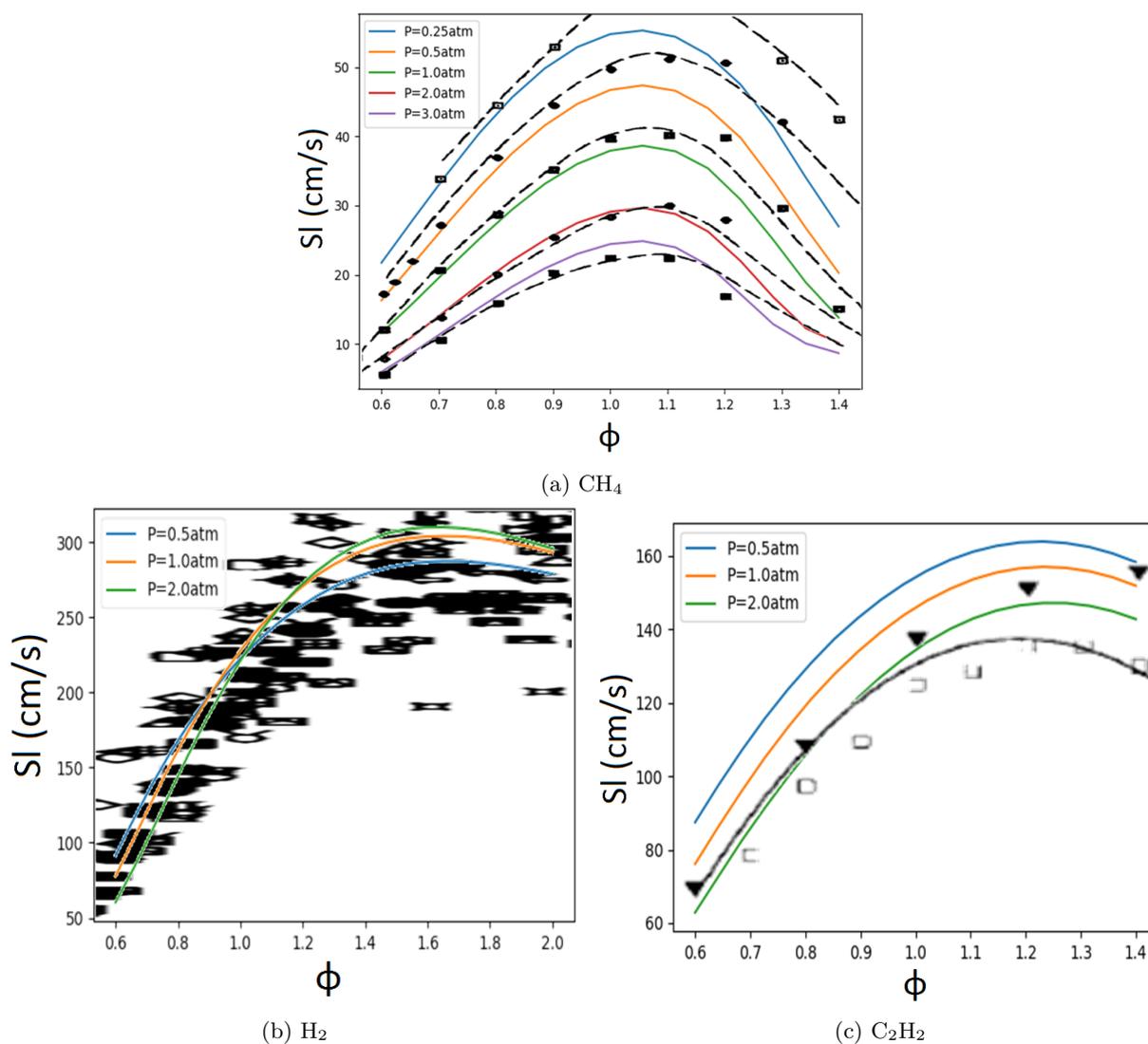


FIGURE D.1 – Comparaison des vitesses de flamme laminaire calculées par le modèle mono-dimensionnel (traits pleins colorés) vs. données de la littérature (symboles : mesures expérimentales, lignes : modèles) pour des mélanges carburant-air à richesse variable à différentes pressions. Sources : [Egolfopoulos.1989] pour  $\text{CH}_4$  (mêmes pressions que simulations présentes), [Aung.1997] pour  $\text{H}_2$  (pression 1 atm), [Jomaas.2005] pour  $\text{C}_2\text{H}_2$  (pression 1 atm).

## D.2.4 Résultats

Pour chaque point de référence, on échantillonne 20 à 30 valeurs de pression pour y effectuer la simulation : cela permet de connaître la variation des caractéristiques de flamme laminaire avec la progression de la combustion, qui comprime les gaz frais de manière supposée adiabatique. Les résultats sont présentés en figure D.2 pour la variation de richesse et en figure D.3 pour la variation de densité. Sur chaque courbe, on a marqué le point correspondant à la pression observée expérimentalement pendant l'interaction flamme-paroi (cf. §3.4.2).

En ce qui concerne la vitesse de flamme laminaire, celle-ci est approximativement constante avec la progression de la combustion pour tous les cas : l'accroissement de pression (qui diminue la vitesse de flamme) semble être compensé par l'augmentation de température (qui augmente la vitesse de flamme). La vitesse de flamme augmente avec une richesse plus grande et avec une densité plus faible.

En ce qui concerne l'épaisseur de flamme laminaire, celle-ci décroît quand la pression augmente (i.e. pendant la progression de la combustion pour une courbe donnée). Elle décroît avec la richesse. Pour une même pression, elle dépend peu de la densité initiale, ce qui indique qu'elle dépend surtout de la pression et peu de la température.

Comme la vitesse de flamme laminaire est constante pendant la progression de la combustion (pour une condition initiale donnée), la puissance de flamme dépend essentiellement de la densité (qui augmente avec la pression lors de la compression adiabatique) et le temps de flamme varie essentiellement proportionnellement à l'épaisseur de flamme.

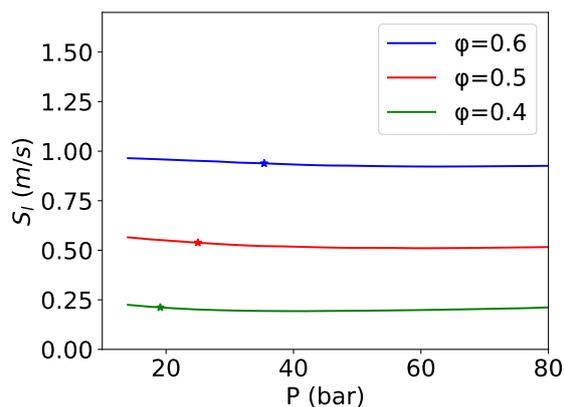
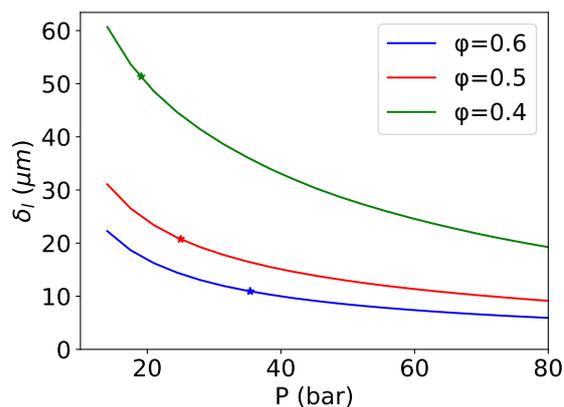
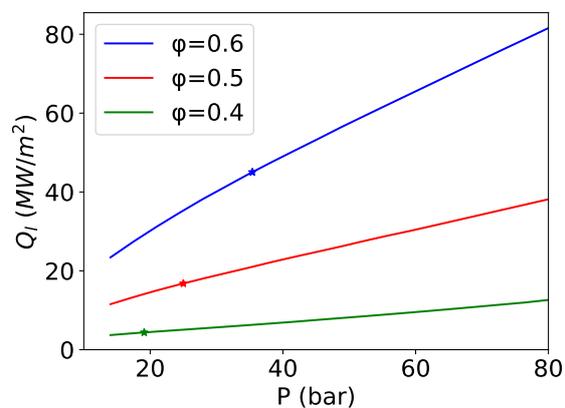
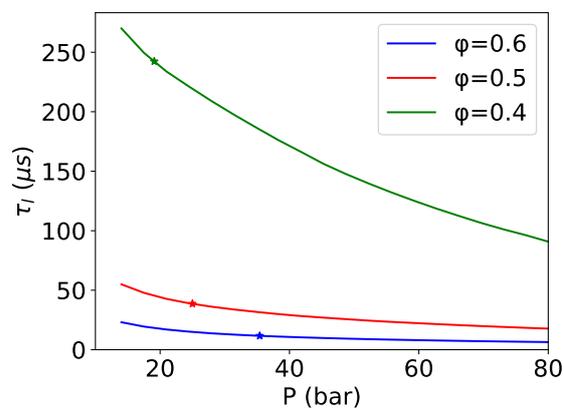
(a) Vitesse de flamme  $S_l$ (b) Épaisseur de flamme  $\delta_l$ (c) Puissance de flamme  $Q_l$ (d) Temps caractéristique de flamme  $\tau_l$ 

FIGURE D.2 – Variation des caractéristiques de flamme laminaire pour différentes richesses de mélange  $\text{H}_2/\text{C}_2\text{H}_2$ . La pression indique la progression de la combustion dans la chambre sous l'hypothèse de compression adiabatique (cf. §2.3.1.3). Sur chaque courbe, l'étoile correspond à la pression lors du pic de flux pendant les expériences décrites en §3.4.2.1.

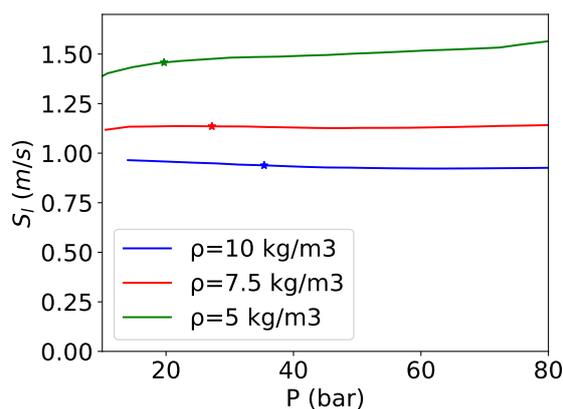
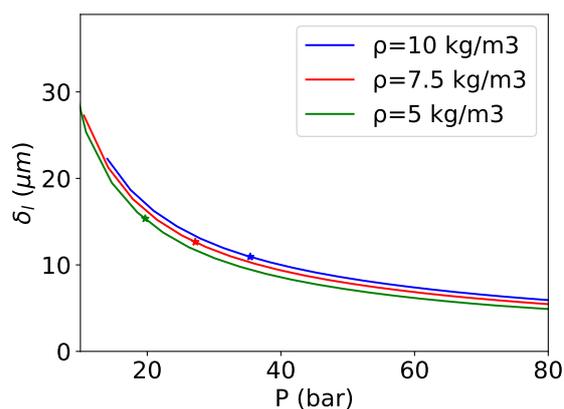
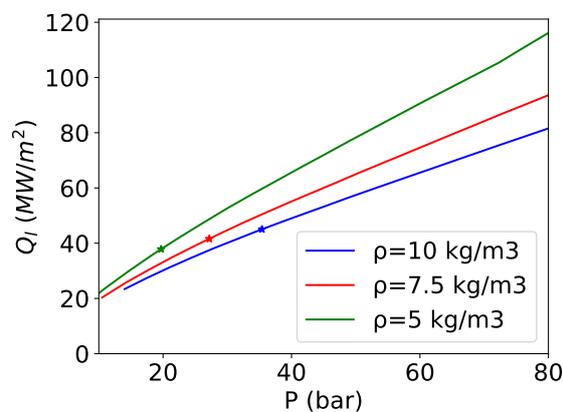
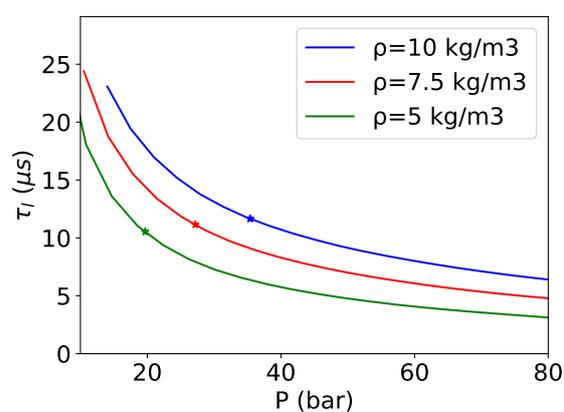
(a) Vitesse de flamme  $S_l$ (b) Épaisseur de flamme  $\delta_l$ (c) Puissance de flamme  $Q_l$ (d) Temps caractéristique de flamme  $\tau_l$ 

FIGURE D.3 – Variation des caractéristiques de flamme laminaire pour différentes densités initiales de mélange  $\text{H}_2/\text{C}_2\text{H}_2$ . La pression indique la progression de la combustion dans la chambre sous l'hypothèse de compression adiabatique (cf. §2.3.1.3). Sur chaque courbe, l'étoile correspond à la pression lors du pic de flux pendant les expériences décrites en §3.4.2.2.



# Caractérisation expérimentale du flux thermique transitoire pariétal pour différents modes de combustion

## Résumé :

Pour réduire significativement les émissions de CO<sub>2</sub> dans les moteurs à combustion interne, un levier majeur est la réduction des pertes thermiques pariétales lors de la combustion. Ces pertes présentent un pic de plusieurs MW/m<sup>2</sup> près du point mort haut, et sont liées à des phénomènes complexes d'interaction flamme-paroi qui dépendent du mode de combustion. Afin de mieux appréhender les phénomènes associés, il est nécessaire de caractériser le flux thermique à des échelles temporelles inférieures à la milliseconde.

Dans ces travaux, une machine à compression rapide et une cellule à précombustion à volume constant sont utilisées pour simuler les phénomènes de combustion rencontrés en moteurs. Des thermocouples à jonction fines permettent une mesure de flux thermique instantanée avec une résolution temporelle de 0.1 ms. Ces moyens d'essais permettent de reproduire trois modes de combustion : flamme de propagation, flamme de diffusion et auto-inflammation. Ces travaux permettent également d'évaluer les différentes technologies envisageables de mesure de transfert thermique en combustion (thermocouples, thermorésistances et thermométrie phosphore rapide) au regard des caractéristiques métrologiques requises par la rapidité des phénomènes mis en jeu.

Le flux lors du transfert thermique atteint des valeurs de plusieurs MW/m<sup>2</sup> avec une forme qui dépend du mode de combustion. Le flux lors de la propagation d'une flamme prémélangée est dominé par un pic lors de l'interaction flamme-paroi, d'environ 5 MW/m<sup>2</sup> et de durée 0.5 ms. Le flux lors de la combustion d'un jet Diesel est approximativement un plateau pendant la durée de l'injection ; il est dominé par l'effet d'entraînement d'air par le jet qui cause une augmentation du coefficient de transfert convectif jusqu'à des valeurs de 10 kW/m<sup>2</sup>/K, l'augmentation de température liée à la combustion étant secondaire. Dans le cas d'ondes de pression générées par une auto-inflammation rapides de gaz (cliquetis lors d'un allumage commandé ou HCCI à fort contenu énergétique), une corrélation est observée entre l'intensité du cliquetis et le flux thermique associé, quel que soit le mode de combustion qui génère les oscillations de pression. Le flux lors du cliquetis est 3 à 5 fois plus élevé que lors d'une combustion par flamme de propagation comparable.

*Mots clés :* Essais ; Flamme ; Moteurs à combustion interne — Combustion ; Moteurs — Injection de carburant ; Thermocouples ; Thermométrie ; Transfert de chaleur ; Combustion spontanée ; Teneur en dioxyde de carbone ; Flux thermique ; Mesure haute fréquence ; Thermométrie phosphore

## Experimental characterization of transient wall heat flux for different modes of combustion

### Abstract:

CO<sub>2</sub> emissions in internal combustion engines are linked with inefficiencies due to wall heat losses during combustion. Those losses exhibit a sharp peak of a few MW/m<sup>2</sup> close to top dead center and are linked to complex flame/wall interaction phenomena that vary with the combustion mode. A fine understanding of the associated phenomena requires experimental characterization of wall heat flux with a time resolution better than the millisecond.

In this PhD work, a rapid compression machine and a precombustion cell are used to reproduce engine combustion phenomena. Thin-junction thermocouples allow an instantaneous measurement of the wall heat flux with a time resolution of 0.1 ms. Three combustion modes are generated: propagation flame, diffusion flame and auto-ignition. Different possible measurement technologies and procedures (thermocouples, thermoresistances and rapid phosphor thermometry) are compared and benchmarked against the features of combustion phenomena.

Flux during wall heat transfer reaches values of a few MW/m<sup>2</sup> and its shape varies with the combustion mode. During premixed flame propagation, flux is dominated by a peak during flame-wall interaction of about 5 MW/m<sup>2</sup> in amplitude and 0.5 ms in duration. During Diesel combustion, heat flux is approximately constant during the injection duration; its evolution is driven by an increase of the convection coefficient up to 10 kW/m<sup>2</sup>/K, which is attributed to air entrainment by the spray; the temperature increase from combustion is considered a second-order effect. During combustion presenting a pressure wave propagation (e.g. knock for some spark-ignition cases or HCCI with high energy content), the intensity of pressure oscillations and wall heat flux are shown to be correlated. That correlation is independent of the phenomenon creating the pressure wave; heat flux during knock is 3-5 times higher than for a comparable premixed propagation flame.

*Keywords:* Testing; Flame; Internal engines — Combustion; Motors – Fuel injection; Thermocouples; Thermometry; Heat – Transmission; Combustion, Spontaneous; Heat flux; High-frequency measurement; Phosphor thermometry