



HAL
open science

Étude expérimentale et modélisation phénoménologique des transferts thermiques aux parois des chambres de combustion des moteurs à allumage commandé

Simon Le Guen

► **To cite this version:**

Simon Le Guen. Étude expérimentale et modélisation phénoménologique des transferts thermiques aux parois des chambres de combustion des moteurs à allumage commandé. Thermique [physics.class-ph]. École centrale de Nantes, 2020. Français. NNT : 2020ECDN0012 . tel-03237819

HAL Id: tel-03237819

<https://theses.hal.science/tel-03237819v1>

Submitted on 26 May 2021

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

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

THESE DE DOCTORAT DE

L'ÉCOLE CENTRALE DE NANTES

ÉCOLE DOCTORALE N° 602
Sciences pour l'Ingénieur
Spécialité : Energétique-Thermique-Combustion

Par

Simon LE GUEN

Etude Expérimentale et Modélisation Phénoménologique des Transferts thermiques aux Parois des Chambres de Combustion des Moteurs à Allumage Commandé

Thèse présentée et soutenue à Nantes, le 29 Juin 2020

UMR 6598, *Laboratoire de recherche en Hydrodynamique, Energétique et Environnement Atmosphérique (LHEEA)*

Rapporteurs :

Jean-Pierre BEDECARRATS
Christelle PERILHON

Professeur des universités, Université de Pau et des Pays de l'Adour
Maitre de conférences HDR, CNAM, Paris

Composition du Jury :

Président :

Jérôme BELLETRE

Professeur des universités, Polytech Nantes

Examineurs :

Pascal HIGELIN

Professeur des universités, Université d'Orléans

Dir. de thèse :

Xavier TAUZIA

Professeur des universités, Ecole Centrale de Nantes

Co-dir. de thèse :

Alain MAIBOOM

Maitre de conférences HDR, Ecole Centrale de Nantes

Invité

Gilles MAUVIOT

Ingénieur de recherche, Renault, Lardy

Remerciements

Remerciements

Les travaux de recherche présentés dans ce mémoire ont été effectués au sein de la chaire industrielle d'enseignement et de recherche regroupant l'équipe TSM du laboratoire LHEEA de l'École Centrale de Nantes, Renault et Siemens autour de la thématique de la simulation moteur.

Je tiens tout d'abord à remercier chaleureusement Xavier Tauzia, mon directeur de thèse, pour la grande qualité de son encadrement. Son excellence scientifique et ses qualités humaines ont joué un rôle prépondérant dans la réussite de ce travail de doctorat.

Je remercie aussi chaleureusement Alain Maiboom pour avoir assisté Xavier dans l'encadrement de la thèse. Alain a apporté une vision complémentaire et ses conseils, autant sur le fond que sur la forme, ont été précieux.

Je souhaite ensuite remercier les membres de la chaire pour leur aide. Je pense notamment à Gilles Mauviot, mon encadrant industriel, qui a su reprendre l'encadrement de la thèse avec pragmatisme, et à Nicolas Perrot et Pascal Chesse pour leur contribution à la réussite des campagnes expérimentales. Je remercie aussi chaleureusement le personnel technique qui m'a accompagné lors de la mise au point des dispositifs expérimentaux, en particulier Anthony Frecinaux, Arnaud Mucherie, Guillaume Banere et Fabienne Vadeboin.

Je remercie tous les membres de l'équipe TSM pour les moments agréables que j'ai pu partager avec eux, mais aussi pour les conseils et astuces qu'ils m'ont donnés. Je remercie aussi les membres de l'équipe Renault à Lardy, qui m'ont toujours accueilli avec bienveillance, notamment Pascal Barrillon.

Je remercie bien évidemment ma famille pour leur amour et leur soutien indéfectible. Ce soutien a été particulièrement important lors des moments de doutes et m'a donné la force de persévérer. Je remercie mon père pour sa relecture attentive du mémoire.

Je remercie enfin les membres du jury pour avoir accepté de participer à ce jury de thèse et s'être rendus disponibles en cette période troublée.

Table des matières

Table des matières

<i>Introduction</i>	1
<i>Chapitre I: Synthèse bibliographique sur la modélisation des transferts thermiques aux parois des chambres de combustion</i>	9
I.1 Généralités sur les transferts thermiques	10
I.1.1 Rappels sur les différents modes de transferts thermiques.....	10
I.1.1.1 La conduction	10
I.1.1.2 La convection.....	11
I.1.1.3 Le rayonnement	13
I.1.2 Phénoménologie et approches de modélisation des transferts thermiques dans les MCI	14
I.2 La modélisation zéro-dimensionnelle des transferts thermiques aux parois des chambres de combustion	16
I.2.1 Les modèles empiriques	17
I.2.2 Les modèles semi-empiriques.....	19
I.2.2.1 Approche convective et radiative	19
I.2.2.2 Approche purement convective.....	22
I.2.3 Les modèles phénoménologiques	31
I.2.4 Commentaires et conclusion	41
<i>Chapitre II: Dispositifs expérimentaux et prérequis pour la modélisation des transferts thermiques</i>	47
II.1 Dispositifs expérimentaux et campagnes de mesure.....	48
II.1.1 Le banc d'essais automobile	48
II.1.1.1 Description du banc	48
II.1.1.2 Instrumentation et campagnes de mesures	49
II.1.2 Le banc d'essais monocylindre	52
II.1.2.1 Description du banc	52
II.1.2.2 Instrumentation et campagnes de mesures	54
II.2 Mesure de la pression cylindre.....	58
II.2.1 Capteur et implantation.....	59
II.2.2 Recalage et acquisition	62
II.2.2.1 Recalage angulaire	62
II.2.2.2 Recalage absolu.....	63

Table des matières

II.2.2.3 Acquisition	65
II.3 Dégagement de chaleur et bilans d'énergie	66
II.3.1 Principe	66
II.3.2 Influence du rapport des chaleurs spécifiques	69
II.3.3 Influence du recalage de la pression cylindre et du rapport volumétrique	74
II.3.4 Application au calcul des pertes de chaleur aux parois cumulées pour les essais H5Ft	82
II.4 Sous-modèles de température pour les transferts thermiques.....	86
II.4.1 Température de gaz	86
II.4.1.1 Méthodologie de calcul.....	86
II.4.1.2 Analyse de sensibilité	93
II.4.2 Température de parois	97
II.4.2.1 Température de parois dans la modélisation zéro-dimensionnelle	97
II.4.2.2 Mesures de températures de parois dans la littérature	101
II.4.2.3 Mesures des températures des parois du CRF250	105
II.4.2.4 Modélisation des températures de parois.....	110
<i>Chapitre III: Mesure haute fréquence des flux de chaleur aux parois de la chambre de combustion</i>	<i>119</i>
III.1 Etude bibliographique	120
III.1.1 Généralités sur les capteurs dans le cadre de la thermique	120
III.1.1.1 Les capteurs de température	120
III.1.1.2 Les capteurs de flux de chaleur	121
III.1.2 Principe et moyens de mesure des flux de chaleur aux parois des MCI	122
III.1.2.1 Principe de mesure.....	122
III.1.2.2 Instrumentation pour la mesure de la température de surface.....	123
III.1.2.3 Les méthodes de reconstruction.....	130
III.1.3 Mesures des flux de chaleur	133
III.1.3.1 Validité de la mesure.....	133
III.1.3.2 Influence de la position de la mesure de flux de chaleur	139
III.1.3.3 Influence des paramètres de fonctionnement moteur	142
III.2 Moyens et méthodes mis en place pour la mesure des flux de chaleur.....	146

Table des matières

III.2.1 Conception du capteur et acquisition de la température de surface	146
III.2.1.1 Choix du capteur de température de surface	147
III.2.1.2 Sonde, implantation et système de refroidissement.....	148
III.2.1.3 Compensation de soudure froide et acquisition de la température de surface	154
III.2.2 Reconstruction du flux de chaleur	159
III.2.2.1 Description du modèle 2D axisymétrique de la sonde	159
III.2.2.2 Méthodologie de reconstruction	165
III.3 Caractérisation expérimentale des flux de chaleur aux parois du moteur CRF250....	178
III.3.1 Essais moteur entraîné	179
III.3.2 Variation de la richesse	181
III.3.3 Variation de l'avance à l'allumage	186
<i>Chapitre IV: Modélisation zéro-dimensionnelle des transferts thermiques aux parois de la chambre de combustion</i>	<i>193</i>
IV.1 Calibration des modèles zéro-dimensionnels	194
IV.1.1 Objectifs de calibration.....	194
IV.1.2 Approches de calibration.....	196
IV.1.3 Prise en compte des incertitudes de mesure	199
IV.2 Modélisation des transferts thermiques au cours du cycle moteur	203
IV.2.1 Choix des modèles	203
IV.2.2 Comparaison de la forme des modèles par calibration simple	205
IV.2.3 Transfert de chaleur et température de gaz durant la compression	212
IV.3 Influence des conditions de fonctionnement moteur sur la modélisation des transferts thermiques.....	222
IV.3.1 Comparaison de modèles zéro dimensionnels.....	223
IV.3.2 Influence de la température de liquide de refroidissement et de la richesse sur la calibration du modèle de Hohenberg	225
IV.3.3 Prise en compte de la richesse et de la température de liquide de refroidissement	231
IV.3.4 Influence du choix des points d'apprentissage	240
<i>Conclusions et perspectives</i>	<i>247</i>
<i>Références bibliographiques</i>	<i>251</i>

Nomenclature

Symboles :

\dot{q}	$W.m^{-2}$	Densité de flux de chaleur
T	K	Température
P	Pa, bar	Pression
V	m^3	Volume
S	m^2	Surface
m	kg	Masse
v	$m.s^{-1}$	Vitesse
k	$W.m^{-1}.K^{-1}$	Conductivité thermique
h	$W.m^{-2}.K^{-1}$	Coefficient d'échange
μ	$Pa.s$	Viscosité dynamique
ρ	$kg.m^{-3}$	Masse volumique
C_p	$J.kg^{-1}.K^{-1}$	Chaleur spécifique
Nu		Nombre de Nusselt
Re		Nombre de Reynolds
Pr		Nombre de Prandtl
E	$W.m^{-2}$	Emittance
σ	$W.m^{-2}.K^{-4}$	Constante de Stefan Boltzmann
ε		Emissivité
D	m	Alésage ou diamètre
V_p	$m.s^{-1}$	Vitesse moyenne du piston
θ	rad ou $^\circ$	Angle du vilebrequin
Q	J	Quantité de chaleur

Abréviations :

MCI	Moteur à Combustion Interne
AOE	Retard Ouverture Echappement
RFA	Retard Fermeture Admission
CFD	Computational Fluid Dynamics
EGR	Exhaust Gas Recirculation
PMH	Point Mort Haut
PMB	Point Mort Bas
PCI	Pouvoir Calorifique Inférieur
PMI	Pression Moyenne Indiquée
AA	Avance à l'Allumage

Introduction

Introduction

Du fait de la prise de conscience croissante de l'impact des activités humaines sur l'environnement et la santé, on assiste ces dernières années à un renforcement de la volonté de réduire non seulement les émissions polluantes atmosphériques, mais aussi celles de gaz à effets de serre. Ce renforcement se situe dans la continuité des efforts de réductions engagés depuis plusieurs décennies.

En France, le rapport Secten 2019 [1] produit par le Citepa – Centre technique de référence en matière de pollution atmosphérique et de changement climatique – fournit une comparaison des émissions polluantes et de gaz à effet de serre entre 1990 et 2017 et distingue les parts associées aux différents secteurs d'activité. La Figure 1 présente ces comparaisons pour les émissions de gaz à effet de serre, de monoxyde de carbone, d'oxydes d'azote et de particules en suspension dans l'air.

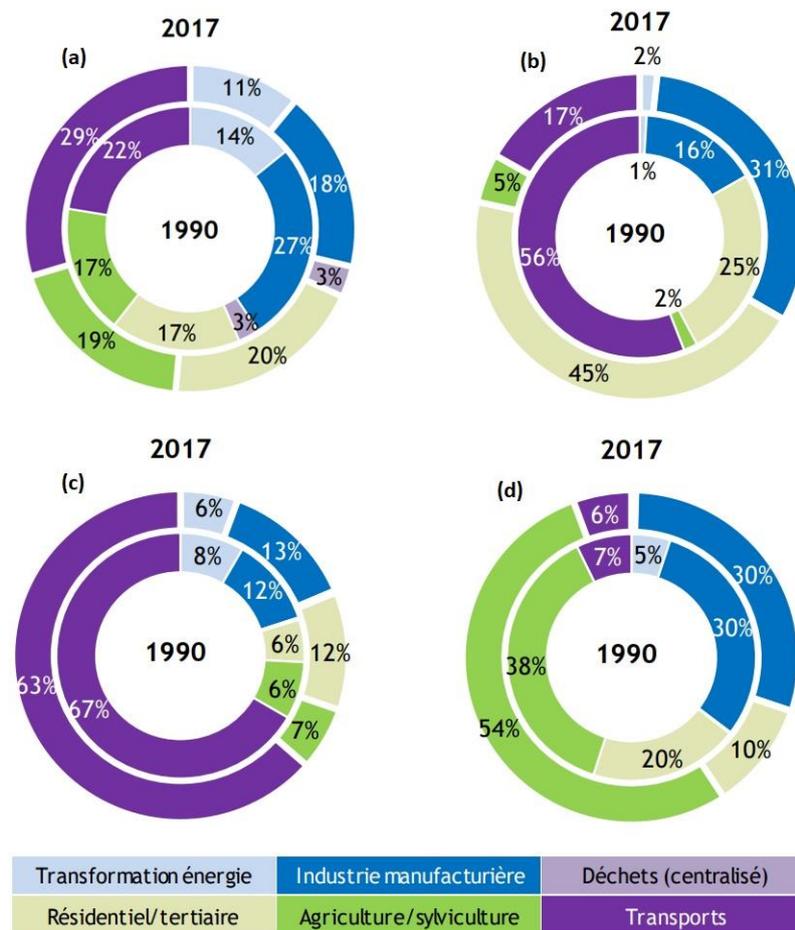


Figure 1 : Evolution de la répartition des émissions de gaz à effets de serre et de polluants atmosphériques des différents secteurs d'activités en France entre 1990 et 2017. (a) Gaz à effet de serre (eqCO2) (b) Monoxyde de carbone (c) Oxydes d'azote (d) Particules en suspensions dans l'air [1]

On constate qu'entre 1990 et 2017, la part associée aux transports est passée de 22 à 29 pour cent des émissions de gaz à effet de serre totales, celles-ci ayant par ailleurs diminué de 15 pour cent sur cette période. L'augmentation de la part du transport est due notamment à

Introduction

l'augmentation des émissions du transport terrestre, la contribution des véhicules particuliers représentant la moitié des émissions du secteur. Les émissions de monoxyde de carbone ont été divisées par quatre entre 1990 et 2017, avec une baisse drastique des émissions du secteur des transports. Celles-ci sont en effet passées de 5750 à 450 kilotonnes par an. Concernant les oxydes d'azote, le secteur du transport reste de loin le principal responsable des émissions, notamment du fait de l'utilisation des véhicules Diesel. Néanmoins les émissions totales d'oxydes d'azote ont diminué de moitié depuis 1990. Les particules en suspension dans l'air, bien que complexes à caractériser à cause de leurs multiples types et tailles, ont vu leurs émissions diminuer d'un tiers, la part du secteur du transport restant relativement constante.

Ces réductions, bien que significatives, ne sont néanmoins pas suffisantes face d'une part à la prévalence des maladies respiratoires et d'autre part à l'urgence du changement climatique. Le secteur des transports, et plus particulièrement le transport terrestre, est à l'origine d'une part importante des émissions polluantes et de gaz à effet de serre. Ainsi depuis les années 90, les normes européennes, connues sous la dénomination Euro, sont devenues de plus en plus strictes, comme on peut le constater sur la Figure 2.

Stage	Date	CO	HC	HC+NOx	NOx	PM	PN
		g/km					
Positive Ignition (Gasoline)							
Euro 1†	1992.07	2.72 (3.16)	-	0.97 (1.13)	-	-	-
Euro 2	1996.01	2.2	-	0.5	-	-	-
Euro 3	2000.01	2.30	0.20	-	0.15	-	-
Euro 4	2005.01	1.0	0.10	-	0.08	-	-
Euro 5	2009.09 ^b	1.0	0.10 ^d	-	0.06	0.005 ^{e,f}	-
Euro 6	2014.09	1.0	0.10 ^d	-	0.06	0.005 ^{e,f}	6.0×10 ¹¹ e.g
Compression Ignition (Diesel)							
Euro 1†	1992.07	2.72 (3.16)	-	0.97 (1.13)	-	0.14 (0.18)	-
Euro 2, IDI	1996.01	1.0	-	0.7	-	0.08	-
Euro 2, DI	1996.01 ^a	1.0	-	0.9	-	0.10	-
Euro 3	2000.01	0.64	-	0.56	0.50	0.05	-
Euro 4	2005.01	0.50	-	0.30	0.25	0.025	-
Euro 5a	2009.09 ^b	0.50	-	0.23	0.18	0.005 ^f	-
Euro 5b	2011.09 ^c	0.50	-	0.23	0.18	0.005 ^f	6.0×10 ¹¹
Euro 6	2014.09	0.50	-	0.17	0.08	0.005 ^f	6.0×10 ¹¹
* At the Euro 1..4 stages, passenger vehicles > 2,500 kg were type approved as Category N ₁ vehicles † Values in brackets are conformity of production (COP) limits a. until 1999.09.30 (after that date DI engines must meet the IDI limits) b. 2011.01 for all models c. 2013.01 for all models d. and NMHC = 0.068 g/km e. applicable only to vehicles using DI engines f. 0.0045 g/km using the PMP measurement procedure g. 6.0×10 ¹² 1/km within first three years from Euro 6 effective dates							

Figure 2 : Seuils d'émissions polluantes standard des normes Euro de l'Union européenne appliquées aux véhicules particuliers [2]

Les seuils d'émissions imposés par ces normes, généralement définis en grammes par kilomètre, doivent être respectés par les constructeurs automobiles sous peine de se voir

refuser l'autorisation de mise sur le marché. Ces seuils sont contrôlés dans des conditions de test définies, en laboratoire et sur banc à rouleaux. Ces conditions de test sont devenues de plus en plus sévères en parallèle de l'abaissement des seuils d'émissions. En effet dans le cadre des normes Euro 1 et 2, le cycle de conduite ECE 15 + EUDC était utilisé et consistait en des segments de types urbains et extra urbain effectués avec le moteur à sa température nominale de fonctionnement. A partir de la norme Euro 3, le cycle de conduite NEDC est utilisé. Le profil suivi est le même que celui du cycle ECE 15 + EUDC mais le test s'effectue avec un départ à froid, ce qui le rapproche des conditions réelles d'utilisation des véhicules. Néanmoins il est apparu que ce cycle de conduite ne met en jeu qu'une partie restreinte du champ moteur (faible régime moteur et faible charge) et n'est donc que peu représentatif de l'utilisation réelle des véhicules. Par conséquent, un nouveau cycle de conduite, dénommé WLTC, est amené à remplacer le cycle NEDC. Le cycle WLTC, beaucoup plus exigeant en termes de transitoires moteurs que son prédécesseur, est complété par des mesures effectuées sur route, procédure communément appelée RDE [2].

Il va sans dire que des conditions de test plus sévères couplées à des seuils d'émissions plus bas impactent considérablement le développement et la mise au point des véhicules. Ceci se traduit par des coûts plus importants, notamment pour les véhicules Diesel car ceux-ci génèrent des émissions polluantes sensiblement plus difficiles à réduire telles que les oxydes d'azote et les suies. Dans le contexte d'une méfiance de plus en plus forte envers la technologie Diesel à la suite de l'affaire dite du « Dieselgate », on assiste ces dernières années à un fort développement des groupes motopropulseurs à allumage commandé, notamment avec la quasi-généralisation de l'injection directe essence et de la suralimentation. La technologie allumage commandé générant davantage de gaz à effet de serre que la technologie diesel, l'augmentation des ventes de véhicules essence a eu pour effet d'augmenter les émissions moyennes de dioxyde de carbone européennes ces dernières années, alors que celles-ci diminuaient de façon constante depuis plus de dix ans [3], comme on peut le voir sur la Figure 3.

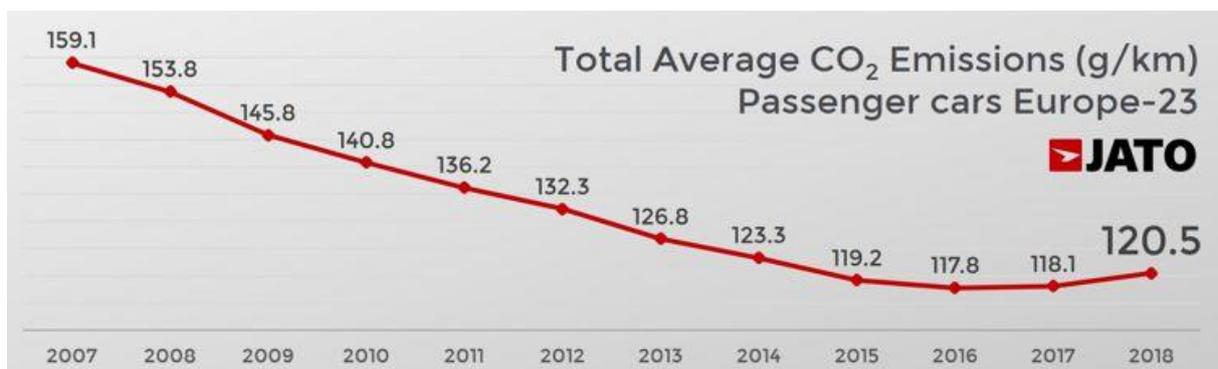


Figure 3 : Evolution des émissions moyennes de dioxyde de carbone des véhicules particuliers en Europe [3]

Concernant les normes d'émissions de gaz à effet de serre, celles-ci sont plus récentes que celles relatives aux émissions polluantes [2]. De plus, contrairement à ces dernières, elles :

- s'appliquent à la moyenne de l'ensemble de la flotte vendue par un constructeur et non à chaque véhicule vendu,
- dépendent de la masse du véhicule, ce qui permet aux véhicules de masse élevée d'émettre plus de dioxyde de carbone,
- ne peuvent pas générer d'interdiction de mise en circulation mais obligent les constructeurs à payer des amendes en cas de dépassement.

La première cible en termes de seuil d'émissions de dioxyde de carbone a été définie en 2009 par la commission européenne, avec obligation pour les constructeurs d'atteindre 130g/km en 2015. Une seconde cible a été définie en 2014, cette fois avec un seuil de 95g/km en 2020. D'autres cibles sont en cours de définition pour la période 2021 – 2030.

Comme nous venons de le voir, le durcissement des normes relatives aux émissions polluantes et de gaz à effet de serre, que ce soit en matière de seuils ou de conditions de test, est particulièrement fort. Par conséquent, les constructeurs automobiles développent des groupes motopropulseurs innovants et des stratégies de contrôles moteur avancées. Dans ce contexte, l'utilisation des outils de simulation s'est généralisée et ils interviennent à toutes les étapes du processus de développement d'un moteur. En effet ils permettent de mieux appréhender le fonctionnement des groupes motopropulseurs et ainsi d'optimiser leur mise au point en réduisant la consommation de carburant et les émissions. En outre, les outils de simulation réduisent le nombre d'essais nécessaires et donc le temps de développement des véhicules.

Les transferts thermiques ayant lieu au sein des groupes motopropulseurs ont un impact significatif sur des postes clés tels que :

- La consommation de carburant,
- Les émissions polluantes, que ce soit à la source ou leur traitement dans la ligne d'échappement,
- Les performances.

Par exemple, la dynamique de montée en température du moteur a une influence forte sur la consommation et les émissions polluantes [4] [5] tandis que la température des gaz à l'échappement influence directement l'efficacité de post-traitement des espèces polluantes.

Les transferts thermiques ayant lieux au sein de la chambre de combustion représentent une part importante des échanges de chaleur. Ils ont un impact fort sur le comportement du moteur, en particulier sur :

- le remplissage,
- les rendements thermodynamiques et de combustion,
- les émissions polluantes à la source,
- le cliquetis.

Ce dernier représente un frein majeur à l'amélioration des moteurs à allumage commandé. En effet ce phénomène particulièrement destructeur oblige à s'éloigner des réglages optimaux afin de garantir l'intégrité du moteur, notamment lorsque le régime moteur est faible. Comme une température élevée du gaz dans la chambre de combustion favorise l'apparition du cliquetis, la température des parois, et donc les échanges de chaleur entre celles-ci et le gaz, exerce une influence notable.

Au vu de ces considérations, il est donc essentiel de pouvoir modéliser précisément les transferts thermiques au sein des chambres de combustion des moteurs à allumage commandé. Ce besoin est à l'origine du travail de thèse présenté ici. Celui-ci a été effectué au sein de la Chaire industrielle réunissant l'Ecole Centrale de Nantes, Renault et Siemens autour de la thématique de la modélisation et de la simulation pour la mise au point des moteurs. Le présent mémoire est donc dédié à la caractérisation expérimentale des transferts thermiques et à leur modélisation zéro dimensionnelle. Il est composé de quatre chapitres :

Chapitre 1 : Le premier chapitre est dédié à une étude bibliographique sur les modèles de transferts thermiques aux parois de la chambre de combustion. Dans un premier temps des généralités sur les transferts thermiques et une description des principaux phénomènes à l'œuvre au sein des cylindres sont exposées. Puis une revue des principaux modèles zéro-dimensionnels est effectuée. Ce chapitre permet d'identifier les paramètres clés permettant de modéliser les transferts thermiques aux parois et présente les différentes approches disponibles dans la littérature pour exprimer ces paramètres. Les modèles zéro-dimensionnels reposent sur la loi de Newton et fournissent l'expression du coefficient d'échange. Néanmoins afin de pouvoir les utiliser, il est indispensable de connaître les températures de gaz et de parois et de posséder les informations nécessaires à leur calibration.

Chapitre 2 : Le second chapitre a pour objectif de décrire les dispositifs expérimentaux et les méthodes de calcul des termes nécessaires à la calibration et la modélisation des transferts thermiques aux parois des chambres de combustion. Dans un premier temps, les deux moteurs à allumage commandé utilisés ainsi que les campagnes expérimentales réalisées au cours de cette thèse sont présentés. La méthodologie de calcul des échanges de chaleur aux parois cumulés à partir d'essais standard est explicitée et une étude de sensibilité aux données expérimentales est menée. Cette méthodologie est appliquée aux mesures de la campagne d'essai sur moteur automobile afin d'observer l'influence de différents paramètres de fonctionnement, constituant ainsi une base de calibration variée. Enfin les sous-modèles de

température de gaz et de parois utilisés dans le cadre de la thèse et nécessaires à la modélisation zéro-dimensionnelle des transferts thermiques, sont présentés.

Chapitre 3 : Le troisième chapitre est consacré à la mesure directe des flux de chaleur aux parois des chambres de combustion. Cette mesure dynamique, contrairement au calcul des échanges de chaleur cumulés, permet de caractériser le comportement instantané du flux de chaleur au cours du cycle moteur. En premier lieu, une revue bibliographique détaillant les capteurs et méthodes utilisés dans la littérature est effectuée. A partir de cette revue, les bonnes pratiques ainsi que les erreurs courantes sont mises en évidence. Les moyens et méthodes mis en œuvre au cours du travail de thèse afin de réaliser ce type de mesure sont détaillés et les résultats obtenus lors des campagnes expérimentales sont présentés.

Chapitre 4 : Le dernier chapitre est dédié à la modélisation zéro dimensionnelle des transferts thermiques et a recours aux éléments fournis par les chapitres précédents. Dans un premier temps les différents objectifs et approches de calibration des modèles sont présentés. Puis l'influence de l'approche retenue pour la calibration et celle du type de modèle sont étudiées, en particulier lors de la course de compression. Enfin la prédictivité du modèle de Hohenberg est analysée sur de larges gammes de conditions de fonctionnement. Des modifications sont proposées afin d'améliorer la précision et la prédictivité de la modélisation des transferts thermiques aux parois de la chambre de combustion.

Chapitre I: Synthèse bibliographique sur la modélisation des transferts thermiques aux parois des chambres de combustion

Ce chapitre est dédié à une étude bibliographique sur les modèles de transferts thermiques aux parois des chambres de combustion. Il est constitué de deux parties :

- *Un rappel sur les transferts thermiques en général et une description des phénomènes à l'œuvre dans les chambres de combustion,*
- *Une revue des principaux modèles zéro-dimensionnels en suivant un fil conducteur quasi-chronologique et distinguant les modèles empiriques, semi-empiriques et phénoménologiques.*

Ce chapitre permet d'identifier les paramètres clés nécessaires pour modéliser les transferts thermiques aux parois et présente les différentes approches disponibles dans la littérature quant à la formulation de ces paramètres.

I.1 Généralités sur les transferts thermiques

L'objectif de cette partie est de présenter les transferts thermiques de façon générale. Dans un premier temps, les différents modes de transport de la chaleur sont introduits. Ensuite les phénomènes gouvernant le transfert de chaleur aux parois des chambres de combustion des moteurs à piston sont présentés et nous verrons les différentes approches disponibles afin de modéliser les échanges de chaleur aux parois des chambres de combustion.

I.1.1 Rappels sur les différents modes de transferts thermiques

Incropera et al. dans [6] définissent les transferts de chaleur de la façon suivante : « Un transfert de chaleur est le transport de l'énergie thermique dû à une différence spatiale de température ». La notion de différence de température est donc intimement liée aux transferts thermiques. Comme nous allons le voir ici, cette différence peut prendre différentes formes selon le mode de transfert de la chaleur. Il en existe trois, que nous allons rapidement présenter.

I.1.1.1 La conduction

Le premier mode de transport est appelé conduction. Il correspond au transfert de chaleur ayant lieu au sein d'un milieu stationnaire, c'est-à-dire sans mouvement de la matière, que celui-ci soit un solide ou un fluide. Ce type de transfert est directement lié à l'activité atomique et moléculaire. Au sein de la matière, l'énergie est transférée des particules les plus énergétiques vers celle qui le sont moins du fait des interactions que ces particules ont entre elles. Plus la température est élevée, plus l'énergie d'une particule est élevée.

Dans le cas des gaz, cette énergie est liée à des mouvements de translation, rotation et vibration. Lorsque deux particules entrent en collision, la particule la plus énergétique transfère une partie de son énergie. Ce principe s'applique aussi aux liquides, mais les particules qui les composent étant plus rapprochées et ayant de plus fortes interactions entre elles, les collisions sont plus fréquentes. Il n'est donc pas surprenant que la conductivité thermique des liquides soit généralement plus élevée que celle des gaz [6].

Au sein d'un solide, la conduction peut être considérée comme une vibration du réseau formant la matière. Dans un solide électriquement non-conducteur, l'énergie est transférée uniquement par ces vibrations alors que dans un solide conducteur le transfert s'effectue aussi par l'intermédiaire du mouvement des électrons délocalisés. Cette particularité est à l'origine d'une part de la conductivité thermique élevée des métaux et d'autre part des effets thermoélectriques [6].

Il est possible de quantifier le taux de transfert de chaleur par conduction au moyen de la loi de Fourier. Dans le cas d'un transfert monodimensionnel, cette loi est donnée par l'équation (1) :

$$\dot{q} = -k \frac{dT}{dx} \quad (1)$$

Avec \dot{q} la densité de flux de chaleur, k la conductivité thermique du milieu considéré et $\frac{dT}{dx}$ le gradient de température. La densité de flux de chaleur est donc proportionnelle au gradient de température, le signe moins provenant du fait que l'énergie se transfère dans le sens des températures décroissantes.

I.1.1.2 La convection

La convection est un mode de transfert dû à deux mécanismes. En plus du transport d'énergie à l'échelle microscopique par conduction, la chaleur est transférée de façon macroscopique par des paquets de particules se déplaçant ensemble du fait de l'écoulement d'un fluide. Le terme de convection correspond donc à la superposition de ces deux modes de transport, alors que le transport de chaleur par mouvement du fluide uniquement est appelé advection.

De façon générale, la convection caractérise un fluide échangeant avec une paroi de température différente. Si le fluide est à une température T_∞ supérieure à celle de la paroi T_p , il se produit un transfert de chaleur du fluide vers la paroi. Il existe alors une zone proche de la paroi où la température du fluide passe graduellement de T_∞ à T_p : c'est la couche limite thermique. C'est au sein de cette zone que le transfert se produit du fait du mouvement aléatoire des particules ainsi que de leur mouvement d'ensemble. Le mouvement d'ensemble peut être généré soit par des forces extérieures soit par le transfert de chaleur lui-même du fait du champ de pesanteur. Dans le premier cas on parle de convection forcée, le fluide étant mis en mouvement par exemple par une pompe ou un ventilateur. Dans le deuxième cas on parle de convection naturelle ; la densité du fluide variant avec la température, celui-ci va descendre s'il devient plus dense que le fluide loin de la paroi et est alors remplacé par du fluide plus chaud ; il y a formation de cellules convectives. Il convient de noter que la convection peut mettre en jeu un changement de phase du fluide, mais nous n'aborderons pas ce sujet dans le rapport puisque ce phénomène ne se produit pas à l'intérieur d'une chambre de combustion.

Que le transfert convectif soit de nature forcée ou naturelle, la formulation de la densité de flux de chaleur est donnée par la loi de Newton (2).

$$\dot{q} = h(T_p - T_\infty) \quad (2)$$

Avec h le coefficient d'échange convectif, T_p la température de surface de la paroi et T_∞ la température du fluide loin de la paroi.

En dépit d'une formulation simple, le calcul d'un flux de chaleur convectif n'est pas trivial. En effet la difficulté réside dans le calcul du coefficient d'échange h via des corrélations qui doivent être adaptées au problème considéré. En effet le coefficient d'échange dépend des conditions présentes dans la couche limite thermique, telles que les propriétés physiques du fluide, la géométrie et le type de convection.

Nous ne présentons ici que la forme générale des corrélations de convection forcée dans une conduite cylindrique en régime turbulent car celle-ci a servi de base au développement des modèles de pertes aux parois semi-empiriques pour les chambres de combustion des moteurs à piston. Le lecteur pourra néanmoins se référer aux travaux d'Incropera et al. [6] pour une revue exhaustive des corrélations de convection. L'équation (3) nous fournit cette forme générale :

$$Nu = a.Re^b.Pr^c \quad (3)$$

Avec Nu le nombre de Nusselt, Re le nombre de Reynolds et Pr le nombre de Prandtl, ces trois nombres étant des nombres adimensionnels. a , b et c sont des constantes déterminées empiriquement et variant selon les auteurs, les gammes de valeur de Re et Pr et la configuration du problème étudié. Les expressions des nombres adimensionnels sont données par les équations (4), (5) et (6):

$$Nu = \frac{hL}{k} \quad (4)$$

$$Re = \frac{\rho v L}{\mu} \quad (5)$$

$$Pr = \frac{\mu C_p}{k} \quad (6)$$

Avec L la longueur caractéristique (le diamètre dans le cas d'un tuyau de section circulaire), v la vitesse débitante ou vitesse loin de la paroi, et ρ , μ et C_p respectivement la masse volumique, la viscosité dynamique et la chaleur spécifique du fluide considéré.

On remarque que l'expression du nombre de Nusselt fait intervenir le coefficient d'échange h . En combinant les équations (3) et (4), on obtient l'équation (7).

$$h = \frac{ak}{L} \cdot Re^b \cdot Pr^c \quad (7)$$

Parmi les corrélations les plus utilisées, on peut citer celle de Dittus-Boetler [6] et celle de Sieder et Tate [6], respectivement données par les équations (8) et (9).

$$Nu = 0,023 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^c \quad (8)$$

$$Nu = 0,027 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{1/3} \cdot \left(\frac{\mu}{\mu_p}\right)^{0,14} \quad (9)$$

Dans l'équation (8) la valeur de c dépend du signe de $T_p - T_\infty$, si le fluide se refroidit $c = 0,3$ et s'il se réchauffe $c = 0,4$. Dans l'équation (9) μ_p est la viscosité dynamique évaluée à la température de la paroi.

I.1.1.3 Le rayonnement

Les transferts de chaleur par rayonnement, à la différence des transferts par conduction et convection, ne nécessitent pas la présence d'un milieu matériel. Par définition, tout corps dont la température n'est pas nulle (au sens du zéro absolu) émet un rayonnement thermique. Dans la plupart des applications, on s'intéresse aux échanges radiatifs mettant en jeu des solides, mais il convient de noter que les liquides et gaz peuvent émettre, absorber et diffuser des rayonnements.

Le concept de corps noir fait référence à un corps aux propriétés radiatives idéales :

- Il est capable d'absorber l'intégralité d'un rayonnement thermique incident,
- aucun corps réel à la même température ne peut émettre plus d'énergie.

L'émittance est une grandeur qui quantifie la puissance émise par rayonnement thermique par unité de surface d'un corps. L'émittance d'un corps noir à une température donnée représente donc la borne supérieure de puissance radiative qu'un corps réel à la même température peut émettre. Son expression est donnée par l'équation (10).

$$E_{corps\ noir} = \sigma T_s^4 \quad (10)$$

Avec $E_{corps\ noir}$ l'émittance du corps noir, T_s la température de la surface noire et σ la constante de Stefan Boltzmann ($\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$).

Dans le cas d'un corps réel, l'expression de l'émittance fait intervenir l'émissivité ε comme on peut le voir sur l'équation (11). Cette émissivité, comprise entre 0 et 1, caractérise la capacité

d'un corps à émettre un rayonnement thermique relativement au corps noir et dépend de la nature du corps et de son état de surface.

$$E_{\text{corps réel}} = \varepsilon \sigma T_s^4 \quad (11)$$

Moyennant un certain nombre d'hypothèses (corps gris et diffus, absorptivité égale à l'émissivité), la densité de flux de chaleur nette échangée par rayonnement entre deux surfaces de même émissivité, se voyant exclusivement et dont les températures T_1 et T_2 sont différentes peut être exprimée par la relation (12).

$$\dot{q}_{\text{reçu par 2}} = \varepsilon \sigma (T_1^4 - T_2^4) \quad (12)$$

Lorsque l'on est en présence d'un couplage entre transfert radiatif et transfert convectif, il peut être utile de définir un coefficient d'échange radiatif, comme formulé par l'équation (13).

$$h_{\text{rad}} = \frac{\varepsilon \sigma (T_1^4 - T_2^4)}{T_1 - T_2} \quad (13)$$

L'étude des transferts radiatifs est un domaine vaste et extrêmement complexe qui dépasse de loin l'objectif de ce rapport. Le concept simple d'échange par rayonnement et la forme des équations associées suffisent pour la suite de l'étude bibliographique dédiée aux échanges de chaleur aux parois de la chambre de combustion.

I.1.2 Phénoménologie et approches de modélisation des transferts thermiques dans les MCI

Un moteur à combustion interne est une machine thermique permettant de convertir de l'énergie chimique en énergie thermique puis en travail mécanique. Du carburant, généralement un mélange d'hydrocarbures, est brûlé avec de l'air. La chaleur dégagée par la combustion augmente la pression dans la chambre et repousse le piston, produisant ainsi du travail. En termes de bilan, l'énergie contenue dans le carburant est en partie transformée en travail mécanique, en partie transmise au liquide de refroidissement et à l'huile via les échanges de chaleur aux parois et en partie perdue à l'échappement avec l'évacuation des gaz brûlés. Concernant l'énergie thermique transférée aux liquides, la majeure partie de ce transfert s'effectue au niveau de la chambre de combustion et des chapelles d'échappement.

Heywood [7] décrit les transferts de chaleur ayant lieu au sein de la chambre de combustion des MCI. Ces transferts sont dépendants des températures de gaz et de paroi, ainsi que de l'écoulement au sein de la chambre de combustion. Comme la température du gaz varie considérablement au cours d'un cycle, il est évident que l'ordre de grandeur de la puissance

cedée change fortement. Ainsi si l'on s'intéresse aux différentes phases du cycle, on peut noter :

- Lors de l'admission, l'air passe à travers les soupapes, se réchauffe du fait du contact avec les parois et se mélange aux éventuels gaz résiduels issus du cycle précédent. Selon la température de l'air à l'admission, la quantité de gaz résiduels et la température des parois, la charge gazeuse peut avoir une température supérieure ou inférieure à celle des parois. En matière d'écoulement, la phase d'admission produit la majeure partie de l'énergie cinétique du gaz, en particulier si le moteur est dimensionné pour générer un mouvement de swirl ou de tumble [7].
- Durant la course de compression, la température et la pression du gaz augmentent. Le transfert de chaleur du gaz vers les parois s'intensifie en dépit de la dissipation progressive de l'énergie cinétique acquise lors de l'admission.
- Au cours de la combustion, la température de la charge s'élève considérablement et dans le même temps, l'expansion des gaz brûlés contribue à augmenter l'agitation du gaz. C'est lors de cette phase que le flux thermique est le plus important. Selon le type de moteur, cette phase peut différer. Dans le cas d'un moteur à allumage par compression, le rayonnement des suies produites par la combustion du spray participe de façon non-négligeable au transfert [7]. Dans un moteur à allumage commandé, la propagation du front de flamme définit la surface de la chambre exposée aux gaz brûlés.
- Dans le cas de la course de détente, la température du gaz chute progressivement et la puissance cedée par celui-ci aux parois aussi.
- Enfin à l'ouverture des soupapes d'échappement le gaz est brutalement mis en mouvement ; d'abord du fait de la différence de pression entre le cylindre et la ligne d'échappement, puis à cause de la remontée du piston qui chasse les gaz brûlés vers la ligne d'échappement. Cette augmentation de la vitesse du gaz implique un accroissement des transferts thermiques notamment vers les soupapes et les chapelles d'échappement.

De nombreux travaux de recherche ont été consacrés à la mise au point de modèles de pertes aux parois afin de quantifier les échanges de chaleur entre les gaz présents dans les cylindres d'un MCI et les parois de ceux-ci. Cette modélisation peut prendre de nombreuses formes [7] selon que l'on s'intéresse aux pertes thermiques ayant lieu :

- au cours d'un cycle complet sur l'ensemble de la chambre de combustion,
- à chaque instant du cycle sur l'ensemble de la chambre de combustion,
- à chaque instant du cycle en différents points de la chambre de combustion.

Les modèles associés prennent donc de multiples formes et possèdent différents niveaux de description des phénomènes physiques, allant de simples modèles empiriques à des modèles CFD 3D complets de chambre de combustion.

Dans la présente revue bibliographique, nous nous focalisons sur les modèles mis au point pour quantifier les pertes aux parois instantanées moyennées spatialement sur la chambre de combustion. En effet ces modèles présentent un bon compromis entre le niveau de description des phénomènes physiques et donc de précision, et la complexité de calibration et d'utilisation associée. Ce type de modèle apparaît donc comme particulièrement pertinent.

De plus amples informations sur les autres types de modèles sont fournies dans [7], [8], [9] et [10] qui passent en revue de manière plus approfondie la mise au point et l'utilisation de tels modèles.

Un modèle de pertes thermiques instantanées et moyennées spatialement implique généralement un certain nombre d'hypothèses :

- Le gaz contenu dans le cylindre est considéré comme homogène et est traité comme une seule zone,
- Le coefficient d'échange est le même quelle que soit la paroi,
- Le transfert de chaleur est considéré comme quasi-statique, ce qui se traduit par un flux thermique proportionnel à la différence de température entre le gaz et les parois à chaque instant.

Ces hypothèses, bien que discutables, restent largement utilisées du fait de leur simplicité. Certains auteurs, dans l'optique d'améliorer la prédictivité de leur modèle, définissent deux zones pour la température de gaz et utilisent un coefficient d'échange différent selon les surfaces.

I.2 La modélisation zéro-dimensionnelle des transferts thermiques aux parois des chambres de combustion

Un modèle de transferts thermiques aux parois 0D est basé sur la Loi de Newton (2) où la densité de flux de chaleur est donnée par le produit d'un coefficient d'échange et de la différence de température entre le gaz contenu dans le cylindre et la paroi. Ces deux termes varient au cours du cycle moteur.

Un modèle de pertes aux parois à proprement parler permet d'évaluer ce coefficient d'échange en fonction de grandeurs telles que la pression et la température dans la chambre, la vitesse du piston etc. Lorsque que la part radiative du transfert est prise en compte, un terme supplémentaire similaire au coefficient d'échange radiatif (13) est inclus. Chaque

modèle possède une ou plusieurs constantes de calibration permettant d'adapter le modèle à différents types de moteurs. Dans la suite de ce chapitre, ces constantes seront notées C_1 , C_2 , C_3 etc.

D'un point de vue historique, les premiers modèles proposés sont purement empiriques. Puis au fur et à mesure de l'avancée des connaissances, des modèles plus physiques et plus sophistiqués ont vu le jour. La présente revue bibliographique suit donc un fil conducteur chronologique tout en présentant des modèles de complexité croissante.

I.2.1 Les modèles empiriques

Nusselt en 1923 [11] est le premier auteur à présenter un modèle de perte instantané à partir de mesures réalisées sur la combustion d'un mélange air – carburant au repos dans une bombe sphérique. Afin d'identifier l'influence du rayonnement thermique, il réalise deux séries de mesures, l'une avec l'intérieur de la bombe peint en noir, l'autre avec l'intérieur recouvert d'un film d'or. Comme ses mesures ne mettent pas en jeu d'écoulement, il procède à des expériences limitées de convection forcée sur plaques planes afin de prendre en compte l'influence de la vitesse du fluide. La relation obtenue est donnée par l'équation (14).

$$h = C_1(1 + C_2 V_p) P_{cyl}^{2/3} T_{cyl}^{1/3} + C_3 \frac{T_{cyl}^4 - T_p^4}{T_{cyl} - T_p} \quad (14)$$

Avec P_{cyl} et T_{cyl} respectivement la pression et la température du gaz dans le cylindre au cours du cycle, V_p la vitesse moyenne du piston et T_p la température des parois. Les constantes ont pour valeur :

- $C_1 = 5,24 \cdot 10^{-5}$
- $C_2 = 0,38$
- $C_3 = 2,06 \cdot 10^{-13}$

Par la suite Briling et Van Tyen [8] ont modifié les constantes C_1 et C_2 afin de correspondre à leurs résultats expérimentaux respectifs.

En 1939, Eichelberg [12] est le premier à tenter des mesures directes de flux de chaleur sur des moteurs diesel atmosphériques deux et quatre temps. Ces mesures sont basées sur l'acquisition de la variation de la température de surface de la chambre de combustion, comme nous le verrons dans le Chapitre III. Il propose un modèle plus simple que celui de Nusselt et sans terme explicite de rayonnement, comme on peut le voir dans l'équation (15), où $C_1 = 8,06 \cdot 10^{-5}$.

$$h = C_1 V_p^{1/3} P_{cyl}^{1/2} T_{cyl}^{1/2} \quad (15)$$

Après application du modèle d'Eichelberg dans le cas d'un moteur diesel quatre temps de forte cylindrée et suralimenté, Pflaum [13] constate des différences significatives entre les pertes aux parois moyennes expérimentales et simulées. Il propose alors de modifier le modèle en complexifiant le terme de vitesse et en appliquant deux facteurs correctifs. L'expression obtenue est la suivante (16).

$$h = K_1 K_2 f(V_p) P_{cyl}^{1/2} T_{cyl}^{1/2} \quad (16)$$

Avec :

- K_1 un facteur prenant en compte le type de surface dans la chambre ; dans le cas de la culasse et du piston, K_1 est trois fois plus grand que dans le cas de la chemise.
- K_2 un facteur correctif dépendant de la pression dans le répartiteur d'admission.
- $f(V_p)$ une fonction de la vitesse moyenne du piston où :
 - $f(V_p) = 3 - 2,57[1 - e^{-(1,5-0,127V_p)}]$ si $V_p \leq 3,6 \text{ m.s}^{-1}$
 - $f(V_p) = 3 + 2,57[1 - e^{(1,5-0,127V_p)}]$ si $V_p > 3,6 \text{ m.s}^{-1}$

Elser [14] en 1955 utilise une analyse dimensionnelle afin de construire son modèle de pertes aux parois dans le cadre d'expérimentations sur des moteurs diesel deux et quatre temps. Il formule son modèle en exprimant le nombre de Nusselt par une fonction du nombre de Reynolds et du nombre de Prandtl, comme indiqué dans l'équation (17).

$$Nu = C_1 \left(1 + C_2 \frac{\Delta s}{C_p} \right) Re^{1/2} Pr^{1/2} \quad (17)$$

Où Δs et C_p sont respectivement l'augmentation d'entropie par unité de masse depuis le début de la compression et la capacité calorifique massique à pression constante, et $C_1 = 6,5$ et $C_2 = 0,5$. Les propriétés du gaz nécessaires au calcul des nombres adimensionnels sont estimées à la moyenne de la température du gaz et de celle des parois. Elser constate qu'en dépit d'excellents résultats sur moteur deux temps, les résultats sur moteur quatre temps sont de moins bonne qualité.

Oguri [15] en 1960 réalise des mesures de températures de surface sur le piston d'un moteur à allumage commandé et modifie le modèle d'Elser en conséquence (18).

$$Nu = C_1 \left(1 + \frac{\Delta s}{C_p} \right) Re^{1/2} Pr^{1/2} [2 + \cos(\theta - 20^\circ)] \quad (18)$$

Où θ est l'angle de vilebrequin relativement au PMH de combustion et $C_1 = 1,75$

Les modèles empiriques venant d'être présentés sont anciens et ont été développés sur des moteurs éloignés des moteurs automobiles modernes avec des moyens expérimentaux peu précis. Néanmoins ils ont permis d'identifier les grandeurs clés dans la modélisation des pertes aux parois et d'introduire la notion d'analyse dimensionnelle.

I.2.2 Les modèles semi-empiriques

Dans cette partie, nous présenterons dans un premier temps les modèles ayant à la fois une composante radiative et convective, puis les modèles n'utilisant qu'une approche convective.

I.2.2.1 Approche convective et radiative

Annand en 1963 critique dans [16] les modèles empiriques proposés par différents auteurs avant lui, notamment sur le choix des exposants utilisés dans les coefficients d'échanges convectifs. En effet ceux-ci sont trop faibles et/ou dénués de sens physique. Après avoir testé et comparé ces modèles, Annand conclut qu'ils échouent dès lors qu'ils sont appliqués sur d'autres données expérimentales que celles ayant servi à leurs mises au point. Annand considère qu'il est nécessaire de distinguer la partie convective et la partie radiative lors du calcul des transferts thermiques aux parois, l'importance relative de chaque partie variant pour différents moteurs.

Concernant la part convective et dans l'optique d'obtenir un modèle valable quel que soit le moteur considéré, il propose une approche basée sur une analyse dimensionnelle afin de mettre en évidence les différents facteurs impliqués dans les transferts aux parois et utilise une relation de type convection forcée (3). Il considère le nombre de Prandtl égal à 0,7, une approximation souvent utilisée dans le cas des gaz du fait de la faible dépendance de celui-ci par rapport à la température [6]. Le coefficient d'échange convectif (7) peut alors être simplifié de la façon suivante (19) :

$$h_{conv} = C_1 \frac{k}{D} \cdot Re^b \quad (19)$$

Avec D l'alésage du moteur. Bien que le calcul du nombre de Reynolds fasse intervenir un terme de vitesse de fluide, Annand considère que l'écoulement dans un cylindre de moteur est bien trop complexe pour être décrit précisément. Il propose néanmoins d'utiliser une grandeur mesurable capable a minima de capter la variation d'intensité de l'écoulement en fonction du régime moteur. Il choisit, comme d'autres auteurs avant lui, la vitesse moyenne du piston, celle-ci pouvant être calculée grâce à l'équation (20).

$$V_p = \frac{2N_{mot}L}{60} \quad (20)$$

Avec N_{mot} le régime de rotation du moteur en tours par minutes et L la course. Il calcule les propriétés physiques à partir de la composition moyenne et de la température moyenne du gaz via des tables.

Selon lui, les transferts radiatifs ayant lieu durant la combustion et la course de détente sont impossibles à estimer correctement car ceux-ci dépendent directement de nombreux paramètres non triviaux. On ne peut donc qu'avoir recours à l'utilisation de facteurs empiriques moyens applicables sur l'ensemble de la combustion et la détente. Il exprime donc le coefficient d'échange radiatif de la façon suivante (21).

$$h_{rad} = C_2 \frac{(T_{cyl}^4 - T_p^4)}{T_{cyl} - T_p} \quad (21)$$

Comme nous l'avons vu précédemment, les corrélations de convection forcée en conduite cylindrique (8) et (9) font intervenir la valeur 0,8 pour l'exposant du nombre de Reynolds. Malgré cela, et après comparaison avec les résultats expérimentaux publiés par Elser [14] et Overbye et al. [17] il décide de prendre la valeur 0,7. Ainsi en combinant les équations (19) et (21) on obtient l'expression du coefficient d'échange total (22) :

$$h = C_1 \frac{k}{D} \cdot Re^{0,7} + C_2 \frac{(T_{cyl}^4 - T_p^4)}{T_{cyl} - T_p} \quad (22)$$

Où :

- $C_1 = 0,25 - 0,8$
- $C_2 = 0$ pendant la compression
- $C_2 = 1,6 \cdot 10^{-12}$ pendant la combustion et la détente pour les moteurs à allumage par compression
- $C_2 = 2,1 \cdot 10^{-13}$ pendant la combustion et la détente pour les moteurs à allumage commandé

Annand compare ensuite son modèle à celui d'Elser ainsi qu'avec les mesures que ce dernier a effectué sur un moteur quatre temps diesel à pleine charge. Comme on peut le constater sur la Figure 4, le modèle d'Annand (*equation (26)*) est plus précis sur la partie haute pression du cycle. Néanmoins il sous-estime les pertes lors de la première moitié de la compression et les surestime ensuite lors de la deuxième moitié.

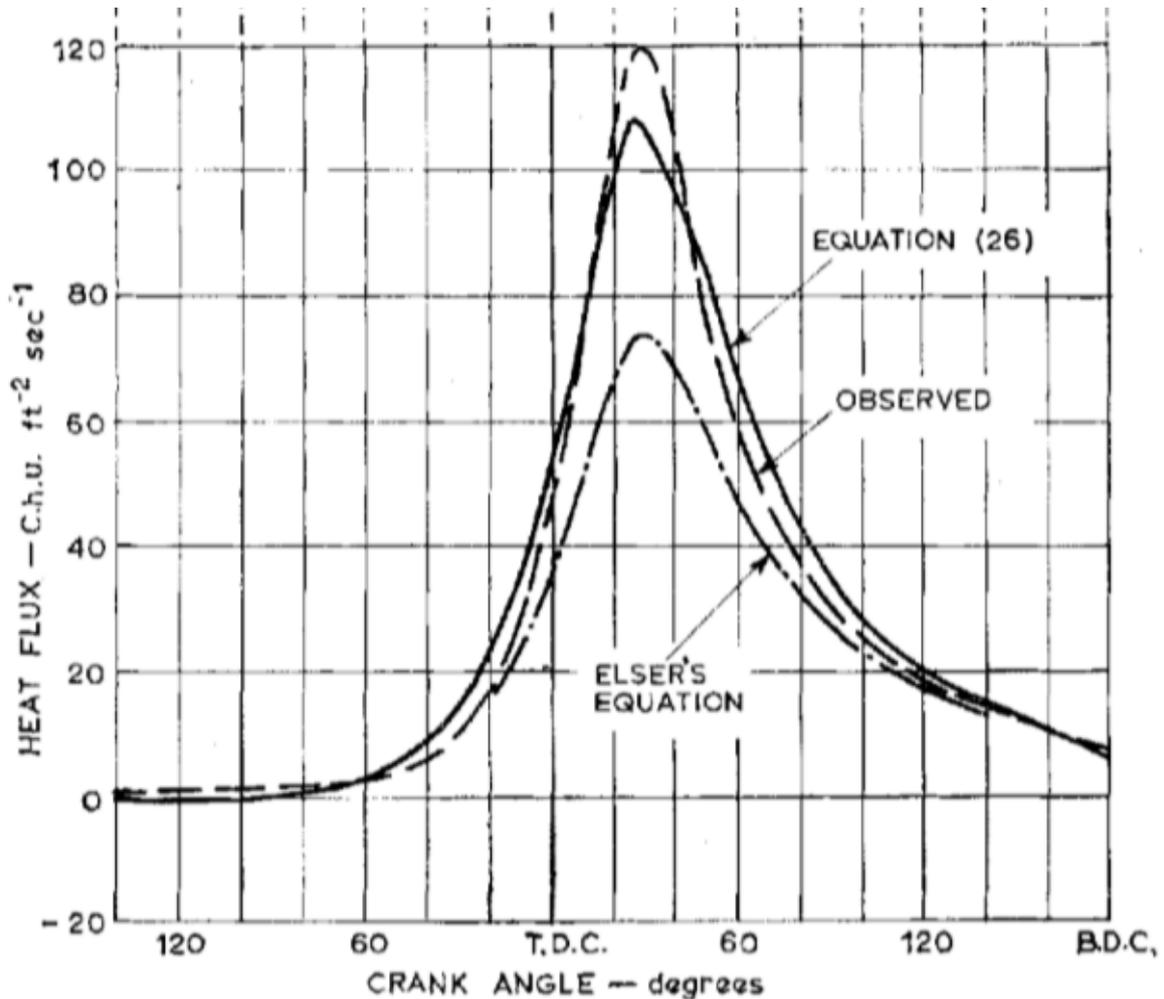


Figure 4 : Comparaison entre le modèle d'Annand, le modèle d'Elser et la mesure directe du flux de chaleur [16].

En 1970, Annand et Ma [18] modifient l'équation (22) à la suite de mesures directes de flux de chaleur effectuées sur un moteur diesel monocylindre atmosphérique. Ils ajoutent un terme de dérivée de la température du gaz par rapport au temps afin de mieux prendre en compte le caractère instationnaire du transfert. En effet un déphasage entre le flux de chaleur mesuré expérimentalement et la différence de température gaz parois est observé. De plus, le calcul du nombre de Reynolds diffère du modèle initial d'Annand [16]. La vitesse de gaz est calculée par un modèle d'énergie cinétique moyenne par unité de masse calculée par bilan sur l'énergie cinétique entrant et sortant par les soupapes. L'expression du modèle d'Annand et Ma est donné par l'équation (23).

$$h = \frac{k}{D} \cdot Re^{0.7} \left(C_1 - \frac{C_2}{\omega} \frac{dT}{dt} \frac{1}{T_{cyl} - T_p} \right) + C_3 \sigma \frac{(T_{cyl}^4 - T_p^4)}{T_{cyl} - T_p} \quad (23)$$

Où ω représente la vitesse de rotation angulaire du vilebrequin. Après avoir comparé les mesures directes de flux de chaleur avec les prédictions pour différents régimes et excès d'air,

il apparaît qu'en dépit des modifications apportées au modèle les coefficients C_1 , C_2 et C_3 varient considérablement selon le point de fonctionnement. Les valeurs moyennes de C_1 , C_2 et C_3 sont respectivement 0,12, 0,2 et 1,5. Borman et Nishiwaki [8] notent une amélioration du modèle relativement au déphasage entre le flux de chaleur et la différence de température, mais cette amélioration reste minime.

Sitkei et Ramanaiah [19] présentent en 1972 leurs travaux expérimentaux sur un moteur diesel monocylindre. Ils réalisent des mesures de flux de chaleur par rayonnement et proposent un modèle similaire à celui d'Annand. Leur modèle possède donc une part convective et une part radiative mais remplace l'alésage en tant que longueur caractéristique par un diamètre équivalent d_{eq} variant au cours du cycle moteur et fonction de la surface S_p du piston et du volume instantané V_{cyl} de la chambre de combustion, comme on peut le voir dans l'équation (24).

$$d_{eq} = \frac{4V_{cyl}}{S_p} \quad (24)$$

Par ailleurs, l'expression de la part convective du coefficient d'échange est modifiée de façon à remplacer le nombre de Reynolds et la conductivité thermique du gaz par une fonction de la pression et de la température, ainsi que de la vitesse moyenne du piston, approche généralisée par Woschni [20] comme nous le verrons par la suite. L'équation (25) fournit l'expression du modèle de Sitkei et Ramanaiah.

$$h = C_1 d_{eq}^{-0,3} P_{cyl}^{0,7} T_{cyl}^{-0,2} V_p^{0,7} + C_2 \varepsilon \sigma \frac{(T_{cyl}^4 - T_p^4)}{T_{cyl} - T_p} \quad (25)$$

Où la valeur de C_1 varie entre 46 et 62 selon le type de moteur et celle de C_2 est 10^{-8} .

I.2.2.2 Approche purement convective

Woschni [20] en 1967 propose l'un des modèles qui sera parmi les plus utilisés dans le domaine automobile. Il affirme que la part radiative du transfert aux parois est généralement surestimée. Si cette part peut être importante dans le cas de flammes stationnaires possédant un grand volume de flamme et de faibles vitesses d'écoulement, il affirme que dans une chambre de combustion de MCI la part d'énergie transférée par convection est bien plus importante que celle transférée par rayonnement. Le pic du coefficient d'échange au moment de la combustion serait en fait dû à une augmentation de la vitesse d'écoulement du gaz. Il choisit donc de négliger le rayonnement thermique et de recourir à une formulation purement convective du coefficient d'échange.

Pour construire son modèle, il part du principe que les vitesses d'écoulement des gaz dans les cylindres des MCI sont élevées, et donc qu'il est pertinent d'utiliser une corrélation de convection forcée turbulente (7). Comme les chambres de combustion ont une géométrie cylindrique, il décide d'utiliser une relation de type Dittus-Boetler (8) où l'exposant du nombre de Reynolds est 0,8. Comme Annand, il néglige les variations du nombre de Prandtl. La combinaison des équations (5) et (8) donne la relation (26).

$$h = C_1 k D^{-0.2} \rho_{cyl}^{0.8} \nu^{0.8} \mu^{-0.8} \quad (26)$$

Avec ρ_{cyl} la masse volumique du gaz. En utilisant la loi des gaz parfaits pour exprimer celle-ci en fonction de la température et de la pression, et comme la conductivité thermique et la viscosité dynamique du diazote sont respectivement proportionnelles à $T^{0.75}$ et $T^{0.6}$, la relation peut être formulée de la façon suivante (27) :

$$h = C_1 D^{-0.2} P_{cyl}^{0.8} T_{cyl}^{-0.53} \nu^{0.8} \quad (27)$$

Selon Woschni, lorsqu'il n'y a pas de combustion le mouvement du gaz n'est affecté que par le mouvement du piston. Durant la combustion et la détente, une vitesse additionnelle v_c est fournie au gaz du fait de la réaction chimique. Le terme de vitesse a donc pour expression (28):

$$v = C_2 V_p + v_c \quad (28)$$

Avec $v_c = 0$ avant le début de la combustion. Afin de caractériser cette vitesse additionnelle, il choisit de l'exprimer en fonction de la pression dans le cylindre, celle-ci augmentant fortement avec la combustion, mais d'y retrancher la pression P_{mot} que l'on aurait eue sans combustion afin d'annuler v_c lors de la compression. L'expression est donnée par l'équation (29):

$$v_c = C_3 \frac{V_{cyl} T_1}{P_1 V_1} (P_{cyl} - P_{mot}) \quad (29)$$

Où P_1 , T_1 et V_1 sont respectivement la pression, la température et le volume correspondant à un état de référence, par exemple à la fin de l'admission ou à l'allumage. Le terme $P_1 V_1 / T_1$ est proportionnel à la masse de gaz enfermée et a pour but de limiter l'influence de la charge sur le terme de vitesse.

Au moyen de bilans d'énergie réalisés sur les résultats d'essais expérimentaux et en combinant les équations (27), (28) et (29) il obtient la relation (30) :

$$h = C_1 D^{-0,2} P_{cyl}^{0,8} T_{cyl}^{-0,53} \left(C_2 V_P + C_3 \frac{V_{cyl} T_1}{P_1 V_1} (P_{cyl} - P_{mot}) \right)^{0,8} \quad (30)$$

Avec :

- $C_1 = 110$
- $C_2 = 6,18$ pour l'échappement et l'admission,
- $C_2 = 2,28$ pour la compression, la combustion et la détente,
- $C_3 = 3,24 \cdot 10^{-3} m \cdot s^{-1} \cdot K^{-1}$.

Sur la Figure 5 Woschni compare son modèle à ceux proposés par d'autres auteurs avant lui. On peut noter d'importantes différences, que ce soit au niveau de la compression, de la combustion ou de la détente. Ces différences peuvent être attribuées au fait que les corrélations ont été développées sur des moteurs parfois très différents et qu'il est nécessaire d'adapter les coefficients de calibration au moteur étudié.

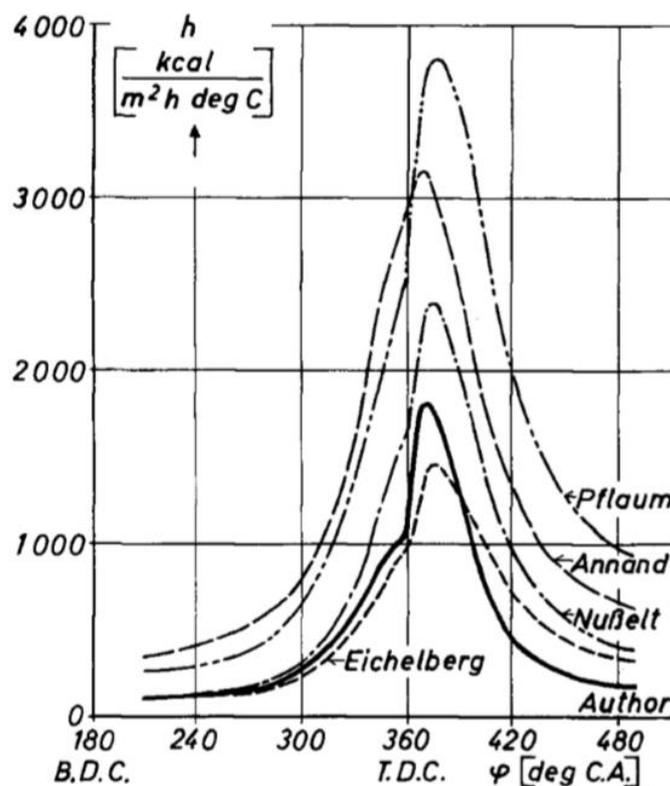


Figure 5 : Comparaison entre le modèle de Woschni et ceux de Nusselt, Eichelberg, Pflaum et Annand [20]

Quelques années plus tard Woschni dans [21] propose une amélioration de son modèle par la prise en compte du swirl dans le terme de vitesse. Pour cela il remplace la constante C_2 par l'expression (31).

$$C_2 = C_{w1} + C_{w2} \frac{C_u}{V_P} \quad (31)$$

Où C_{w1} et C_{w2} sont des constantes :

- $C_{w1} = 6,18$ et $C_{w2} = 0,417$ pour l'échappement et l'admission,
- $C_{w1} = 2,28$ et $C_{w2} = 0,308$ pour la compression, la combustion et la détente.

Le terme C_u représente la vitesse circonférentielle du gaz et peut être calculée par l'équation (32)

$$C_u = \pi D N_D \quad (32)$$

Avec N_D la vitesse de rotation mesurée par un anémomètre à hélice de diamètre $0,7D$ dans le cadre d'essais culasse en régime stationnaire.

L'expression du coefficient d'échange, validée expérimentalement grâce à des mesures directes de flux de chaleur par Shiling et Woschni en 1979 [22], est donnée par l'équation (33).

$$h = C_1 D^{-0,2} P_{cyl}^{0,8} T_{cyl}^{-0,53} \left(C_{w1} V_P + C_{w2} C_u + C_3 \frac{V_{cyl} T_1}{P_1 V_1} (P_{cyl} - P_{mot}) \right)^{0,8} \quad (33)$$

En 1990 Huber, Woschni et Zeilinger [23] proposent une autre modification du modèle original de Woschni (30) afin de mieux simuler les pertes aux parois sur des points de fonctionnement faiblement chargés. En effet les pertes étant sous-estimées durant la course de compression, ils décident d'augmenter la valeur de C_1 à 127,9 et de modifier le terme de vitesse de gaz. Les auteurs distinguent faibles et fortes charges, définies dans ce cas par la pression moyenne indiquée, et modifient la vitesse de la façon suivante :

- Si $C_3 \frac{V_{cyl} T_1}{P_1 V_1} (P_{cyl} - P_{mot}) < 2C_2 V_P \left(\frac{V_m}{V_1} \right)^2 PMI^{-0,2}$ alors

$$v = V_P \left[1 + \left(\frac{V_m}{V_1} \right)^2 PMI^{-0,2} \right] \quad (34)$$

- Si $C_3 \frac{V_{cyl} T_1}{P_1 V_1} (P_{cyl} - P_{mot}) \geq 2C_2 V_P \left(\frac{V_m}{V_1} \right)^2 PMI^{-0,2}$ alors

$$v = V_P \frac{C_3 V_{cyl} T_1}{C_2 P_1 V_1} (P_{cyl} - P_{mot}) \quad (35)$$

Avec V_m le volume mort et PMI la pression moyenne indiquée en bars.

Plus récemment en 2004, Chang et al. [24] proposent une modification du modèle original de Woschni. Après avoir réalisé de nombreuses mesures de flux de chaleur sur le piston et la culasse d'un moteur HCCI, les auteurs comparent les modèles de Woschni, Hohenberg et Annand et Ma comme on peut le voir sur la Figure 6. Alors que le modèle d'Hohenberg est le plus proche de leurs mesures, celui de Woschni sous-estime fortement les pertes aux parois lors de la compression et surestime celles-ci lors de la combustion. Ils décident de retirer le terme de combustion du terme de vitesse et obtiennent la Figure 7. Il apparaît alors que le modèle de Woschni réduit produit de bien meilleurs résultats que le modèle original, bien que les pertes aux parois soient toujours surestimées lors de la détente. Afin de remédier à ce fait, ils étudient différentes distances caractéristiques et l'influence de l'exposant de la température de gaz.

Ils décident alors de remplacer l'alésage par la hauteur instantanée de la chambre de combustion, de réduire l'influence du terme de combustion dans la vitesse par un facteur six et de réduire l'exposant de la température de gaz. Ils obtiennent ainsi la relation (36).

$$h = C_1 L(t)^{-0,2} P_{cyl}^{0,8} T_{cyl}^{-0,73} \left(C_2 V_P + C_3 \frac{V_{cyl} T_1}{6 P_1 V_1} (P_{cyl} - P_{mot}) \right)^{0,8} \quad (36)$$

Avec $L(t)$ la hauteur instantanée de la chambre de combustion.

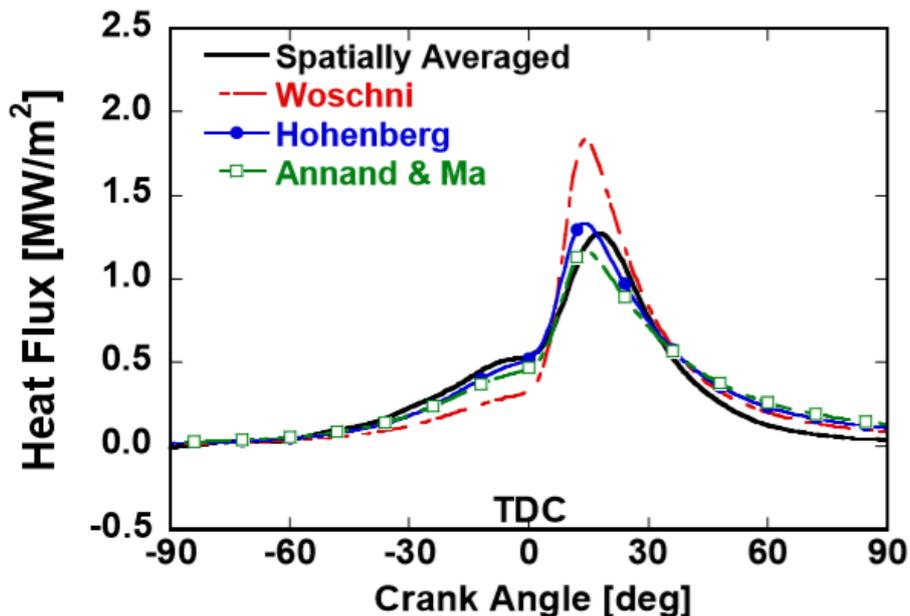


Figure 6 : Comparaison des modèles de Woschni, Hohenberg et Annand et Ma avec des mesures directes de flux de chaleur [24].

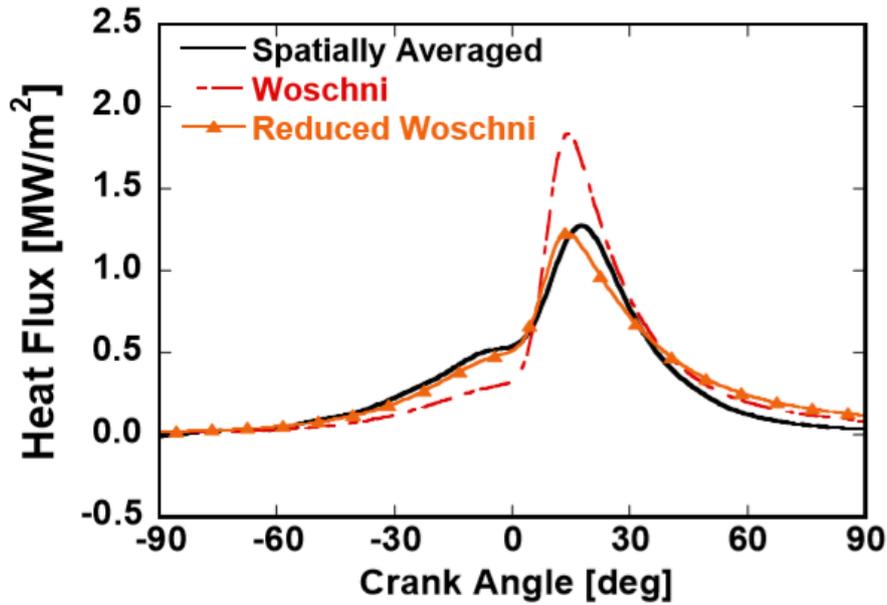


Figure 7 : Comparaison du modèle de Woschni et de sa version réduite avec des mesures directes de flux de chaleur [24].

En 2007, Wang et al. [25] réalisent des mesures de flux sur la chemise d'un moteur à allumage commandé à injection directe sur des points de fonctionnement à faible régime et faible charge. Après avoir comparé plusieurs modèles et notamment celui de Chang et al. ils constatent qu'une version réduite de ce dernier, c'est-à-dire sans terme de combustion, fournit de meilleurs résultats sur les points de fonctionnement étudiés.

Olmeda et al. dans [26] s'intéressent à l'influence du tumble sur les transferts thermiques. Ils repartent du modèle de Woschni et de façon similaire à la prise en compte du swirl dans l'équation (33) ils modifient le terme de vitesse de gaz. Pour cela, ils utilisent une combinaison de calculs CFD et d'essais spécifiques où le moteur est entraîné afin de caractériser la contribution du tumble sur les pertes aux parois. L'expression du terme de vitesse obtenu est donnée par l'équation (37).

$$v = C_{t1}V_p + C_{t2}\bar{v}_t f_w + C_3 \frac{V_{cyl}T_1}{P_1V_1} (P_{cyl} - P_{mot}) \quad (37)$$

Où C_{t1} et C_{t2} sont des constantes, \bar{v}_t est la vitesse caractéristique moyenne durant l'admission et f_w une fonction de dissipation du tumble. Les expressions de \bar{v}_t et f_w sont données respectivement par les équations (38) et (39).

$$\bar{v}_t = \frac{360\eta_{tr}\dot{m}_a}{A_{eff}\bar{\rho}_a\Delta\alpha_{IVO-IVC}} \quad (38)$$

Avec η_{tr} le rendement de trapping, c'est-à-dire le rapport entre la masse d'air enfermée dans le cylindre et celle traversant les soupapes d'admission, \dot{m}_a le débit d'air traversant les soupapes, A_{eff} la section effective des soupapes d'admission, $\bar{\rho}_a$ la masse volumique moyenne durant l'admission et $\Delta\alpha_{IVO-IVC}$ la durée de la course d'admission.

$$f_w(\alpha) = e^{a\left(\frac{\alpha-\alpha_0}{\alpha_f-\alpha_0}\right)^m} \quad (39)$$

Où f_w est une fonction en S dont la valeur varie entre 0 et 1, assurant une dissipation complète peu après le PMH, comme on peut le voir sur la Figure 8. Le modèle simple de tumble fournit une évolution de la vitesse similaire à celle issue des calculs CFD. Sur la Figure 9, les auteurs comparent, dans le cadre d'essais moteur entraîné, leur modèle avec le modèle de Woschni original ainsi qu'aux pertes aux parois calculées au moyen d'une méthode thermodynamique basée sur le calcul d'un coefficient polytropique. On remarque que le modèle d'Olmeda et al. n'est pas centré sur le PMH et qu'il n'est pas symétrique, contrairement à celui de Woschni. Cela s'explique par le fait que la vitesse du gaz est beaucoup plus importante lors de l'admission que lors de la détente.

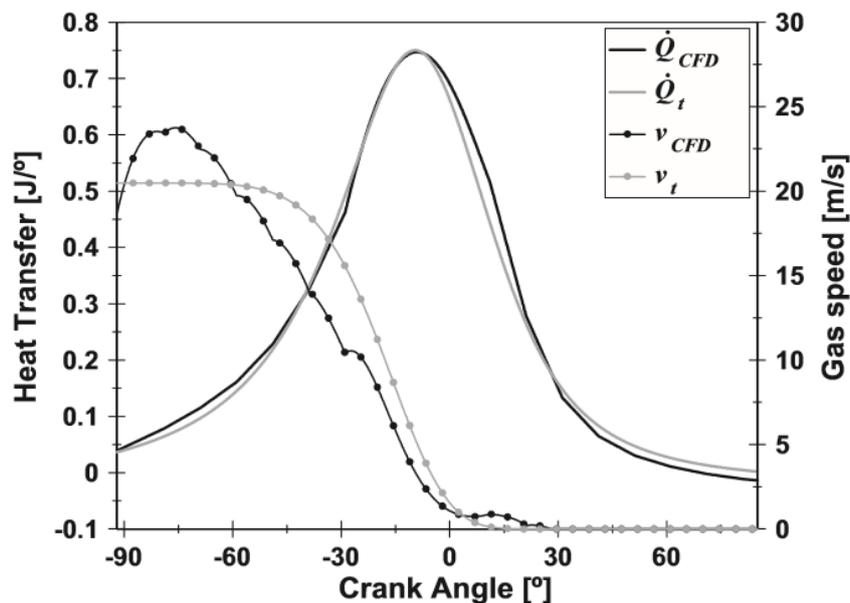


Figure 8 : Comparaison entre le modèle de tumble et les résultats issus de calculs CFD [26]

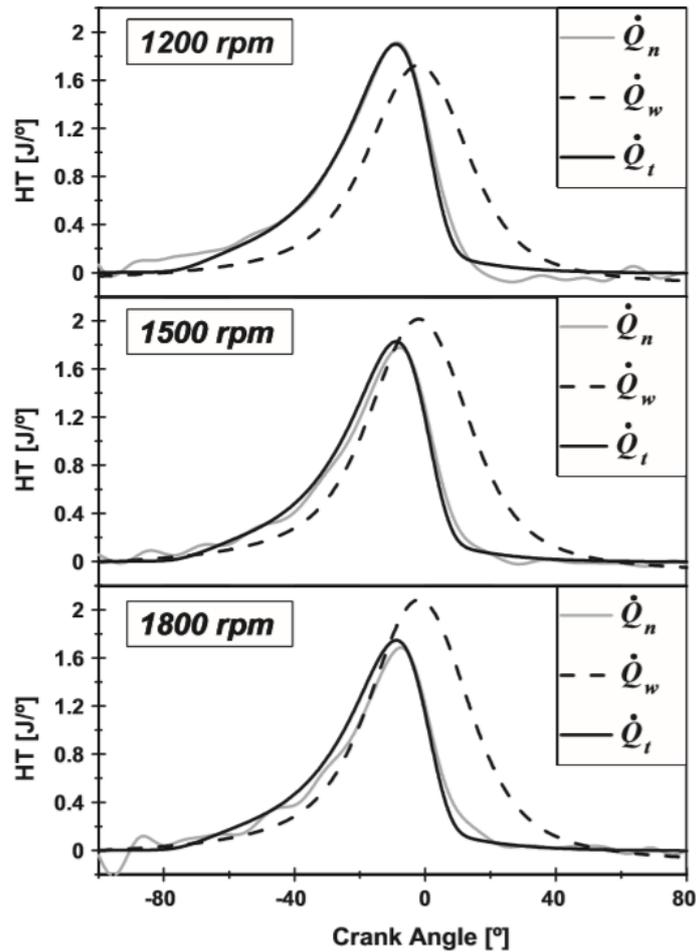


Figure 9 : Comparaison entre le modèle d'Olmeda et al. \dot{Q}_t et de Woschni \dot{Q}_w avec les flux de chaleur expérimentaux obtenus par analyse thermodynamique \dot{Q}_n [26].

En 1979 Hohenberg [27] propose un des modèles de pertes aux parois les plus utilisés du fait de la simplicité de sa formulation. Il reprend l'expression fournie par l'équation (27) et propose de remplacer l'alésage par le diamètre \bar{D} d'une sphère qui aurait le même volume instantané que le cylindre comme exprimé par l'équation (40).

$$V_{cyl} = \frac{\pi \bar{D}^3}{6} \quad (40)$$

Ce qui peut être reformulé par l'équation (41) :

$$\bar{D} = cst V_{cyl}^{0,33} \quad (41)$$

Et finalement, on obtient la relation (42).

$$D^{-0,2} = \bar{D}^{-0,2} = cst V_{cyl}^{-0,066} \approx cst V_{cyl}^{-0,06} \quad (42)$$

En se basant sur les résultats d'une série d'essais expérimentaux, il décide de réduire légèrement l'exposant de la température à $-0,5$ et celui de la pression à $0,6$. Concernant le terme de vitesse, Hohenberg est conscient du fait que l'écoulement varie fortement en fonction de l'angle de vilebrequin, notamment du fait de la combustion. Il décide de reconduire l'utilisation de la vitesse moyenne du piston pour prendre en compte les différents régimes de rotation du moteur, mais inclut l'influence de la pression et la température pour mieux rendre compte de la vitesse issue de la combustion, comme on peut le voir dans l'équation (43) :

$$v^{0,8} = P_{cyl}^{0,2} T_{cyl}^{0,1} (V_P + C_2)^{0,8} \quad (43)$$

La formulation finale du coefficient d'échange est donnée par l'équation (44) :

$$h = C_1 V_{cyl}^{-0,06} P_{cyl}^{0,8} T_{cyl}^{-0,4} (V_P + C_2)^{0,8} \quad (44)$$

Après le dépouillement d'essais sur six MCI différents, il recommande l'utilisation des valeurs suivantes pour les constantes de calibration : $C_1 = 130$, $C_2 = 1,4$.

Sur la Figure 10, Hohenberg compare son modèle à celui de Woschni. On remarque que la modification de l'exposant de la température couplée à l'ajout du volume du cylindre permet bien de prendre en compte l'augmentation du flux de chaleur due à la combustion d'une façon similaire à celle du modèle de Woschni. Néanmoins son modèle a pour mérite de corriger le principal défaut de celui de Woschni, à savoir une sous-estimation des pertes durant la compression.

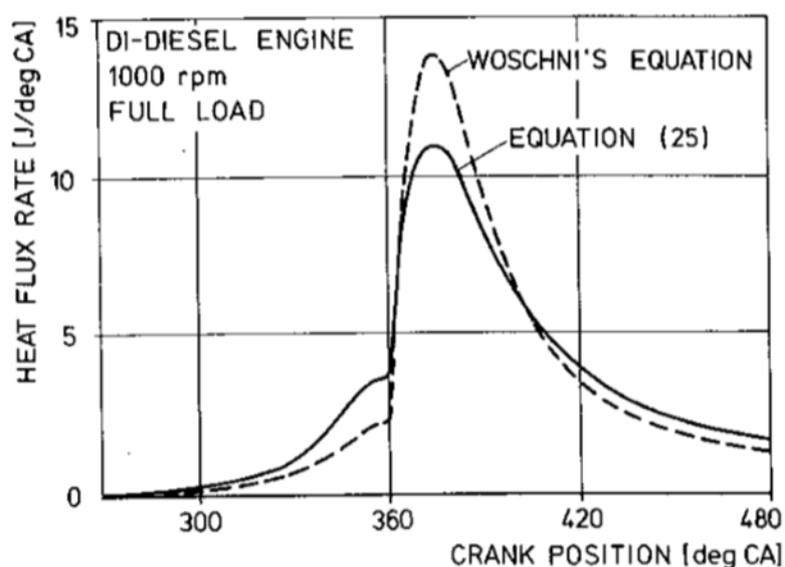


Figure 10 : Comparaison entre le modèle de Hohenberg et celui de Woschni [27].

Han et al. dans [28] présentent en 1997 leur modèle de pertes, basé sur les corrélations de convection forcée en régime turbulent (3). L'exposant du nombre de Reynolds variant généralement entre 0,7 et 0,8 dans la littérature, ils choisissent de prendre la valeur 0,75. Concernant le terme de vitesse, ils gardent la contribution de la vitesse moyenne du piston mais ajoutent un terme de combustion basé sur le dégagement de chaleur net, comme on peut le voir sur l'équation (45) :

$$v = C_2 V_P + C_3 \left(1,35 P_{cyl} \frac{dV_{cyl}}{dt} + V_{cyl} \frac{dP_{cyl}}{dt} \right) \quad (45)$$

La forme globale du coefficient d'échange est donnée par la relation (46).

$$h = C_1 D^{-0,25} P^{0,75} T^{-0,465} \left(C_2 V_P + C_3 \left(1,35 P_{cyl} \frac{dV_{cyl}}{dt} + V_{cyl} \frac{dP_{cyl}}{dt} \right) \right)^{0,75} \quad (46)$$

Avec $C_1 = 687$, $C_2 = 0,494$ et $C_3 = 7,3 \cdot 10^{-7}$.

I.2.3 Les modèles phénoménologiques

Dans cette partie, des modèles significativement plus complexes vont être présentés. Bien qu'ils soient toujours basés sur une approche zéro-dimensionnelle, ils nécessitent l'utilisation d'autres sous-modèles pour rendre compte plus en détail de la phénoménologie des transferts de chaleur aux parois des chambres de combustion.

Irimescu [29] en 2013 propose un modèle applicable uniquement lorsque le moteur est entraîné. Bien que toujours basé sur la convection forcée en régime turbulent dans les conduites cylindriques, la corrélation de Gnielinski [6] est préférée à celle de Dittus-Boetler (8). En effet, comme l'écoulement au sein d'un cylindre de moteur est difficilement comparable à un écoulement turbulent complètement développé, la corrélation de Gnielinski permet de déterminer le coefficient d'échange lorsque le rapport longueur sur diamètre est faible. Le coefficient d'échange a l'expression suivante (47) :

$$h = \frac{k}{D} \frac{\frac{f}{8} (Re - 1000) Pr}{1 + 12,7 \left(\frac{f}{8} \right)^{0,5} (Pr^{2/3} - 1)} \left(1 + \left(\frac{D}{L} \right)^{2/3} \right) \left(\frac{\mu_g}{\mu_p} \right)^{0,14} \quad (47)$$

Avec L la course, μ_g et μ_p les viscosités dynamiques évaluées respectivement à la température du gaz et à celle de la paroi et f le coefficient de friction calculé en fonction du nombre de Reynolds par la relation $f = (1,82 \log_{10}(Re) - 1,64)^{-2}$.

Afin d'améliorer la description de la vitesse du gaz par rapport à l'utilisation de la vitesse moyenne du piston, l'auteur utilise un modèle k- ϵ simplifié. L'expression de la vitesse instantanée de l'ensemble du gaz est donnée par l'équation (48) :

$$v = \sqrt{U^2 + u'^2 + \left(\frac{U_p}{2}\right)^2} \quad (48)$$

Avec U_p la vitesse instantanée du piston et les vitesses U et u' calculées via le concept de cascade turbulente : $U = \left(\frac{2K}{m}\right)^{1/2}$ et $u' = \left(\frac{2k'}{3m}\right)^{1/2}$ où K est l'énergie cinétique, k' l'énergie cinétique turbulente et m la masse de gaz.

En 2015, Irimescu et al. [30] présentent un modèle cette fois basé sur une corrélation convective de type jet impactant une plaque plane, dont la formulation donnée par l'équation (49) est similaire à celle de Sieder et Tate (9).

$$Nu = 0,037 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{1/3} \cdot \left(\frac{T_{cyl}}{T_p}\right)^{0,11} \quad (49)$$

Ils utilisent un modèle de combustion à deux zones combiné au modèle k- ϵ simplifié présenté dans [29] auquel ils ajoutent un terme afin de prendre en compte l'influence de la combustion. Ce terme repose sur l'hypothèse qu'au cours de la combustion, l'expansion des gaz brûlés représente une contribution d'énergie cinétique, ce qui a pour effet d'augmenter la vitesse caractéristique du gaz. Dans le cas d'une flamme sphérique, l'expression des contributions pour les gaz brûlés U_b et les gaz frais U_f est donnée respectivement par les équations (50) et (51).

$$U_b = \frac{d\left(\sqrt{\frac{1}{2}} \frac{V_b}{\pi L}\right)}{dt} \quad (50)$$

$$U_f = \frac{d\left(\sqrt{\frac{1}{2}} \frac{V_{cyl} + V_b}{\pi L}\right)}{dt} \quad (51)$$

Où V_b est le volume de la zone de gaz brûlés. La vitesse caractéristique de chaque zone est donc exprimée par la relation (52).

$$v_{b/f} = \sqrt{U_{b/f}^2 + u_{b/f}^2 + \left(\frac{U_p}{2}\right)^2} \quad (52)$$

Chaque zone échange de la chaleur avec les parois via la loi de Newton (2) en utilisant la température de la zone concernée $T_{b/f}$ et une surface équivalente définie par la surface totale multipliée par le rapport du volume de la zone sur le volume total $S_{b/f} = S \frac{V_{b/f}}{V_{cyl}}$.

La Figure 11 représente l'évolution de la vitesse du gaz au cours de la partie fermée du cycle. Celle-ci décroît au cours de la compression du fait de la dissipation de l'énergie cinétique acquise lors de l'admission. Puis dans le cas moteur allumé, elle augmente du fait de l'expansion des gaz brûlés provoquée par la combustion.

Irimescu et al. comparent leur modèle à ceux d'Annand et Woschni, ainsi qu'à des mesures directes de pics de flux de chaleur où le carburant est soit du méthane soit de l'hydrogène. Comme on peut le voir sur la Figure 12, leur modèle fournit de bons résultats dans le cas du méthane, alors que les modèles d'Annand et Woschni respectivement sous-estiment et surestiment le pic de flux de chaleur. Dans le cas de l'hydrogène, les résultats sont nettement moins bons, mais les auteurs précisent que les mesures sont locales et non globales, ce qui pourrait fausser les résultats.

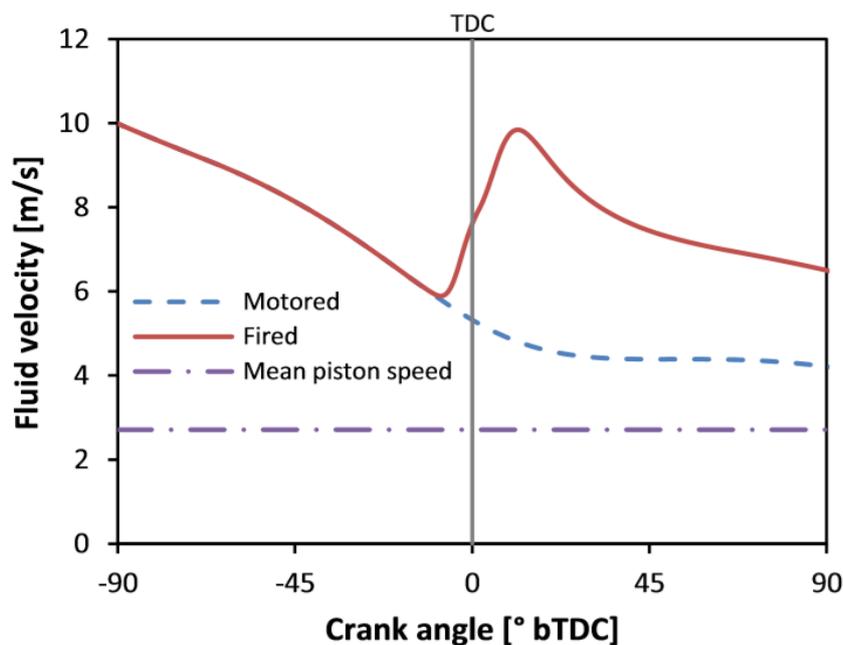


Figure 11 : Evolution de la vitesse du gaz moteur entraîné et moteur allumé pour le modèle d'Irimescu et al. [30].

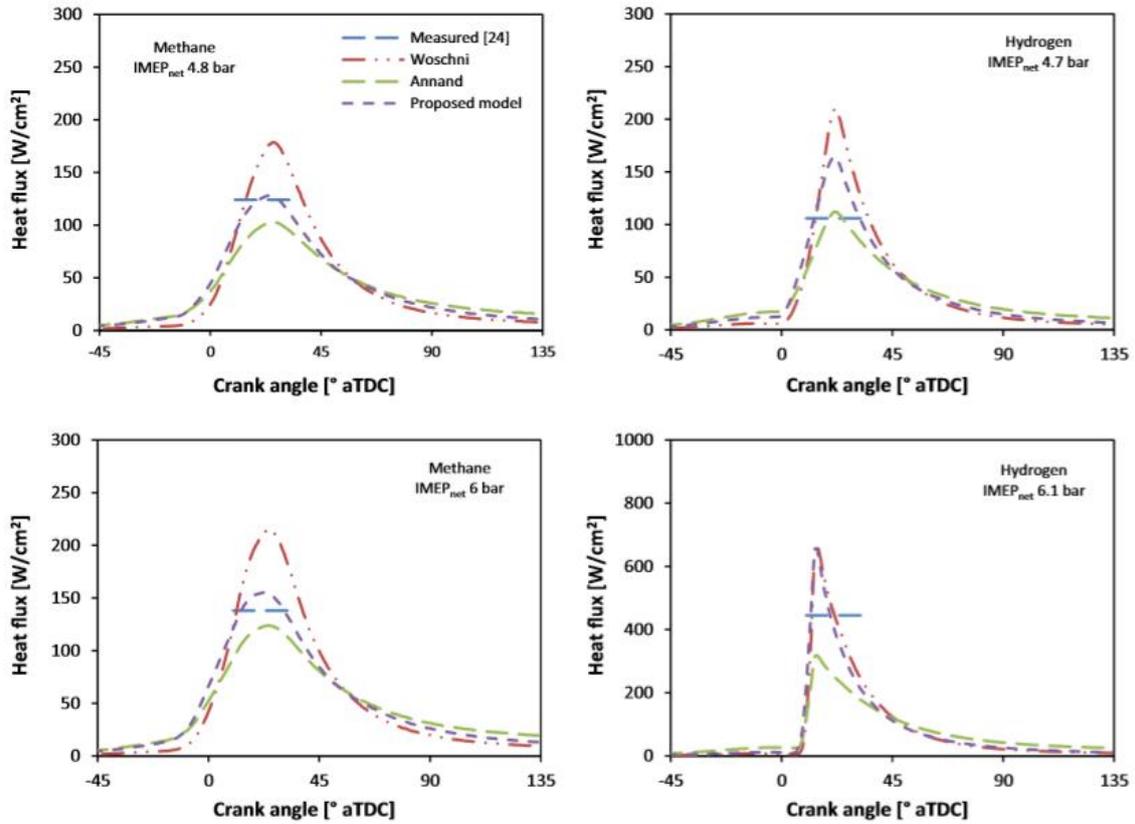


Figure 12 : Comparaison du modèle d'Irimescu et al. avec les modèles d'Annand et Woschni [30].

Schubert et al. [31] en 2005 proposent un modèle de pertes spécifique aux moteurs diesel. En effet comme le modèle d'Annand, leur modèle possède une part convective et une part radiative. La partie convective est basée sur l'analogie de Reynolds-Colburn (53) :

$$h_{conv} = \frac{1}{2} \rho v C_p C_f Pr^{-2/3} \quad (53)$$

Avec C_f le coefficient de friction. Les auteurs distinguent les différentes surfaces de la chambre de combustion afin de définir les composantes de vitesses appropriées pour chaque surface comme on peut le voir sur la Figure 13.

Bien que l'écoulement au sein de la chambre soit tridimensionnel, chaque surface ne voit que deux composantes de la vitesse ; soit les composantes axiales et tangentielles pour les surfaces verticales, soit les composantes radiales et tangentielles pour les surfaces horizontales. Les auteurs utilisent la relation (54) afin de caractériser la vitesse pour chaque surface.

$$v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + 2k} \quad (54)$$

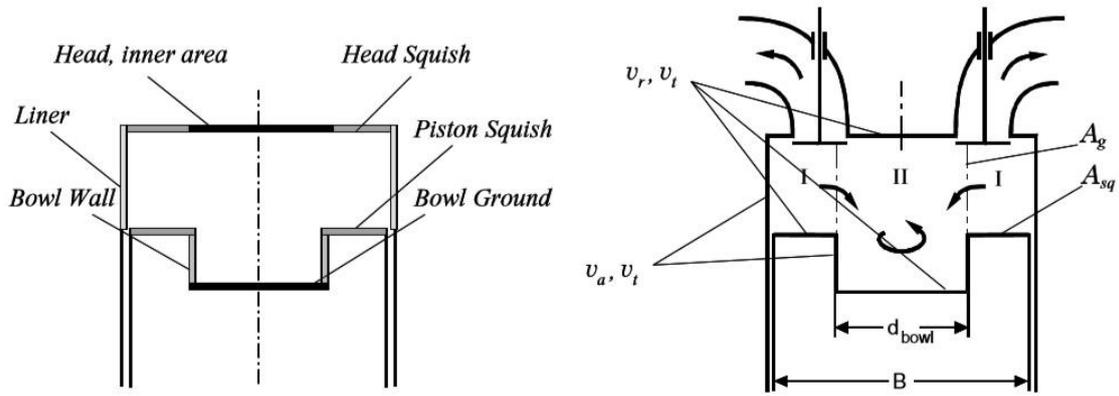


Figure 13: Surfaces et composantes de vitesse dans une chambre de combustion diesel [31]

Où les indices x et y correspondent aux composantes vues par la surface et k est l'énergie cinétique turbulente. Ils utilisent des calculs CFD afin de définir les différents termes de l'équation (54). Ils choisissent d'utiliser la moitié de la vitesse instantanée du piston comme vitesse axiale. La vitesse radiale est quant à elle définie par la vitesse de squish v_{sq} donnée par l'équation (55).

$$v_{sq} = U_p \frac{S_{sq}}{S_g} \frac{V_b}{V_{cyl}} \quad (55)$$

Avec S_{sq} la surface de squish, S_g l'aire séparant le volume de squish de celui au-dessus du bol et V_b le volume du bol.

Concernant la vitesse tangentielle, les auteurs utilisent la conservation du moment angulaire appliqué au volume du bol ($i = 1$) et au reste de la chambre de combustion ($i = 2$), formulée de la façon suivante (56) :

$$\frac{d(I_i \omega_i)}{dt} = M_{in, i} - M_{f, i} - M_{out, i} + M_{sq, 12} + M_{v, 12} \quad (56)$$

Où $M_{in, i}$ et $M_{out, i}$ sont les variations du moment dues au transfert de masse, $M_{f, i}$ est la diminution du moment due aux frottements avec les parois et $M_{sq, 12}$ et $M_{v, 12}$ les échanges de moment entre les volumes dus respectivement au squish et aux frottements visqueux.

Concernant l'énergie cinétique turbulente, les auteurs utilisent un modèle $k-\epsilon$ global. Ce dernier prend en compte l'influence de la compression, de l'admission, de l'échappement, du squish et de l'injection, comme on peut le voir sur l'équation (57).

$$\rho \frac{dk}{dt} = \frac{2}{3}(1+a)k \frac{d\rho}{dt} - C_{diss}\rho\varepsilon + \frac{\dot{m}_{in}}{V_{cyl}}k_{in} + \frac{\dot{m}_{out}}{V_{cyl}}k_{out} + \frac{\dot{m}_{sq}}{V_{cyl}}k_{sq} + \frac{\dot{m}_{inj}}{V_{cyl}}k_{inj} \quad (57)$$

Une fois la vitesse caractéristique déterminée, le coefficient de friction de la relation (53) peut être calculé via l'équation (58).

$$C_f = 0,0592Re^{-0.2} \quad (58)$$

Selon les auteurs, la part radiative du transfert peut être élevée. Ils choisissent de négliger le rayonnement du gaz et de ne considérer que celui des particules de suies. Afin de caractériser ce rayonnement, il est nécessaire de connaître la concentration de suie dans le cylindre à chaque instant car la mesure de celle-ci à l'échappement n'est pas représentative du fait des processus de formation et d'oxydation ayant lieu durant la combustion. Les auteurs utilisent donc des lois simples afin de modéliser ces processus, mais celles-ci ne sont pas présentées ici.

Connaissant la quantité de suie présente dans le cylindre, les auteurs discrétisent le volume et la surface de la chambre de combustion. Ils réalisent un bilan radiatif entre chaque élément de volume et de surface, le flux total transféré aux parois étant la somme des flux net reçus par les éléments de surface. Ils négligent les transferts entre les différentes parois et calculent l'émissivité, l'absorptivité et la transmittance du nuage de suie. Comme la température moyenne du gaz n'est pas adaptée pour le calcul du flux radiatif, ils font l'hypothèse que la température radiative est influencée à la fois par la température du gaz brûlé T_b et celle de la zone de réaction $T_{f,ad}$. Ils expriment la température radiative par la relation (59).

$$T_{rad} = 0,9 \left[\left(1 - \frac{m_b}{m_{tot}} \right) T_{f,ad} + \frac{m_b}{m_{tot}} T_b \right] \quad (59)$$

Les auteurs comparent ensuite leur modèle avec celui de Huber et al. ainsi qu'avec les résultats de mesures directes de flux de chaleur effectuées auparavant [32]. La Figure 14, la Figure 15 et la Figure 16 présentent respectivement les comparaisons durant l'admission, la partie fermée du cycle et la détente et l'échappement.

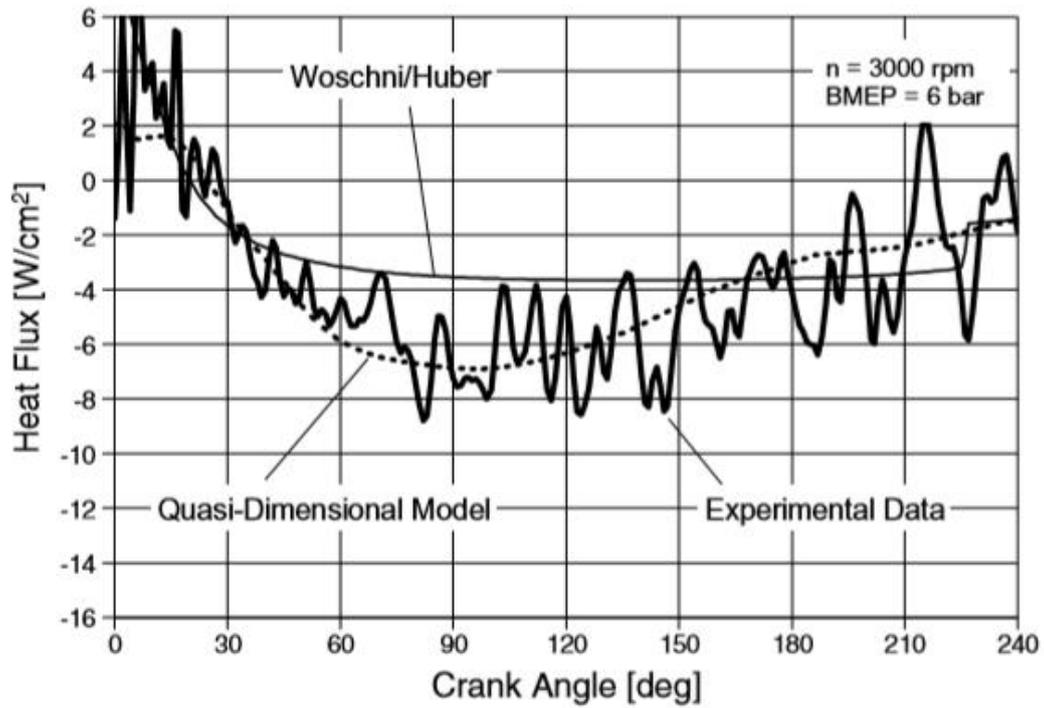


Figure 14: Comparaison des modèles de Huber et al. et de Schubert et al. avec des mesures directes de flux de chaleur lors de l'admission [31]

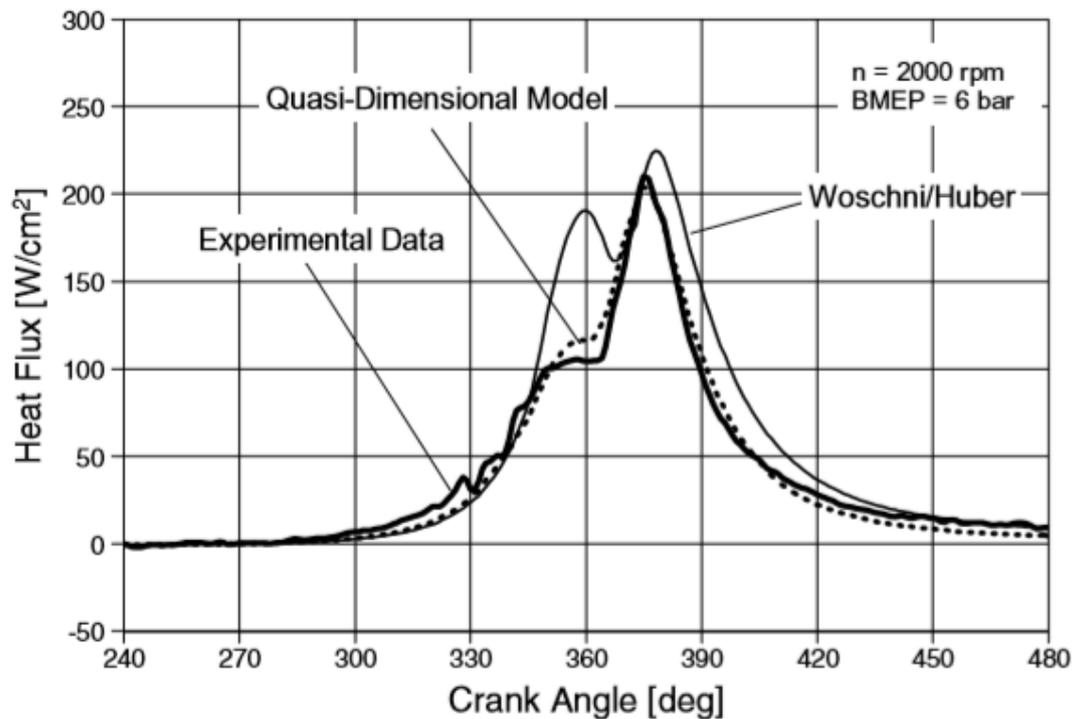


Figure 15: Comparaison des modèles de Huber et al. et de Schubert et al. avec des mesures directes de flux de chaleur lors de la phase fermée du cycle [25]

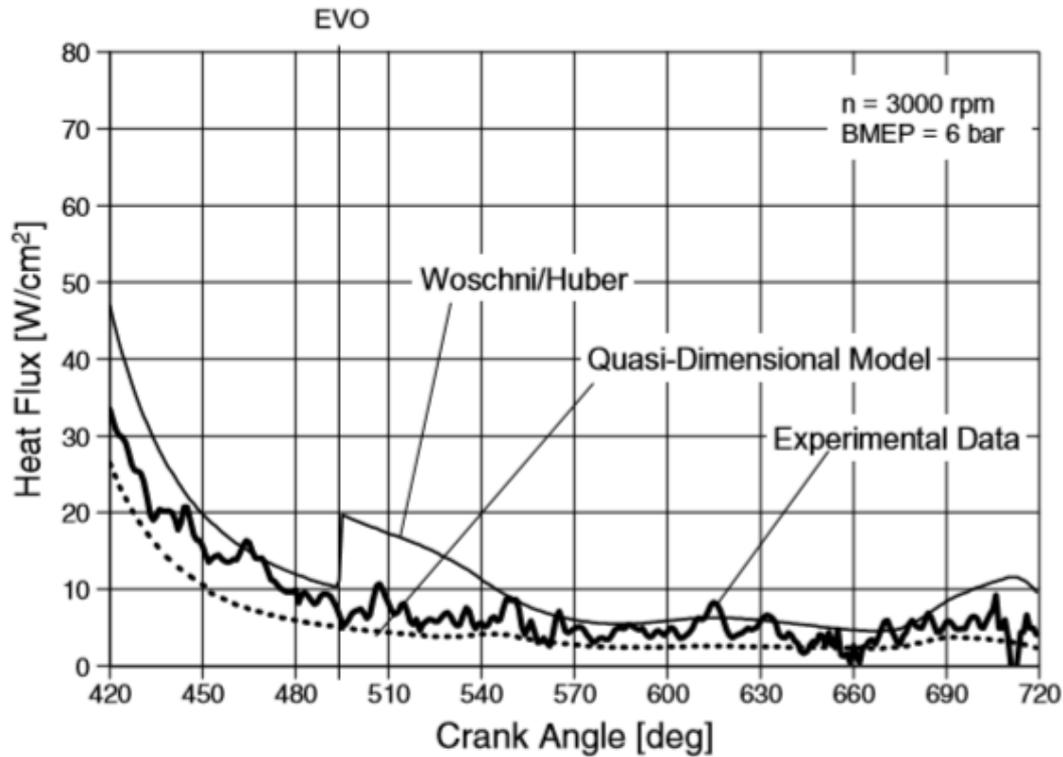


Figure 16: Comparaison des modèles de Huber et al. et de Schubert et al. avec des mesures directes de flux de chaleur lors de la détente et de l'échappement [25]

On remarque que durant l'admission, le transfert de chaleur est négatif, ce qui indique que le gaz est réchauffé par les parois. Le modèle de Huber sous-estime le transfert du fait de l'utilisation d'une vitesse de gaz constante à la différence du modèle de Schubert et al. Lors de la compression, les deux modèles sous-estiment les pertes aux parois. Néanmoins durant la combustion, le modèle de Huber et al. surestime largement le flux de chaleur au niveau du PMH et au cours de la détente. A la fin de la détente, on peut observer une discontinuité du modèle de Huber et al. due au changement de coefficient à l'ouverture des soupapes d'échappement.

Bargende [33] en 1991 propose un modèle détaillé de pertes aux parois, amélioré par Heinele et al. [34] en 2012. Comme de nombreux auteurs avant lui, il se base sur une corrélation de type convection forcée en régime turbulent (19). Pour l'exposant du Reynolds, il choisit la valeur 0,78 et ajoute un terme de combustion multiplicatif Δ , comme indiqué dans la relation (60).

$$h = C_1 D^{-0,22} k \left(\frac{\rho}{\mu} \right)^{0,78} v^{0,78} \Delta \quad (60)$$

De façon similaire à Hohenberg, il choisit une distance caractéristique équivalente au diamètre d'une sphère de même volume que la chambre de combustion (61).

$$D^{-0,22} = 1,11V_{cyl}^{-0,073} \quad (61)$$

Il choisit d'estimer les propriétés physiques à la température de la couche limite définie par la moyenne entre la température du gaz et celle de la paroi $T_m = \frac{T_{cyl} + T_p}{2}$. Concernant la conductivité thermique et la viscosité dynamique, il utilise respectivement les équations (62) et (63).

$$k = (1,15r + 2,02)10^{-4}T_m^{0,805} \quad (62)$$

$$\mu = (2,57r + 3,55)10^{-4}T_m^{0,644} \quad (63)$$

Avec r le contenu en air du gaz, variant entre 0 et 1 et défini par la relation (64) en fonction de l'excès d'air λ .

$$r = \frac{\lambda - 1}{\lambda + \frac{1}{L_{min}}} \quad (64)$$

En utilisant la loi des gaz parfaits et les équations (62) et (63), la relation (60) peut être reformulée de la façon suivante (65).

$$h = C_1 \frac{1,15r + 2,02}{(2,57r + 3,55)^{0,78}} V_{cyl}^{-0,073} P_{cyl}^{0,78} T_m^{-0,477} v^{0,78} \Delta \quad (65)$$

Le terme de vitesse du modèle de Bargende fait intervenir l'énergie cinétique turbulente k' , la vitesse instantanée du piston U_p ainsi qu'une vitesse additionnelle due à la combustion u_{cc} , comme on peut le voir sur l'équation (66).

$$v = \sqrt{\frac{8}{3}k' + U_p^2 + u_{cc}^2} \quad (66)$$

Où le terme de vitesse lié à la combustion a pour expression (67).

$$u_{cc} = \sqrt[6]{y} \frac{D}{4} \left(\frac{dy}{dt} - \frac{T_f}{T_{cyl}} \frac{dx}{dt} \right) \quad (67)$$

Avec $y = \frac{V_b}{V_{cyl}}$ est la fraction volumique brûlée, $x = \frac{m_b}{m_{cyl}}$ est la fraction massique brûlée et T_f la température des gaz frais.

L'évolution de l'énergie cinétique turbulente est représentée par un modèle k- ϵ donné par l'équation (68).

$$\frac{dk'}{dt} = -\frac{2}{3} \frac{k}{V_{cyl}} \frac{dV_{cyl}}{dt} - \epsilon \frac{k'^{1,5}}{L} + \epsilon_{sq} \frac{k'_{sq}{}^{1,5}}{L} \quad (68)$$

Où $L = \sqrt[3]{\frac{6}{\pi} V_{cyl}}$ est l'échelle caractéristique. k'_{sq} et ϵ_{sq} font référence au squish dans le cas où le piston présente un bol.

Finalement, le terme de combustion Δ est exprimé dans la relation (69)

$$\Delta = \frac{\sqrt[3]{y^2} (T_b - T_f) + (T_f - T_p)}{T_{cyl} - T_p} \quad (69)$$

Avec T_b la température des gaz brûlés. La température des gaz frais peut être calculée via une transformation polytropique et la température des gaz brûlés via la fraction de masse brûlée.

Huegel et al. [35] en 2015 comparent leurs mesures directes de flux de chaleur avec les modèles de Bargende, Woschni et Hohenberg. Ils réalisent un balayage d'avance sur un moteur monocylindre à injection directe et allumage commandé, et obtiennent la Figure 17.

On remarque que dans les quatre cas, le modèle de Bargende surestime les pertes durant la compression alors que celui de Woschni les sous-estime. Excepté pour l'avance de référence, le modèle de Bargende fournit de meilleurs résultats sur l'ensemble compression – combustion – détente.

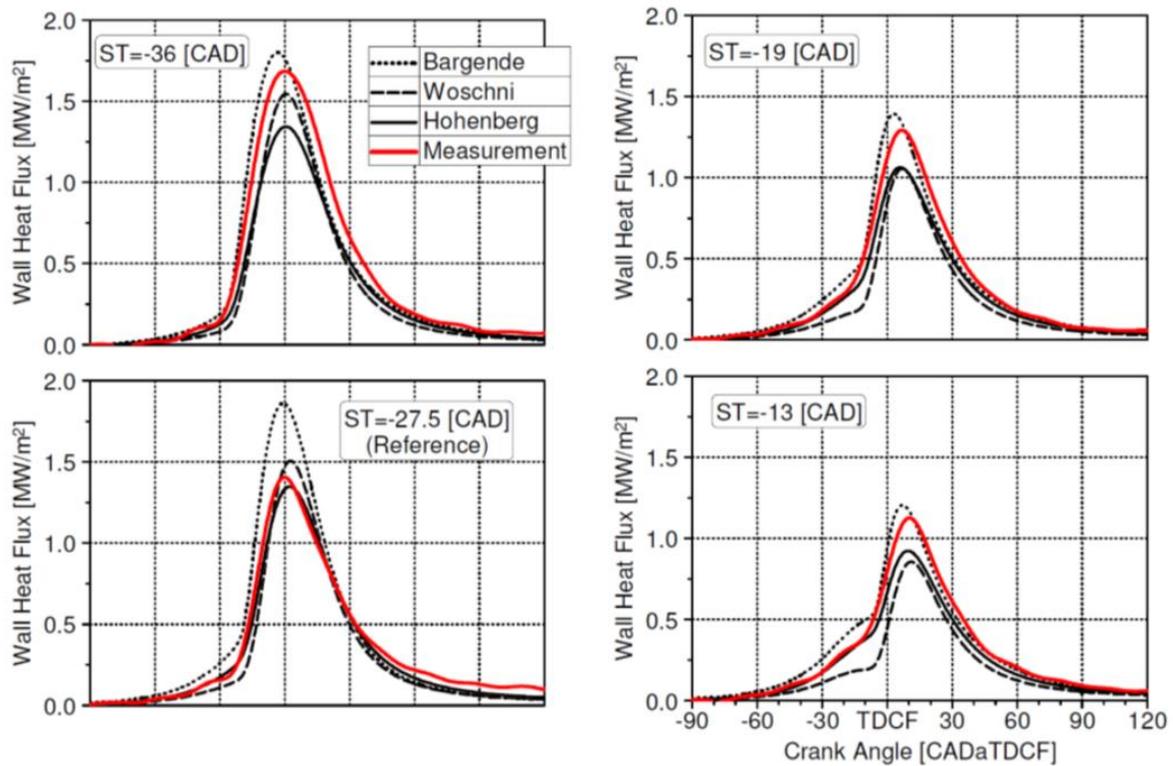


Figure 17 : Comparaison des modèles de Bargende, Woschni et Hohenberg avec des mesures directes de flux de chaleur [35].

I.2.4 Commentaires et conclusion

Les expressions des modèles présentés dans les parties précédentes sont regroupées dans le Tableau 1.

Les modèles empiriques de façon générale manquent de base physique afin de justifier l'emploi des exposants de température et pression. Comme montré par Annand [16], nombre de ces modèles sont incapables d'estimer correctement les transferts thermiques lorsqu'ils sont appliqués à d'autres moteurs que ceux ayant été utilisés lors de leur mise au point. Néanmoins, il apparaît que c'est aussi le cas de nombre de modèles semi-empiriques [24] [36]. En pratique, lorsqu'un modèle de transfert thermique pour les chambres de combustion est appliqué sur un moteur, il est nécessaire de le calibrer préalablement [24] [37] [38]. En effet il est naïf de s'attendre à ce qu'un tel modèle puisse être appliqué universellement quel que soit le moteur et ses conditions de fonctionnement. En effet ces modèles sont basés sur des corrélations de type convection forcée turbulente dans les conduites cylindriques, dont la précision est discutable même dans la configuration et les conditions où elles ont été conçues [6]. Néanmoins même si une étape de calibration est nécessaire pour adapter le modèle au moteur considéré, ce type d'approche est intéressant si le modèle est capable de prédire précisément les pertes de chaleur aux parois dans de nombreuses conditions de

fonctionnement à partir d'un nombre limité de points de calibration. Pour ce faire, il est essentiel d'inclure des termes capables de rendre compte de ces différentes conditions.

La vitesse moyenne du piston est un bon moyen de prendre en compte l'influence du régime moteur sur la vitesse moyenne des gaz dans le cylindre, mais ce terme n'est pas capable de rendre compte de l'évolution de la vitesse moyenne du gaz au cours du cycle moteur, en particulier de la dissipation de l'énergie cinétique acquise durant l'admission. Ceci génère une sous-estimation du transfert de chaleur aux parois lors de la compression avec les modèles d'Annand et Woschni, comme montré par Demuynck et al. [39]. Un modèle de dissipation d'énergie cinétique, tel qu'employé par Irimescu et al., Schubert et al. et Bargende peut être utilisé afin de remédier à cela. Néanmoins l'utilisation de ce type de modèle, en plus d'être relativement complexe, implique un effort de calibration conséquent afin d'être valable sur un champ de fonctionnement moteur. Dans le cas où il n'est pas possible d'utiliser un tel modèle, une approche de dissipation simplifiée comme proposée par Olmeda et al. peut être utilisée. Quoiqu'il en soit, il faut être prudent afin de pas surestimer le flux de chaleur aux parois lors de la compression, comme Wimmer et al. [32] l'ont montré avec l'utilisation du modèle de Bargende.

L'influence des propriétés physiques issues des nombres adimensionnels est prise en compte soit directement soit indirectement. En effet certains auteurs comme Annand [16] les estiment en fonction de la température et de la composition du gaz à partir de tables tandis que l'approche proposée par Woschni consiste à approximer ces variations par des fonctions simples de température et de pression indépendantes de la composition. Le modèle de Bargende quant à lui inclut un terme additionnel permettant de prendre en compte cette dernière. Les termes de température et pression du gaz dans le cylindre, utilisés dans un nombre important de modèles, permettent de prendre en compte l'influence de la charge et dans une moindre mesure de la combustion [27].

Concernant les exposants des termes utilisés dans les corrélations, même si certains auteurs [39] considèrent que leur modification ne peut mener qu'à un comportement moins prédictif, il convient de garder à l'esprit que ceux-ci sont basés sur des corrélations de convections forcée en régime turbulent dans les conduites cylindriques. Il est donc envisageable de procéder à de faibles modifications de ceux-ci si cela permet d'obtenir un modèle de transfert thermique plus prédictif.

Auteur(s)	Coefficient d'échange / Nombre de Nusselt
Nusselt [11]	$h = C_1(1 + C_2 V_p) P_{cyl}^{2/3} T_{cyl}^{1/3} + C_3 \frac{T_{cyl}^4 - T_p^4}{T_{cyl} - T_p}$
Eichelberg [12]	$h = C_1 V_p^{1/3} P_{cyl}^{1/2} T_{cyl}^{1/2}$
Pflaum [13]	$h = K_1 K_2 f(V_p) P_{cyl}^{1/2} T_{cyl}^{1/2}$
Elser [14]	$Nu = C_1 \left(1 + C_2 \frac{\Delta S}{C_p} \right) Re^{1/2} Pr^{1/2}$
Oguri [15]	$Nu = C_1 \left(1 + \frac{\Delta S}{C_p} \right) Re^{1/2} Pr^{1/2} [2 + \cos(\theta - 20^\circ)]$
Annand [16]	$h = C_1 \frac{k}{D} \cdot Re^{0,7} + C_2 \frac{(T_{cyl}^4 - T_p^4)}{T_{cyl} - T_p}$
Annand et Ma [18]	$h = \frac{k}{D} \cdot Re^{0,7} \left(C_1 - \frac{C_2}{\omega} \frac{dT}{dt} \frac{1}{T_{cyl} - T_p} \right) + C_3 \sigma \frac{(T_{cyl}^4 - T_p^4)}{T_{cyl} - T_p}$
Sitkei et Ramanaiah [19]	$h = C_1 d_{eq}^{-0,3} P_{cyl}^{0,7} T_{cyl}^{-0,2} V_p^{0,7} + C_2 \varepsilon \sigma \frac{(T_{cyl}^4 - T_p^4)}{T_{cyl} - T_p}$
Woschni [20]	$h = C_1 D^{-0,2} P_{cyl}^{0,8} T_{cyl}^{-0,53} v^{0,8}$ Avec $v = C_2 V_p + C_3 \frac{V_{cyl} T_1}{P_1 V_1} (P_{cyl} - P_{mot})$
Woschni swirl [21]	$h = C_1 D^{-0,2} P_{cyl}^{0,8} T_{cyl}^{-0,53} v^{0,8}$ Avec $v = C_{w1} V_p + C_{w2} C_u + C_3 \frac{V_{cyl} T_1}{P_1 V_1} (P_{cyl} - P_{mot})$
Woschni Huber [23]	$h = C_1 D^{-0,2} P_{cyl}^{0,8} T_{cyl}^{-0,53} v^{0,8}$ Avec soit : <ul style="list-style-type: none"> ▪ $v = V_p \left[1 + \left(\frac{V_m}{V_1} \right)^2 PMI^{-0,2} \right]$ ▪ $v = V_p \frac{C_3}{C_2} \frac{V_{cyl} T_1}{P_1 V_1} (P_{cyl} - P_{mot})$
Chang et al. [24]	$h = C_1 L(t)^{-0,2} P_{cyl}^{0,8} T_{cyl}^{-0,73} v^{0,8}$ avec $v = C_2 V_p + C_3 \frac{V_{cyl} T_1}{6 P_1 V_1} (P_{cyl} - P_{mot})$

Olmeda et al. [26]	$h = C_1 D^{-0,2} P_{cyl}^{0,8} T_{cyl}^{-0,53} \nu^{0,8}$ <p>Avec $v = C_{t1} V_P + C_{t2} \bar{v}_t f_w + C_3 \frac{V_{cyl} T_1}{P_1 V_1} (P_{cyl} - P_{mot})$</p>
Hohenberg [27]	$h = C_1 V_{cyl}^{-0,06} P_{cyl}^{0,8} T_{cyl}^{-0,4} (V_P + C_2)^{0,8}$
Han et al. [28]	$h = C_1 D^{-0,25} P^{0,75} T^{-0,465} \nu^{0,75}$ <p>Avec $v = C_2 V_P + C_3 \left(1,35 P_{cyl} \frac{dV_{cyl}}{dt} + V_{cyl} \frac{dP_{cyl}}{dt} \right)$</p>
Irimescu [29]	$h = \frac{k}{D} \frac{\frac{f}{8} (Re - 1000) Pr}{1 + 12,7 \left(\frac{f}{8}\right)^{0,5} (Pr^{2/3} - 1)} \left(1 + \left(\frac{D}{L}\right)^{2/3} \right) \left(\frac{\mu_g}{\mu_p}\right)^{0,14}$
Irimescu et al. [30]	$Nu = 0,037 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{1/3} \cdot \left(\frac{T_{cyl}}{T_p}\right)^{0,11}$
Schubert et al. [31]	$h = \frac{1}{2} \rho v C_p C_f Pr^{-2/3} + h_{rad}$
Bargende [33]	$h = C_1 \frac{1,15r + 2,02}{(2,57r + 3,55)^{0,78}} V_{cyl}^{-0,073} P_{cyl}^{0,78} T_m^{-0,477} \nu^{0,78} \Delta$ <p>Avec $\Delta = \frac{\sqrt[3]{y^2 (T_b - T_f) + (T_f - T_p)}}{T_{cyl} - T_p}$</p>

Tableau 1 : Récapitulatif des principaux modèles zéro-dimensionnels

Ce chapitre a permis de rappeler les bases des transferts thermiques et de décrire la phénoménologie des échanges de chaleur aux parois des chambres de combustion. Les principaux modèles zéro-dimensionnels disponibles dans la littérature ont été présentés, ce qui nous a permis de comprendre le développement historique des modèles et de mettre en évidence les paramètres clés utilisés dans la modélisation.

Il existe de nombreux modèles possédant des niveaux de description variés et nécessitant un processus de calibration plus ou moins complexe. Néanmoins il n'existe pas de conclusions claires quant à la qualité de ces modèles, que ce soit en termes de précision ou de capacité à prendre en compte différentes conditions de fonctionnement. Afin de pouvoir comparer ces modèles, il est nécessaire d'avoir accès à de nombreuses données expérimentales. En effet les modèles zéro-dimensionnels reposent sur la loi de Newton et fournissent l'expression du coefficient d'échange. Il est donc indispensable de connaître les températures de gaz et de paroi et de posséder les informations nécessaires pour leur calibration et leur évaluation. Ceci est l'objectif du chapitre suivant.

Chapitre II: Dispositifs expérimentaux et prérequis pour la modélisation des transferts thermiques

Ce chapitre a pour objectif de décrire trois éléments nécessaires à la modélisation des transferts thermiques aux parois des chambres de combustion :

- *Les dispositifs utilisés pour la caractérisation expérimentale ainsi que les campagnes de mesure réalisées,*
- *La méthodologie d'évaluation des échanges thermiques aux parois des cylindres à partir de mesures standard,*
- *La méthodologie suivie pour les sous-modèles de température.*

Dans un premier temps, les deux moteurs à allumage commandé utilisés ainsi que les campagnes expérimentales réalisées au cours de cette thèse sont présentés. La mesure de la pression dans le cylindre, grandeur particulièrement importante lorsque l'on souhaite caractériser un moteur, est ensuite discutée. Puis le calcul du dégagement de chaleur, permettant l'estimation des échanges de chaleur aux parois cumulés, est explicité et une étude de sensibilité aux données expérimentales est menée. Cette méthodologie est appliquée aux mesures de la campagne d'essais sur moteur automobile afin d'observer l'influence de différents paramètres de fonctionnement. Enfin les sous-modèles de température de gaz et de parois utilisés dans le cadre de la thèse et nécessaires à la modélisation zéro-dimensionnelle des transferts thermiques sont présentés.

II.1 Dispositifs expérimentaux et campagnes de mesure

Dans cette partie nous allons présenter les dispositifs expérimentaux utilisés ainsi que les mesures effectuées afin de caractériser les transferts thermiques dans les chambres de combustion. L'objectif des essais réalisés est de fournir une base expérimentale large permettant d'observer l'influence des paramètres de fonctionnement moteur et de tester différents modèles et différentes approches de calibration.

Deux moteurs à allumage commandé ont été étudiés dans le cadre de cette thèse, un moteur automobile de série et un moteur monocylindre. Le premier est le principal cas d'application des travaux réalisés au cours de cette thèse. Le second a permis d'effectuer des mesures spécifiques qu'il n'était pas possible de faire sur le premier. Le second moteur servira donc principalement à fournir des informations détaillées sur les transferts thermiques appliquées ensuite sur le premier moteur.

II.1.1 Le banc d'essais automobile

II.1.1.1 Description du banc

Le premier moteur est un moteur à allumage commandé quatre cylindres suralimenté, à injection directe et double déphaseur d'arbre à came, connu sous la dénomination H5Ft. Ses principales caractéristiques sont données dans le Tableau 2.

Injection	Directe (mélange homogène)
Nombre de cylindres	4
Cylindrée	1200 cc
Course	73,1 mm
Alésage	72,2 mm
Bielle	130,72 mm
Rapport volumétrique	9,25:1
Nombre de soupapes	4 par cylindre
Echappement	Déphaseur d'arbre à came (0-40°)
Admission	Déphaseur d'arbre à came (0-40°)

Tableau 2 : Caractéristiques principales du moteur H5Ft

Le moteur est installé sur un banc d'essais HORIBA TITAN D250 Dynas 3 dont le régime de rotation et le couple maximum sont respectivement de 8000 tr/min et 400 Nm. La régulation des températures de fluide (eau, huile, RAS) est effectuée au moyen d'un module Compact Rio. Un calculateur ouvert contenant des cartographies de type « série » est utilisé afin de contrôler le moteur, ce qui fournit la possibilité de modifier les paramètres de contrôle-moteur. La Figure 18 montre le H5Ft au banc d'essais.

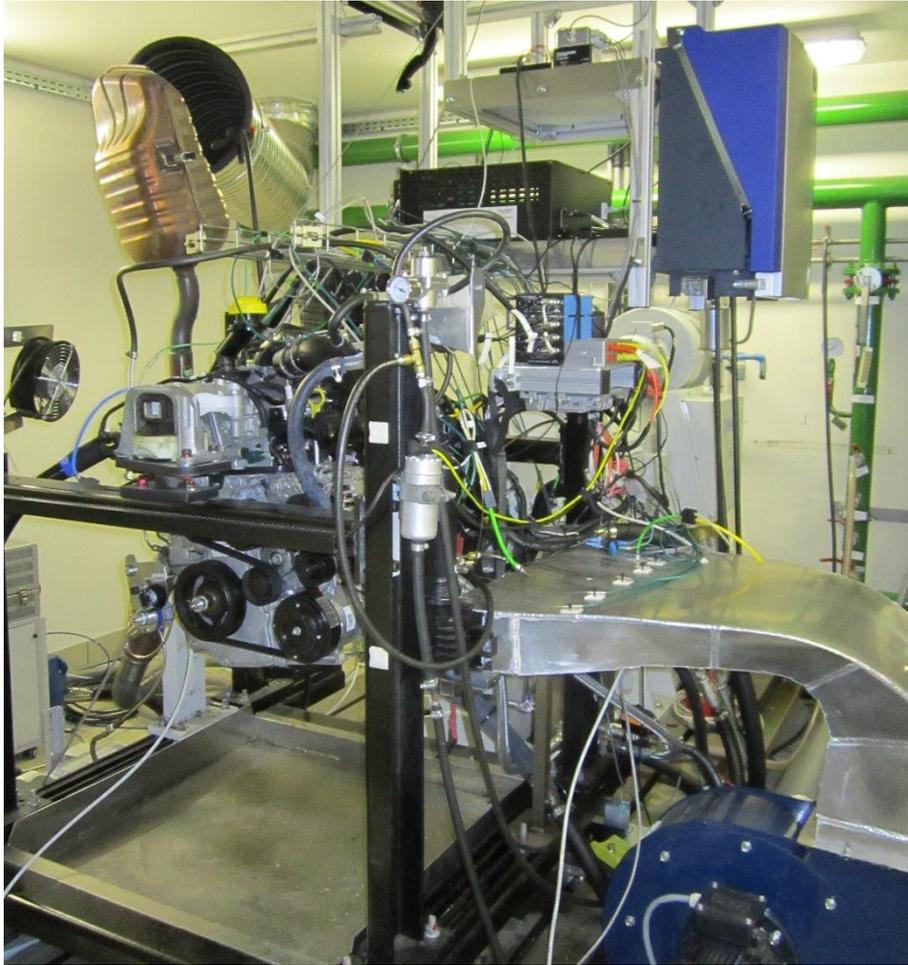


Figure 18 : Le moteur H5Ft au banc d'essais

II.1.1.2 Instrumentation et campagnes de mesures

Afin de pouvoir étudier le fonctionnement du moteur, un certain nombre de capteurs ont été installés. Ceux-ci peuvent être séparés en deux catégories, les mesures basses et hautes fréquences, ces dernières étant acquises au cours du cycle moteur et cadencées par un codeur angulaire.

Le Tableau 3Tableau 4 liste les grandeurs mesurées à basse fréquence ainsi que les moyens de mesure associés. Différentes mesures de température sont effectuées :

- Température de gaz à l'admission (type T)
- Température de gaz à l'échappement (type N)
- Températures d'entrée et de sortie du liquide de refroidissement (type T)

En plus de ces mesures, les paramètres calculateurs (avance à l'allumage, positions des déphaseurs d'arbre à cames etc.) sont enregistrés.

Quantité mesurée	Moyen de mesure	Modèle / marque
Couple	Couple mètre	Torque measuring flange F1i-650
Consommation de carburant	Balance à carburant	AVL 733S
Composition des gaz à l'échappement	Analyseur de gaz	HORIBA MEXA 7100
Richesse / Excès d'air	Sonde lambda proportionnelle	Sonde LSU
Température	Thermocouples	TC Direct (types T, K et N)
Débit volumique de liquide de refroidissement	Débitmètre à ultrasons	BAMO BAMOFLONIC
Régime moteur	Encodeur rotatif	BAUMER IVO 1000 tops/tr

Tableau 3 : Instrumentation du H5Ft pour les mesures basse fréquence

Concernant les mesures hautes fréquences, la pression cylindre est mesurée dans les quatre cylindres au moyen de bougies instrumentées. Les pressions moyennes sont mesurées à l'admission et à l'échappement des cylindres 1 à 3 tandis que le cylindre 4 est équipé de capteurs de pression rapides. Le Tableau 4 liste les capteurs de pressions utilisés pour l'instrumentation du cylindre 4. Les gammes ainsi que les incertitudes des différentes mesures sont données dans le Tableau 5.

Quantité mesurée	Moyen de mesure	Modèle / marque
Pression cylindre	Capteur piézoélectrique	Kistler Type 6115B Bougie instrumentée
Pression admission	Capteur piézorésistif	Kistler Type 4049B Refroidi par eau
Pression échappement	Capteur piézorésistif	Kistler Type 4049B Refroidi par eau

Tableau 4 : Instrumentation du H5Ft pour les mesures haute fréquence

Une campagne de mesure a été réalisée afin de caractériser l'influence du régime moteur, de la charge, de la richesse, de la température d'eau et d'huile et de l'avance à l'allumage sur les transferts thermiques aux parois de la chambre de combustion. Comme nous le verrons par la suite, l'influence de la masse enfermée dans le cylindre est particulièrement forte ; c'est pourquoi il a été choisi de décroiser complètement les soupapes afin de s'affranchir du phénomène de balayage. Les soupapes d'admission et d'échappement ne sont donc ici jamais ouvertes simultanément. Les autres paramètres de contrôle moteur sont ceux issus de la cartographie « série ».

Quantité mesurée	Gamme de mesure	Incertitude de mesure
Excès d'air	0,65 – 10,12	0,007 @ 1,016 / 0,01 @ 0,8
Thermocouple type T	-185 - 300 °C	±0,5 °C
Thermocouple type K	0 - 1100 °C	±1,5 °C
Thermocouple type N	0 - 1150 °C	±1,5 °C
Consommation de carburant	0 - 160 kg.h ⁻¹	±0,16 kg.h ⁻¹
Régime moteur	0 - 10000 tr.min ⁻¹	±0,36 ° vilebrequin
Pression cylindre	0 - 200 bars	≤ ±0,6 bar (choc thermique)
Pression admission	0 - 5 bars	≤ ±0,3% de la pleine échelle
Pression échappement	0 - 5 bars	≤ ±0,3% de la pleine échelle

Tableau 5 : Caractéristiques des capteurs utilisés sur le banc d'essai automobile.

Quatre points de fonctionnement mettant en jeu deux régimes moteur ont été sélectionnés, deux dans la zone « atmosphérique » et deux en fonctionnement suralimenté. Les régimes et charges des points sont donnés dans le Tableau 6.

Point de fonctionnement	Régime moteur (tr/min)	Pression moyenne effective (bar)
1	2000	7
2	2000	13
3	4000	7
4	4000	13

Tableau 6 : Points de fonctionnement H5Ft

Pour chaque point de fonctionnement, des variations de température de liquide de refroidissement et d'huile, d'avance à l'allumage et de richesse sont effectuées en maintenant le couple produit par le moteur constant. Ceci est accompli en ajustant la position du papillon et/ou de la wastegate du turbocompresseur.

La température de liquide de refroidissement et d'huile est régulée à 30, 60 et 90°C en gardant une avance à l'allumage fixe. L'avance à l'allumage est retardée de 5° et 10° sauf dans le cas du point 4 (3,5° et 7°) afin de ne pas dépasser 950°C en entrée turbine, en régulant les températures de fluide à 90°C. Les points de mesures associés à ces balayages sont donnés dans le Tableau 7. Il convient de noter que du fait de limitations du système de refroidissement, les températures d'huile des points de fonctionnement 3 et 4 à basse température sont légèrement plus élevées que celle du liquide de refroidissement.

Pour chaque point de mesure du Tableau 7, un balayage de richesse, de 1,05 à 1,25 par pas de 0,05 est réalisé. Le nombre total de points de mesure est donc de 20x5 = 100.

Point de fonctionnement	Température de consigne d'eau et d'huile (°C)	Avance à l'allumage (°vil Av. PMH)
1	30	17,25
	60	17,25
	90	17,25
	90	12,25
	90	7,25
2	30	12,5
	60	12,5
	90	12,5
	90	7,5
	90	2,5
3	30	21,75
	60	21,75
	90	21,75
	90	16,75
	90	11,75
4	30	14,5
	60	14,5
	90	14,5
	90	11
	90	7,5

Tableau 7 : Balayages de température d'eau et d'huile et d'avance à l'allumage pour les essais H5Ft

II.1.2 Le banc d'essais monocylindre

II.1.2.1 Description du banc

Le second moteur est un moteur Honda monocylindre à allumage commandé, injection indirecte et refroidi par eau, connu sous la dénomination CRF250. Ses principales caractéristiques sont données dans le Tableau 8.

Bien que ce moteur soit conçu pour fonctionner à des régimes de rotation élevés comparé à un moteur automobile de série, ses caractéristiques restent relativement proches. Il a été choisi du fait de l'accessibilité de sa chambre de combustion afin de réaliser des mesures spécifiques aux transferts thermiques, à savoir des mesures de températures de parois et une mesure directe de flux de chaleur. La Figure 19 montre le moteur installé au banc d'essais avant la mise en place de l'instrumentation spécifique.

Injection	Indirecte
Nombre de cylindres	1
Cylindrée	250 cc
Course	55 mm
Alésage	76 mm
Bielle	103 mm
Rapport volumétrique	10,7:1
Nombre de soupapes	4
Echappement	Ouverture : 40° avant PMB Fermeture : PMH
Admission	Ouverture : 20° avant PMH Fermeture : 35° après PMB

Tableau 8 : Caractéristiques principales du moteur CRF250

Un ensemble moteur triphasé asynchrone / variateur / résistance de freinage SEW EURODRIVE est utilisé afin d'entraîner et de freiner le moteur thermique. Le moteur électrique est visible sur la Figure 20.

Le système de refroidissement du moteur a été modifié afin de pouvoir réguler la température du liquide de refroidissement du moteur. Le calculateur d'origine ayant été retiré, le pilotage moteur est assuré par un module Compact Rio.



Figure 19 : Le moteur CRF250 au banc d'essais

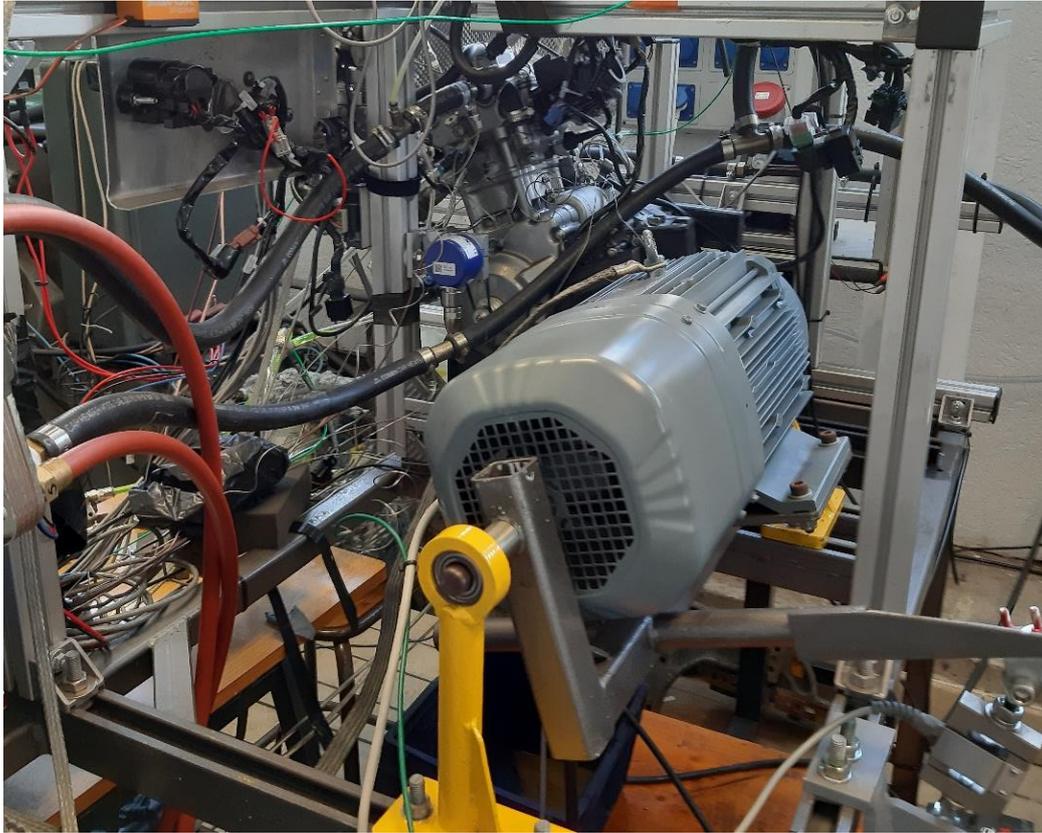


Figure 20 : Le moteur électrique du banc moteur CRF250.

II.1.2.2 Instrumentation et campagnes de mesures

Comme dans le cas du H5Ft, le moteur CRF250 est équipé de capteurs basses et hautes fréquences. Le Tableau 9 liste les quantités basse fréquence mesurées ainsi que les moyens de mesure associés.

Quantité mesurée	Moyen de mesure	Modèle / marque
Couple	Jauge de contrainte	Cellule de charge Tedeia Huntleigh 615 (200kg)
Consommation de carburant	Balance à carburant	Rotronics DMC 202
Composition des gaz à l'échappement	Analyseur de gaz	CAPELEC 3200
Richesse	Sonde lambda proportionnelle	Sonde LSU
Température	Thermocouples	TC Direct (types T, N et K)
Débit volumique de liquide de refroidissement	Débitmètre à ultrasons	BAMO BAMOFLONIC
Régime moteur	Encodeur rotatif	BAUMER IVO 3600 tops/tr

Tableau 9 : Instrumentation du CRF250 pour les mesures basse fréquence

Différentes mesures de température sont effectuées :

- Température de gaz à l'admission (type T)
- Température de gaz à l'échappement (type N)
- Températures d'entrée et de sortie du liquide de refroidissement (type T)
- Températures dans la masse métallique (type T)

Les mesures de températures dans la masse métallique font référence à la mesure des températures de parois de la chambre de combustion. Six thermocouples sont implantés dans la chemise et deux dans la culasse. Le piston n'a malheureusement pas pu être instrumenté du fait de difficultés techniques, bien que des systèmes avec [35] [40] [41] [42] [43] [44] [38] ou sans [42] [45] [46] connexion filaire aient été proposés dans la littérature.

Les huit thermocouples de parois sont insérés dans des perçages permettant de placer leurs éléments sensibles à 1,2 millimètres de la surface interne de la chambre de combustion. Trois thermocouples sont placés dans la chemise côté échappement, trois dans la chemise côté admission et deux thermocouples sont placés dans la culasse entre les soupapes d'admissions et d'échappement. La Figure 21 illustre la disposition des thermocouples, les positions T1 et T2 correspondant aux thermocouples de culasse et les positions T3 à T8 correspondant aux thermocouples chemise.

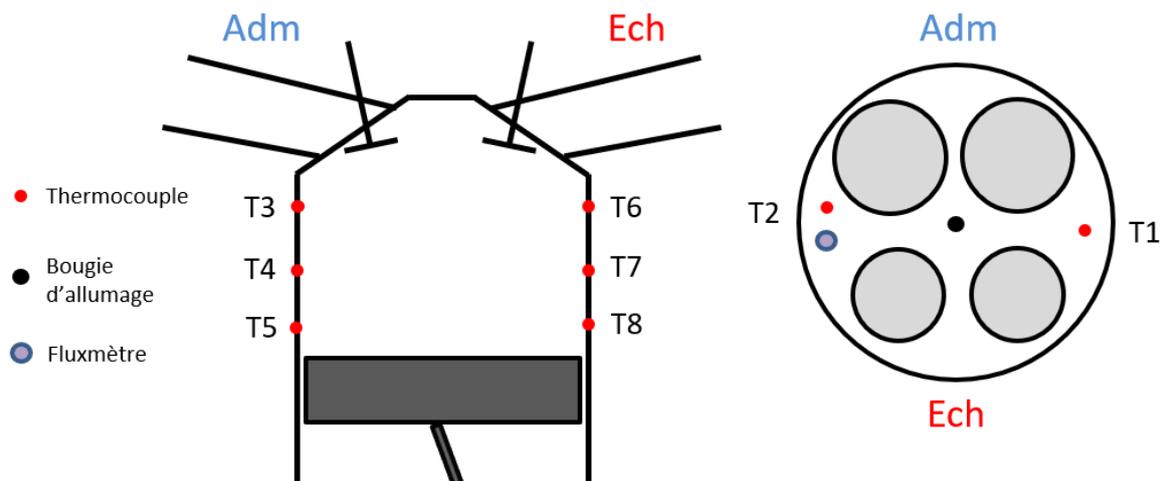


Figure 21 : Schéma d'implantation de l'instrumentation sur le moteur CRF250.

Pour accéder à la chemise, il est nécessaire de passer à travers les chambres d'eau de refroidissement. Des fourreaux en aluminium ont été utilisés afin d'une part d'assurer l'étanchéité et d'autre part de limiter le biais de mesure du fait de l'écoulement du liquide sur le corps des thermocouples. La Figure 22 et la Figure 23 montrent la mise en place des fourreaux dans la chemise.



Figure 22 : Vue de côté des perçages pour l'installation des thermocouples de chemise. A gauche après perçage, à droite après insertion des fourreaux.

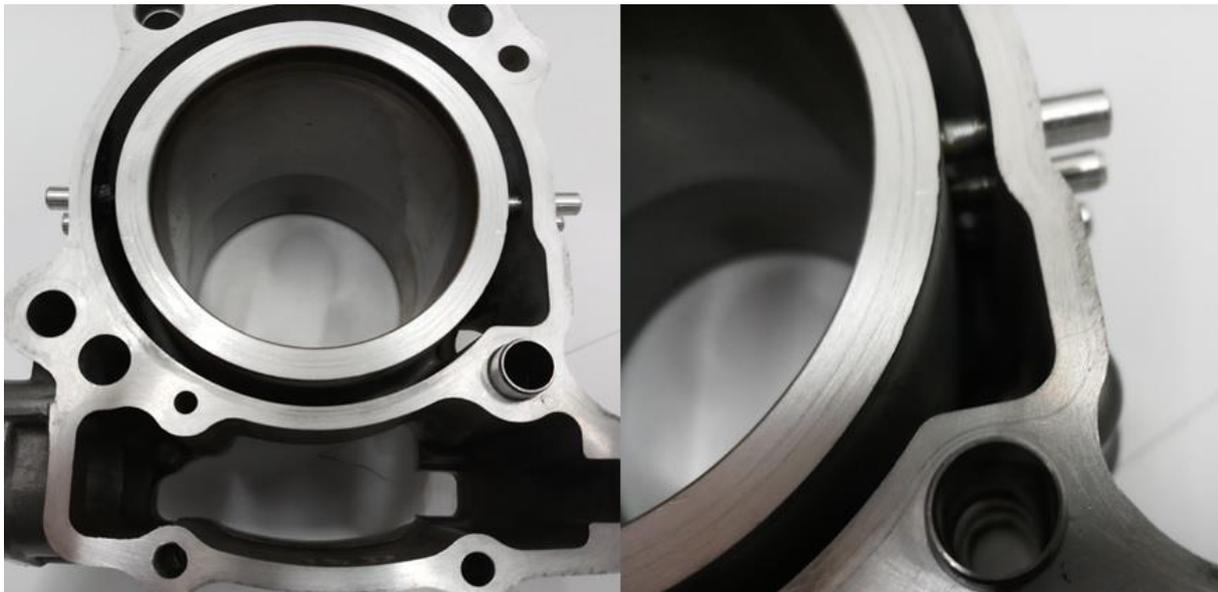


Figure 23 : Vue de dessus de l'instrumentation de la chemise.

La Figure 24 et la Figure 25 montrent l'implantation des mesures de températures culasse, respectivement celles de T1 et T2.

De façon similaire au cylindre 4 du H5Ft, l'unique cylindre du CRF250 est équipé d'une bougie instrumentée pour l'acquisition de la pression dans le cylindre et de capteurs de pression rapides à l'admission (entre le papillon et les soupapes) et à l'échappement. Les références de ces capteurs sont données dans le Tableau 10.

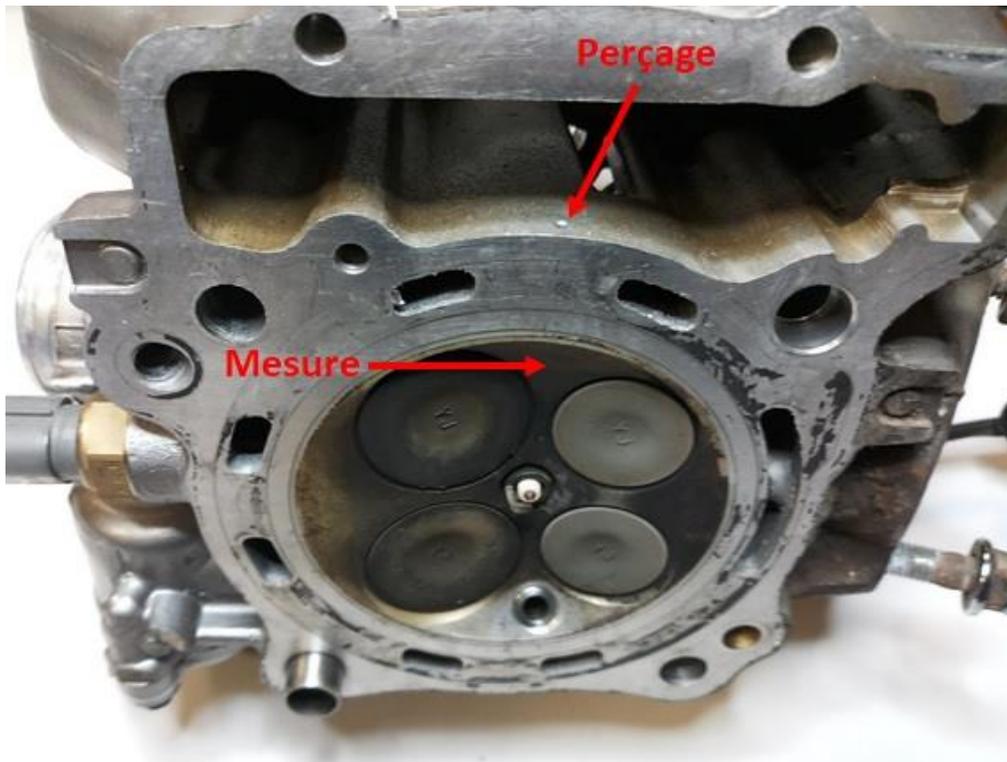


Figure 24 : Implantation de la mesure de la température de culasse T1

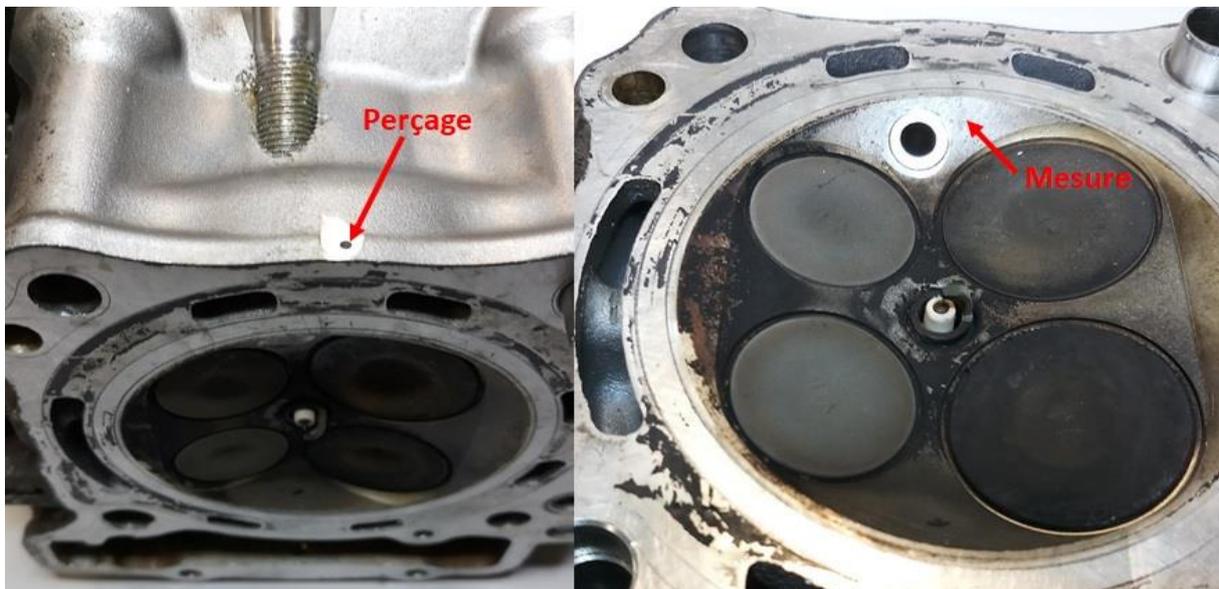


Figure 25 : Implantation de la mesure de la température de culasse T2

En plus des capteurs de pression, un capteur de flux de chaleur haute fréquence est implanté dans la culasse. Sa conception ainsi que son utilisation seront détaillées dans le Chapitre III. Les gammes ainsi que les incertitudes des différentes mesures sont données dans le Tableau 11.

Quantité mesurée	Moyen de mesure	Modèle / marque
Pression cylindre	Capteur piézoélectrique	Kistler Type 6113CF Bougie instrumentée
Pression admission	Capteur piézorésistif	Kistler Type 4049B Refroidi par eau
Pression échappement	Capteur piézorésistif	Kistler Type 4049B Refroidi par eau
Flux de chaleur	Fluxmètre	Fabriqué au laboratoire

Tableau 10 : Instrumentation du CRF250 pour les mesures haute fréquence

Quantité mesurée	Gamme de mesure	Incertitude de mesure
Excès d'air	0,65 – 10,12	0,007 @ 1,016 / 0,01 @ 0,8
Thermocouple type T	-185 - 300 °C	±0,5 °C
Thermocouple type K	0 - 1100 °C	±1,5 °C
Thermocouple type N	0 - 1150 °C	±1,5 °C
Consommation de carburant	0 - 160 kg.h ⁻¹	±0,16 kg.h ⁻¹
Régime moteur	0 - 10000 tr.min ⁻¹	±0,1 ° vilebrequin
Pression cylindre	0 - 200 bars	≤ ±0,6 bar (choc thermique)
Pression admission	0 - 5 bars	≤ ±0,3% de la pleine échelle
Pression échappement	0 - 5 bars	≤ ±0,3% de la pleine échelle

Tableau 11 : Caractéristiques des capteurs utilisés sur le banc d'essai automobile.

Différents types d'essais moteur ont été réalisés, néanmoins en raison de difficultés techniques (contrôle moteur, stabilité de combustion, vibrations) le nombre de mesures exploitables est limité. Les principales campagnes réalisées sur différents points de fonctionnement sont les suivantes :

- Balayages de richesse de 0,9 à 1,3 par pas de 0,1 à position papillon, avance à l'allumage et température de liquide de refroidissement constantes,
- Balayages d'avance à l'allumage allant jusqu'à 15° de retard à position papillon et masse de carburant injectée et température de liquide de refroidissement constantes,
- Variation de la température de liquide de refroidissement à position papillon, avance à l'allumage et masse de carburant injectée constantes.

II.2 Mesure de la pression cylindre

La pression au sein du cylindre est une donnée particulièrement importante lorsque l'on s'intéresse au fonctionnement d'un moteur à piston. En effet celle-ci permet d'appréhender les phénomènes se produisant au sein de la chambre de combustion et de pouvoir ainsi

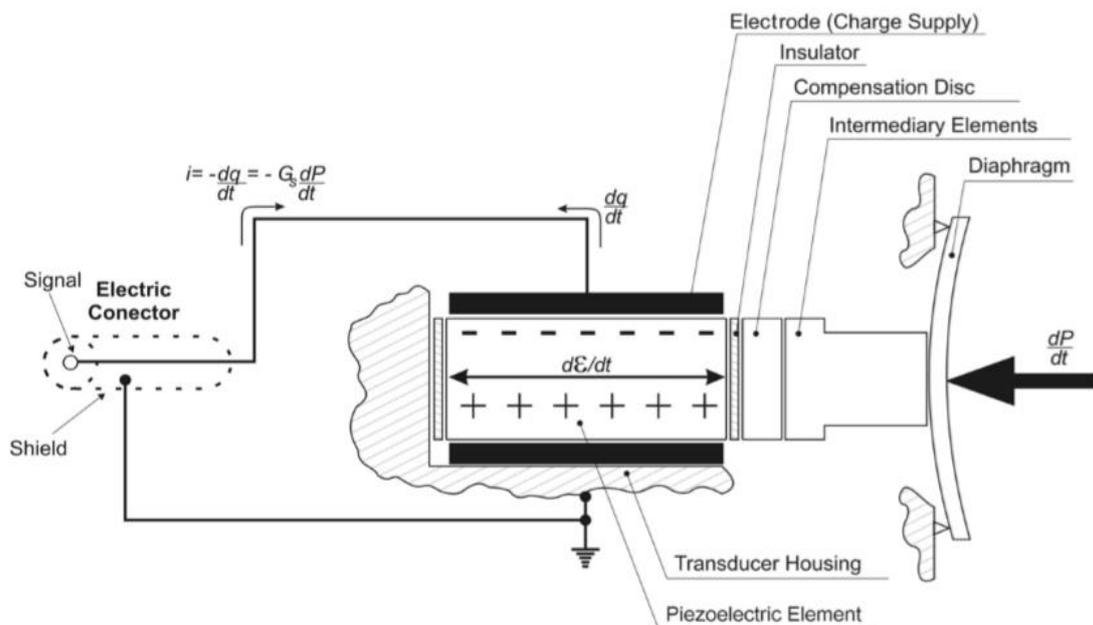
caractériser l'influence des paramètres moteurs sur le travail indiqué et la combustion. Néanmoins sa mesure précise n'est pas triviale, comme nous allons le voir ici.

II.2.1 Capteur et implantation

Le type de capteur le plus largement utilisé pour mesurer la pression dans les chambres de combustion des moteurs à piston est le capteur piézoélectrique [47], du fait de sa robustesse, de son faible temps de réponse et de sa large gamme de mesure.

Son principe de fonctionnement est basé sur l'effet piézoélectrique. Une charge électrique est créée lorsque la surface de certains matériaux cristallins est soumise à une déformation. Les cristaux de quartz sont les matériaux les plus utilisés mais des alternatives existent [47]. Dans les capteurs de pression, le cristal est protégé par un diaphragme afin d'éviter qu'il soit dégradé par le contact avec les gaz chauds de la chambre de combustion. Le changement de pression appliqué au diaphragme du capteur est transmis au cristal par des éléments intermédiaires, ce qui induit une déformation de ce dernier [48], comme on peut le voir sur la Figure 26.

Les capteurs piézoélectriques génèrent un signal de faible intensité, celui-ci doit donc être amplifié. Il est possible d'utiliser soit un amplificateur de charge soit un amplificateur de transimpédance [48], le premier étant le plus souvent utilisé.



Un des principaux défauts des capteurs piézoélectriques est leur sensibilité aux changements de température. On distingue les effets basse et haute fréquence. Le premier est dû à un

changement de la température du capteur au cours d'un essai, par exemple lors de la montée en température d'un moteur ou du changement des conditions de fonctionnement. Il se produit alors une dérive du signal proportionnelle à l'augmentation de température [47] car les propriétés piézoélectriques du quartz varient fortement avec celle-ci [49]. Le second, généralement appelé choc thermique, est dû à l'important transfert de chaleur qui a lieu lors de la combustion. En effet du fait de la brusque augmentation de la température du diaphragme, ce dernier se déforme et fausse la mesure de pression. Lorsque cet effet est particulièrement prononcé, la pression mesurée en fin de détente peut être plus faible que la pression atmosphérique. Dans des cas moins sévères, la pression mesurée est surestimée durant la combustion et sous-estimée lors du reste de la détente [48]. Mathis [50] et Lee et al. [51] ont travaillé sur la caractérisation expérimentale de l'impact du choc thermique sur la mesure de pression dans les moteurs à piston.

Il existe principalement deux façons d'implanter un capteur piézoélectrique dans un moteur à piston [47] [48]. Soit il est possible d'usiner la culasse, dans ce cas le capteur est inséré de façon affleurante à la chambre de combustion, soit il est installé via un accès préexistant :

- Pour un moteur Diesel, il est inséré à la place de la bougie de préchauffage,
- Pour un moteur à allumage commandé, il est inclus dans une bougie instrumentée.

Dans le cas d'une implantation spécifique par modification de la culasse, le capteur est généralement refroidi, ce qui permet de limiter l'impact du changement de température basse fréquence sur la mesure. Néanmoins comme le diaphragme est affleurant à la chambre, la mesure reste affectée dans une certaine mesure par le choc thermique. Bien que d'après Bueno et al. [48] ce type de dispositif soit le plus pertinent afin de mesurer la pression cylindre dans l'optique de réaliser des calculs thermodynamiques précis, il peut être judicieux de recourir à un arrête-flammes comme Chang et al. dans [24].

Lorsque la mesure est effectuée au moyen d'une bougie instrumentée, la mesure de pression est délocalisée. En effet un conduit, dont il convient de limiter la longueur et le diamètre [47], relie la chambre de combustion au diaphragme du capteur. Le principal avantage de la bougie instrumentée, outre la simplicité d'implantation, est la protection au choc thermique offerte par la délocalisation du diaphragme. Cependant la présence d'un conduit peut conduire d'une part à un retard de mesure et d'autre part à l'apparition d'oscillations de pression dues à un phénomène de résonance acoustique [47] [48].

Un exemple d'oscillation de pression cylindre est donné par la Figure 27, où le signal de pression filtré par un filtre passe-bas est comparé à une compression polytropique. Ces oscillations, bien que de faibles amplitudes, ont un fort impact sur le dégagement de chaleur net, comme on peut le voir sur la Figure 28.

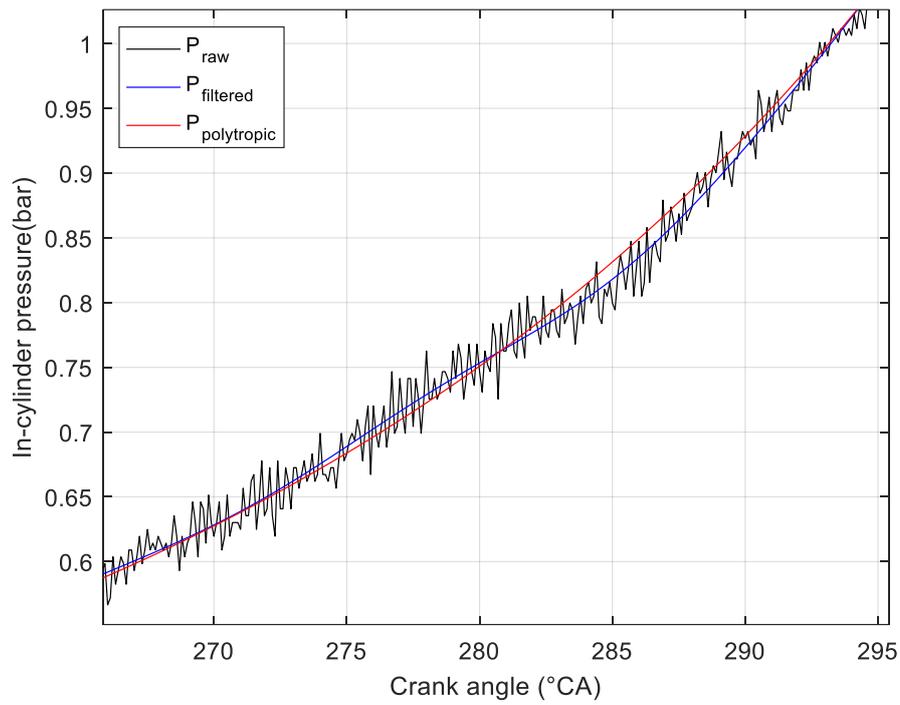


Figure 27 : Exemple d'oscillation de pression durant la course de compression [52].

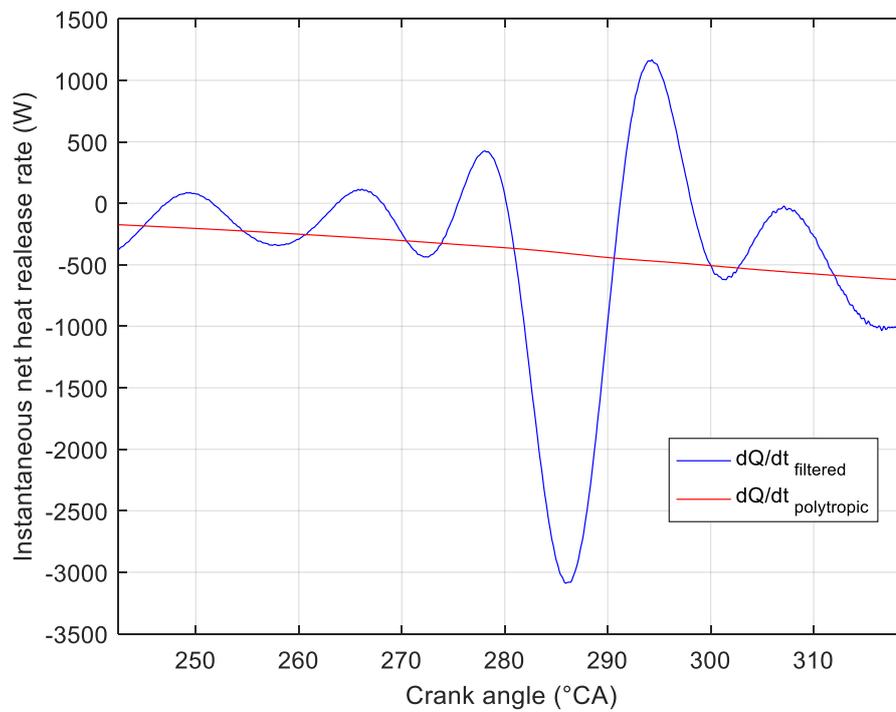


Figure 28 : Exemple de l'influence des oscillations de pression sur le dégagement de chaleur net [52].

II.2.2 Recalage et acquisition

II.2.2.1 Recalage angulaire

L'acquisition de la pression dans le cylindre est cadencée par un codeur angulaire lié au vilebrequin. Un codeur angulaire est généralement constitué d'un disque strié et d'un photodétecteur. Lorsque le disque tourne, un signal est émis à chaque fois qu'une strie passe devant le photodétecteur. Une marque de référence permet de signaler lorsque le disque a effectué un tour complet. Le nombre de stries caractérise le codeur, nombre généralement donné en tops par tour, et définit la fréquence d'acquisition permise par le codeur à un régime de rotation donné.

Le codeur lié au vilebrequin permet donc de connaître la position angulaire de ce dernier. Il faut néanmoins préalablement définir une position de référence, le point mort haut (PMH) d'un cylindre étant le plus souvent utilisé. Pour déterminer la position du PMH, il existe plusieurs méthodes. Celles-ci doivent être utilisées moteur tournant afin de s'affranchir des erreurs liées aux jeux dans les paliers [48].

La première méthode de détermination du PMH est l'utilisation d'un système de détection capacitif, comme illustré sur la Figure 29. Lorsque le piston s'approche du PMH, le signal produit par le capteur augmente, puis diminue lorsque le piston s'éloigne. La position du PMH peut donc être repérée précisément via l'utilisation de la valeur maximale du signal capacitif.

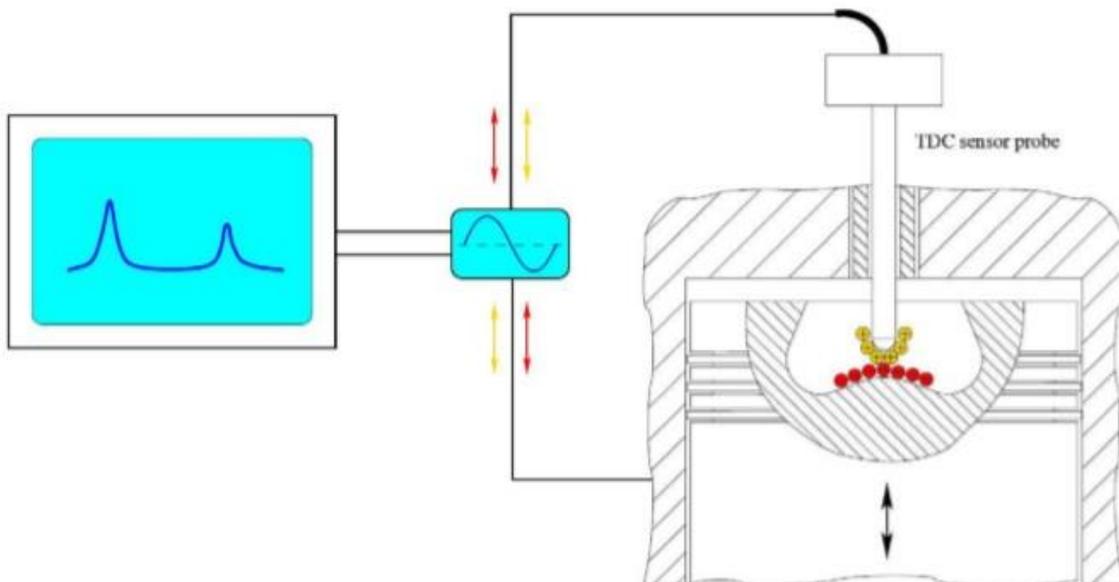


Figure 29 : Schéma de principe illustrant l'utilisation d'un système de détection capacitif pour la détermination du PMH [48].

La seconde méthode, plus simple à mettre en œuvre mais moins précise, repose sur l'utilisation de la pression cylindre lorsque le moteur est entraîné. A cause des transferts thermiques et des éventuelles pertes de masse gazeuse à travers la segmentation, la valeur maximale atteinte par la pression cylindre ne coïncide pas avec la valeur minimale du volume du cylindre. Ce déphasage, communément appelé angle de perte, varie selon le type de moteur et le taux de compression [48]. Il est de l'ordre de 1° et diminue avec le régime moteur [53]. La Figure 30 illustre le concept d'angle de perte.

Des méthodes de détermination de l'angle de perte ont été proposées. C'est notamment le cas de Pipitone et al. dans [53] qui basent leur méthode sur l'estimation de fonctions de pertes d'angle et de Chang et al. [54] mais ils utilisent l'hypothèse d'une compression adiabatique. Les fabricants d'instrumentation pour la pression cylindre fournissent généralement une valeur recommandée. Dans le cas des dispositifs expérimentaux présentés dans ce mémoire, l'angle de perte a pour valeur $0,7^\circ$ à un régime moteur de 3000 tr/min.

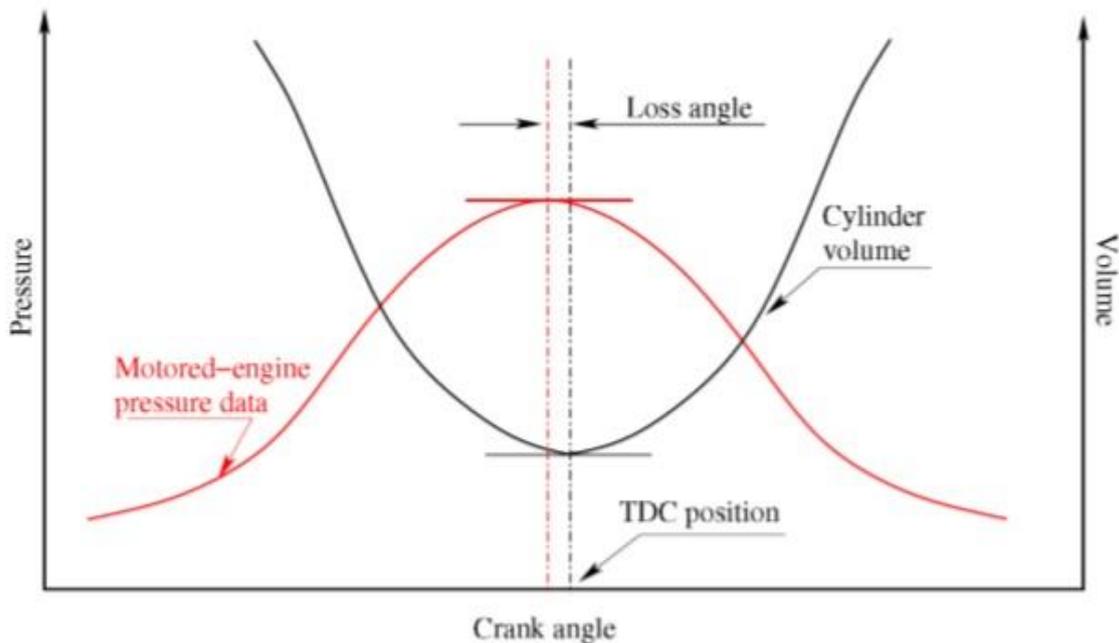


Figure 30 : Illustration du concept d'angle de perte pour la détermination du PMH [48].

II.2.2.2 Recalage absolu

Comme on l'a vu précédemment, un capteur piézoélectrique génère un signal de variation temporelle de pression ; il n'est ainsi pas capable de fournir une pression absolue [49]. Il est donc nécessaire de corriger le signal P_{mes} fourni par l'ensemble capteur piézoélectrique /

amplificateur de charge en lui ajoutant une constante C_{mes} afin d'obtenir la pression cylindre P_{cyl} comme indiqué dans l'équation (70). Il existe pour cela différentes approches.

$$P_{cyl} = P_{mes} + C_{mes} \quad (70)$$

Selon Merker et al. [49] si le papillon est grand ouvert et que le moteur est atmosphérique, alors il est possible d'utiliser la pression atmosphérique P_{atm} et la pression mesurée dans le cylindre durant l'admission $P_{mes,adm}$ (71).

$$C_{mes} = P_{atm} - P_{mes,adm} \quad (71)$$

Néanmoins lorsque le papillon est en partie fermé ou lorsque le moteur est suralimenté, il est nécessaire d'utiliser la pression à l'admission (72).

$$C_{mes} = P_{adm} - P_{mes,adm} \quad (72)$$

Il est possible d'avoir recours à une mesure de pression moyenne à l'admission, mais il est préférable d'utiliser une mesure dynamique sur la plage temporelle correspondant à la course d'admission. L'hypothèse principale effectuée ici est de négliger l'influence des pertes de charges aux soupapes, bien que cette hypothèse soit discutable, notamment à haut régime. Il convient de noter qu'il est aussi possible d'utiliser la pression à l'échappement, néanmoins comme la section effective des soupapes d'échappement est généralement plus faible que celle des soupapes d'admission, l'influence des pertes de charges risque d'être plus importante et donc de générer une erreur de recalage plus importante.

Dans le cas où la mesure de pression à l'admission n'est pas disponible, Merker et al. [49] détaillent une méthode de recalage de pression proposée par Hohenberg [55] et basée sur une transformation polytropique. En utilisant deux points de la course de compression, notés 1 et 2, il est possible d'écrire l'équation (73).

$$\frac{P_{mes,2} + C_{mes}}{P_{mes,1} + C_{mes}} = \left(\frac{V_{cyl,1}}{V_{cyl,2}} \right)^n \quad (73)$$

Où n est le coefficient polytropique, dont les valeurs recommandées sont entre 1,37 et 1,4 pour un moteur diesel et entre 1,32 et 1,33 pour un moteur à allumage commandé. La constante de recalage C_{mes} peut alors être calculée par l'équation (74).

$$C_{mes} = \frac{P_{mes,1} \left(\frac{V_{cyl,1}}{V_{cyl,2}} \right)^n - P_{mes,2}}{1 - \left(\frac{V_{cyl,1}}{V_{cyl,2}} \right)^n} \quad (74)$$

Néanmoins ce type de méthode a pour inconvénient d'être sensible à la valeur du coefficient polytropique. De plus ce coefficient varie non seulement en fonction du régime moteur et du rapport air / carburant [7] [56] mais aussi au cours du cycle moteur [57] [58]. En effet la valeur du coefficient polytropique dépend directement de l'intensité de l'échange de chaleur avec les parois et du rapport des chaleurs spécifiques [59].

Au vu de ces considérations, il a été choisi d'utiliser la pression rapide à l'admission afin d'effectuer le recalage de la pression cylindre pour les essais moteur réalisés dans le cadre de la thèse.

II.2.2.3 Acquisition

Dans le cas des moteurs à allumage commandé, du fait du caractère chaotique de l'écoulement dans le cylindre, et notamment au voisinage de la bougie, la combustion peut se dérouler différemment d'un cycle à l'autre pour un point de fonctionnement stabilisé donné. La valeur de la pression maximale atteinte ainsi que sa position angulaire varient parfois de façon conséquente. Aussi, la mesure de la pression cylindre d'un unique cycle moteur a de faibles chances d'être représentative du comportement basse fréquence du moteur. Il est donc nécessaire d'acquérir un grand nombre de cycles. Dans l'ensemble des campagnes expérimentales effectuées dans le cadre de la thèse, chaque mesure de pression cylindre est le résultat de l'acquisition de 250 cycles individuels moyennés par la suite. Un exemple de dispersion cycle à cycle du moteur CRF250 est donné par la Figure 31, où la pression cylindre moyennée ainsi que les 250 cycles associés sont représentés.

De plus, comme la mesure de la pression est effectuée dans un environnement électromagnétique bruyant, un filtre de type Butterworth d'ordre 6 est appliqué. Ce filtre étant appliqué deux fois, aucun déphasage de la pression cylindre ne résulte de cette opération de filtrage.

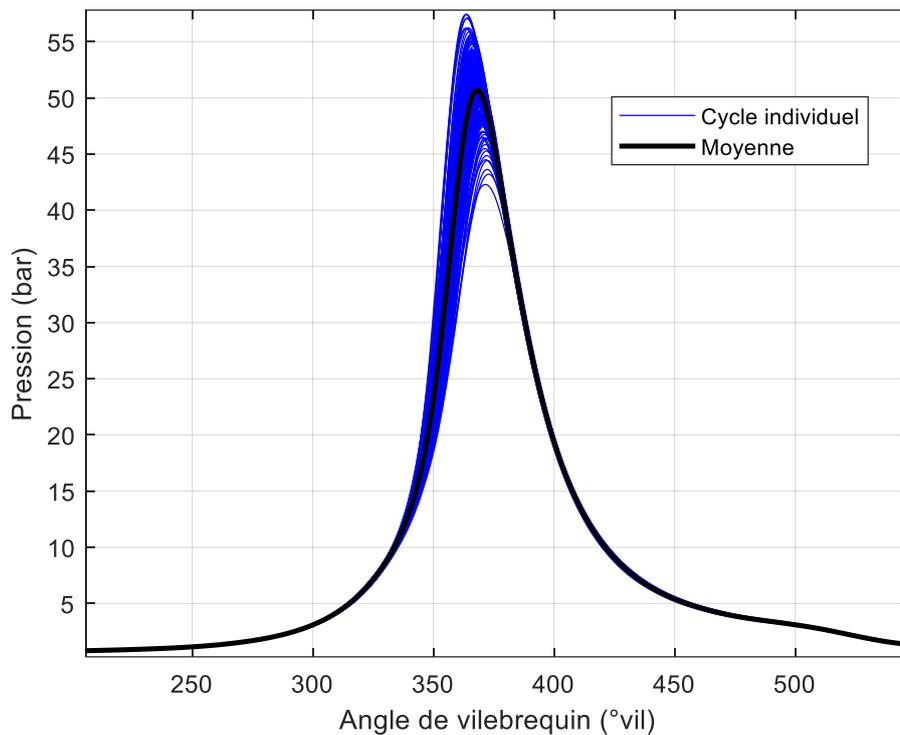


Figure 31 : Illustration de la dispersion cycle à cycle lors de l'acquisition de la pression cylindre.

II.3 Dégagement de chaleur et bilans d'énergie

Dans cette partie, nous allons nous intéresser au calcul du dégagement de chaleur. Celui-ci peut apporter de nombreuses informations sur les phénomènes se produisant dans les chambres de combustion. En effet il est classiquement utilisé afin de caractériser la combustion mais il peut aussi fournir de précieuses informations sur les transferts thermiques aux parois des moteurs à pistons. De nombreux auteurs se sont intéressés à son étude et à l'influence que les grandeurs impliquées dans son calcul peuvent avoir [58] [60] [61] [62] [63] [64] [65] [66] [67].

II.3.1 Principe

Comme détaillé par Heywood [7] il est possible de calculer le dégagement de chaleur net ou apparent lors de la partie fermée du cycle à partir du premier principe de la thermodynamique. Il est exprimé par l'équation (75).

$$\frac{dQ_{net}}{dt} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} P_{cyl} \frac{dV_{cyl}}{dt} + \frac{1}{\gamma - 1} V_{cyl} \frac{dP_{cyl}}{dt} \quad (75)$$

Où $\frac{dQ_{net}}{dt}$ est le dégagement de chaleur net et γ le rapport des chaleurs spécifiques. Cette formulation implique un certain nombre d'hypothèses :

- le gaz est considéré comme un gaz parfait.
- la constante spécifique du gaz ne varie pas avec la combustion. Selon Gatowski et al. [61] cette hypothèse est valable car les réactifs et les produits ont des masses moléculaires proches.
- les écoulements vers et en provenance des interstices ainsi que les fuites de gaz à travers la segmentation sont négligés.
- L'évaporation du carburant est considérée comme terminée à la fermeture des soupapes d'admission.

Le dégagement de chaleur net est la somme du dégagement de chaleur dû à la combustion et des échanges de chaleur aux parois, il peut donc être exprimé par la relation (76).

$$\frac{dQ_{net}}{dt} = \frac{dQ_{comb}}{dt} - \frac{dQ_{pertes}}{dt} \quad (76)$$

En intégrant la relation (76) il est possible d'exprimer la quantité totale d'énergie échangée aux parois Q_{pertes} (77).

$$Q_{pertes} = Q_{comb} - Q_{net} \quad (77)$$

Avec Q_{net} le dégagement de chaleur net cumulé et Q_{comb} la quantité de chaleur totale dégagée par la combustion, qui peut être calculée par l'équation (78).

$$Q_{comb} = \eta_{comb} m_{carb} PCI \quad (78)$$

Où η_{comb} est le rendement de combustion calculé via une analyse de gaz à l'échappement, m_{carb} la masse de carburant participant à la combustion et PCI le pouvoir calorifique inférieur du carburant.

Il convient de noter que les écoulements interstitiels affectent le calcul du dégagement de chaleur net, comme l'ont montré Gatowski et al. [61] avec un modèle simplifié. La Figure 32 illustre l'influence de ces écoulements sur le calcul des pertes aux parois cumulées. La courbe supérieure notée $mf(LHV)$ représente la quantité totale d'énergie présente dans le carburant et la courbe Q_{gross} représente le dégagement de chaleur de combustion aussi appelé dégagement de chaleur brut, la différence entre les deux étant due à la combustion incomplète du carburant. La courbe inférieure est le dégagement de chaleur net cumulé. Lorsque l'écoulement dans les interstices est négligé, les pertes de chaleur aux parois sont

calculées après la fin de la combustion par la différence entre les dégagements de chaleur brut et net. Or si du gaz s'écoule dans les interstices et que cet écoulement n'est pas pris en compte dans le premier principe, le dégagement de chaleur net a une valeur plus faible du fait de la perte de masse du système. Il en résulte un écart entre les dégagements de chaleur brut et net plus important, surestimant ainsi les pertes de chaleur aux parois.

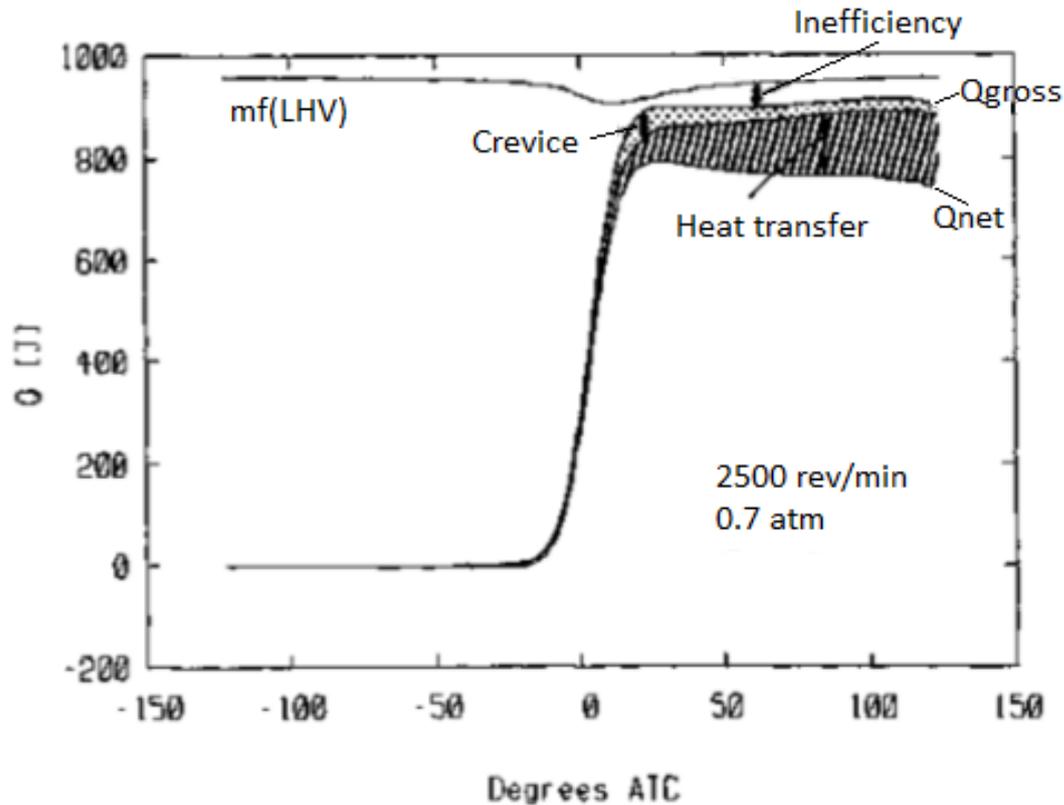


Figure 32 : Mise en évidence de l'influence des écoulements interstitiels sur l'analyse du dégagement de chaleur net cumulé [61].

Les écoulements interstitiels sont généralement négligés du fait de la difficulté associée à la quantification de leur influence, même si Chang et al. [24] mentionnent leur prise en compte dans le cadre d'études sur les transferts thermiques aux parois des chambres de combustion.

L'utilisation du dégagement de chaleur permet d'obtenir des informations sur les transferts thermiques aux parois de la chambre. En effet lors de la compression il est égal à la chaleur échangée aux parois. De plus, son intégration permet de déterminer la quantité totale d'énergie échangée aux parois au cours du cycle et peut ainsi servir d'objectif de calibration pour les modèles zéro-dimensionnels. Dans la suite de cette partie, nous allons nous intéresser à la sensibilité du dégagement de chaleur au rapport des chaleurs spécifiques ainsi qu'aux incertitudes expérimentales.

II.3.2 Influence du rapport des chaleurs spécifiques

Afin de renseigner le rapport des chaleurs spécifiques pour le calcul du dégagement de chaleur net, Heywood [7] recommande d'utiliser une valeur variant au cours du cycle dans le cas des moteurs à allumage commandé, notamment via une relation linéaire avec la température. Pour les moteurs Diesel, il propose d'utiliser une valeur comprise entre 1,3 et 1,35 en première approximation, mais précise qu'il est plus judicieux d'utiliser 1,35 pour la fin de la compression et de 1,26 à 1,3 lors de la combustion et de la détente.

Gatowski et al. [61] prennent en compte la variation du rapport des chaleurs spécifiques avec la température et utilisent une relation linéaire (79).

$$\gamma = 1,392 - 8,13 \cdot 10^{-5} \cdot T_{cyl} \quad (79)$$

Brunt et al. [60] ont quant à eux recours à un modèle quadratique (80).

$$\gamma = 1,338 - 8 \cdot 10^{-5} \cdot T_{cyl} + 10^{-8} \cdot T_{cyl}^2 \quad (80)$$

Chang et al. [24] notent la faible influence de la composition sur le rapport des chaleurs spécifiques et utilisent un polynôme de degré trois (81), de même que Shehata [63] (82).

$$\gamma = 1,396 - 1,436 \cdot 10^{-4} \cdot T_{cyl} + 6,207 \cdot 10^{-8} \cdot T_{cyl}^2 - 9,967 \cdot 10^{-12} \cdot T_{cyl}^3 \quad (81)$$

$$\gamma = 1,3926 - 1,072 \cdot 10^{-4,43} \cdot T_{cyl} + 2,5 \cdot 10^{-8} \cdot T_{cyl}^2 - 1,381 \cdot 10^{-11} \cdot T_{cyl}^3 \quad (82)$$

Un ensemble de fonctions a été mis au point afin de calculer le rapport des chaleurs spécifiques à partir des tables de propriétés des gaz de Keenan et al. [68] prenant en compte à la fois l'influence de la température et celle de la composition. Le rapport des chaleurs spécifiques obtenu est comparé à ceux calculés par les équations (79), (80), (81) et (82) sur la partie fermée du cycle du point de fonctionnement numéro 1 du Tableau 6 de la campagne H5Ft présentée plus haut. Cette comparaison est visible sur la Figure 33.

Dans tous les cas, la valeur du rapport décroît lentement durant la compression, puis fortement lors de la combustion du fait de la brusque augmentation de température. Comparé à celles des autres auteurs, les formules proposées par Shehata et Brunt et al. fournissent les valeurs respectivement les plus élevées et les plus faibles lors de la compression et la majeure partie de la détente. D'autre part, les équations de Gatowski et al. et de Shehata produisent d'importantes variations du rapport des chaleurs spécifiques lors de la combustion et de la

détente, alors que celle de Chang et al. présente le plus faible changement au cours de la partie fermée du cycle.

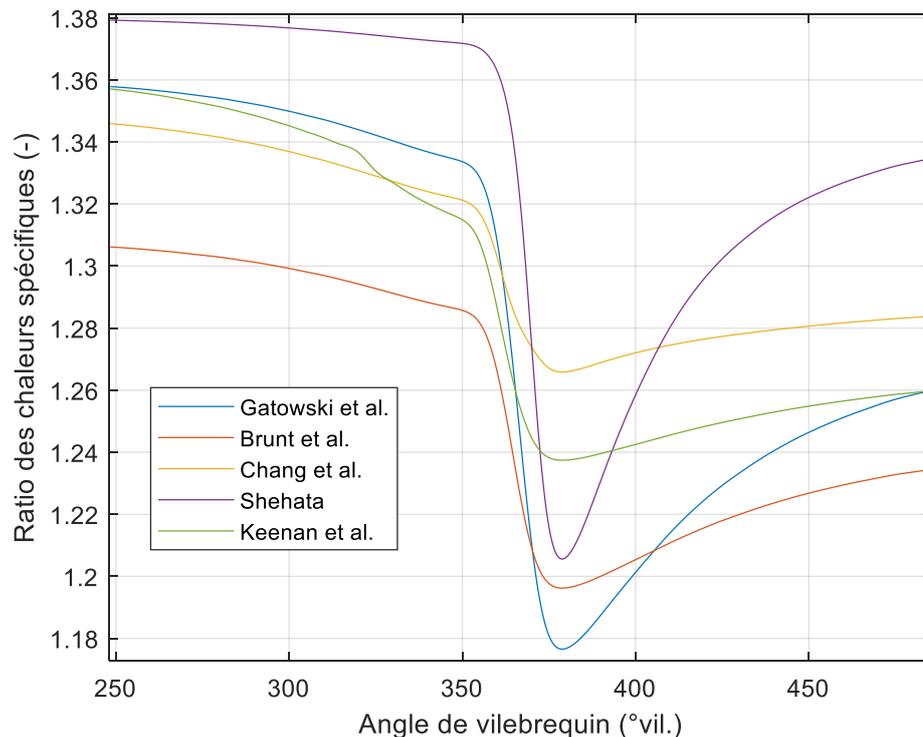


Figure 33 : Comparaison de l'évolution du rapport des chaleurs spécifiques sur la partie fermée du cycle pour les différents modèles présentés. 2000 tr/min 7 bars.

L'utilisation de différents modèles pour le calcul du rapport des chaleurs spécifiques influence directement le calcul du dégagement de chaleur net. La Figure 34, la Figure 35 et la Figure 36 illustrent cette influence respectivement pour la compression, la combustion et la détente pour le point de fonctionnement numéro 1 de la campagne H5Ft.

Lors de la course compression, du fait de l'absence de combustion, l'équation (76) implique que le dégagement de chaleur apparent est égal à l'échange de chaleur avec les parois. Celui-ci étant négatif, le gaz cède de la chaleur. Plus le rapport des chaleurs spécifiques est élevé, plus ces pertes sont importantes. Le modèle de Shehata donne des valeurs de dégagement de chaleur moyen et en fin de compression respectivement 4,3 et 2,5 fois plus élevées que celle fournies par celui de Brunt et al.

Durant la combustion, le dégagement de chaleur net est la somme du dégagement de chaleur dû à la combustion du carburant et des pertes de chaleur aux parois. Plus le rapport des chaleurs spécifiques est faible, plus la valeur maximale atteinte par le dégagement de chaleur est importante, résultat déjà observé par différents auteurs [58] [60] [69]. Le pic de dégagement de chaleur lorsque l'on utilise le modèle de Shehata est 30% plus faible que dans le cas de l'utilisation du modèle de Brunt et al.

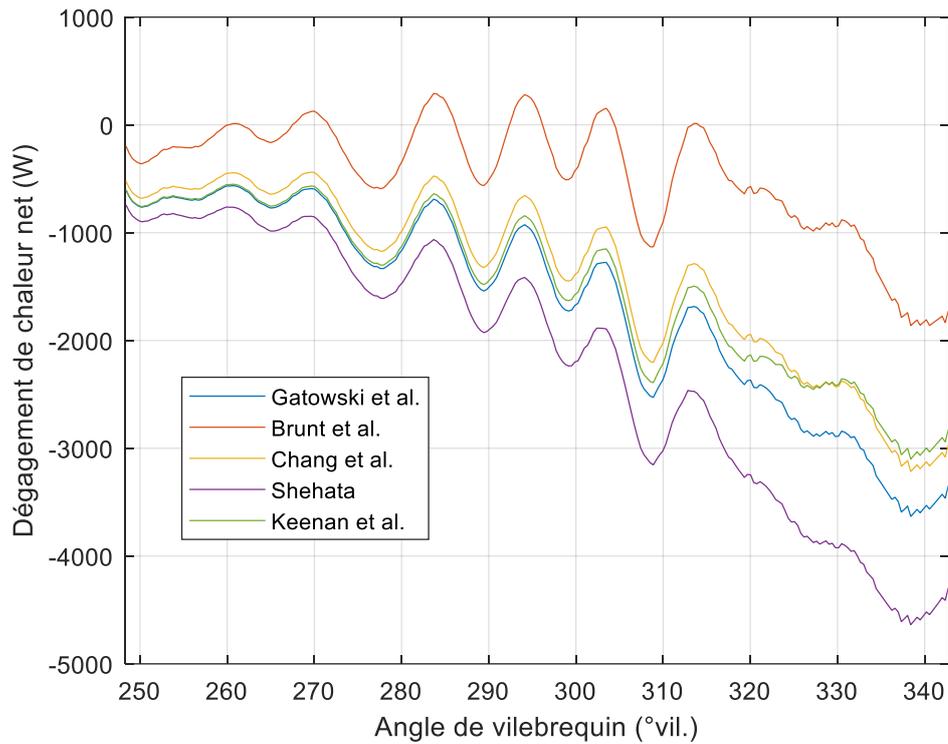


Figure 34 : Influence du calcul du rapport des chaleurs spécifiques sur le dégagement de chaleur net lors de la compression. 2000 tr/min 7 bars.

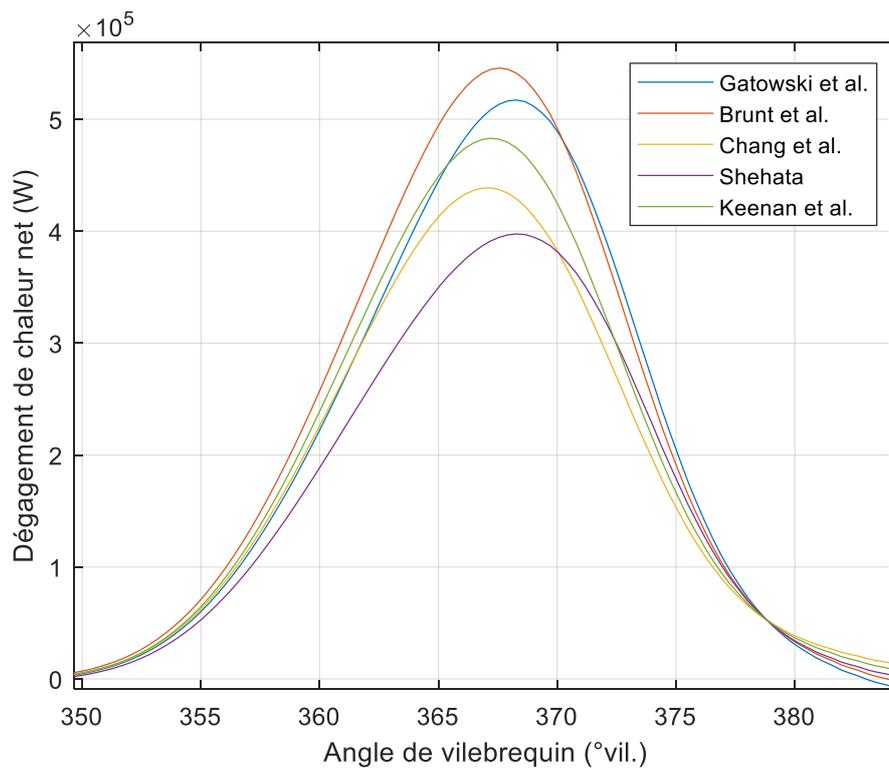


Figure 35 : Influence du calcul du rapport des chaleurs spécifiques sur le dégagement de chaleur net lors de la combustion. 2000 tr/min 7 bars.

Enfin durant la détente, plus le rapport des chaleurs spécifiques est faible, plus le dégagement de chaleur est négatif. Selon l'équation (76), un dégagement de chaleur négatif implique soit que la combustion est terminée soit que le transfert aux parois est plus important que celle-ci. Au vu de ces considérations, le dégagement de chaleur positif calculé par le modèle de Shehata implique que non seulement la contribution de la combustion est plus importante que celle des pertes aux parois, mais que c'est le cas sur l'ensemble de la détente, ce qui est aberrant.

Différents dégagements de chaleur nets impliquent différentes valeurs du dégagement de chaleur cumulé comme on peut le voir sur la Figure 37. Sur celle-ci, la quantité totale d'énergie libérée par la combustion du carburant calculée par l'équation (78) est représentée. Ainsi selon l'équation (77), le calcul des pertes de chaleur aux parois cumulées à l'ouverture des soupapes d'échappement est fortement affecté par le calcul du rapport des chaleurs spécifiques. Dans le cas du point de fonctionnement H5Ft numéro 1, les valeurs correspondantes sont rassemblées dans le Tableau 12.

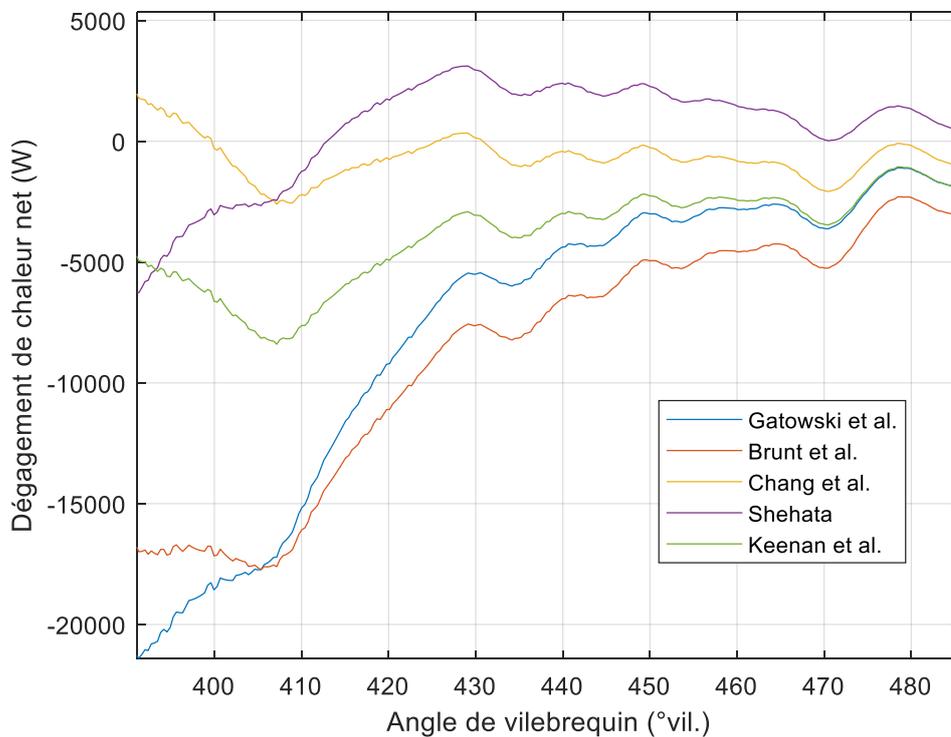


Figure 36 : Influence du calcul du rapport des chaleurs spécifiques sur le dégagement de chaleur net lors de la détente. 2000 tr/min 7 bars.

On remarque que selon le modèle, la part de l'énergie générée par la combustion et transférée aux parois varie entre 16 et 29 pour cent. On peut noter que les pertes aux parois cumulées calculées avec les modèles de Gatowski et al. et de Chang et al. sont quasiment identiques en dépit de dégagements de chaleur nets différents lors de la combustion et de la détente. En

effet dans le cas de Chang et al. le dégagement de chaleur moins important durant la combustion est compensé par un dégagement de chaleur proche de zéro lors de la détente alors que celui généré par le modèle de Gatowski et al. est fortement négatif.

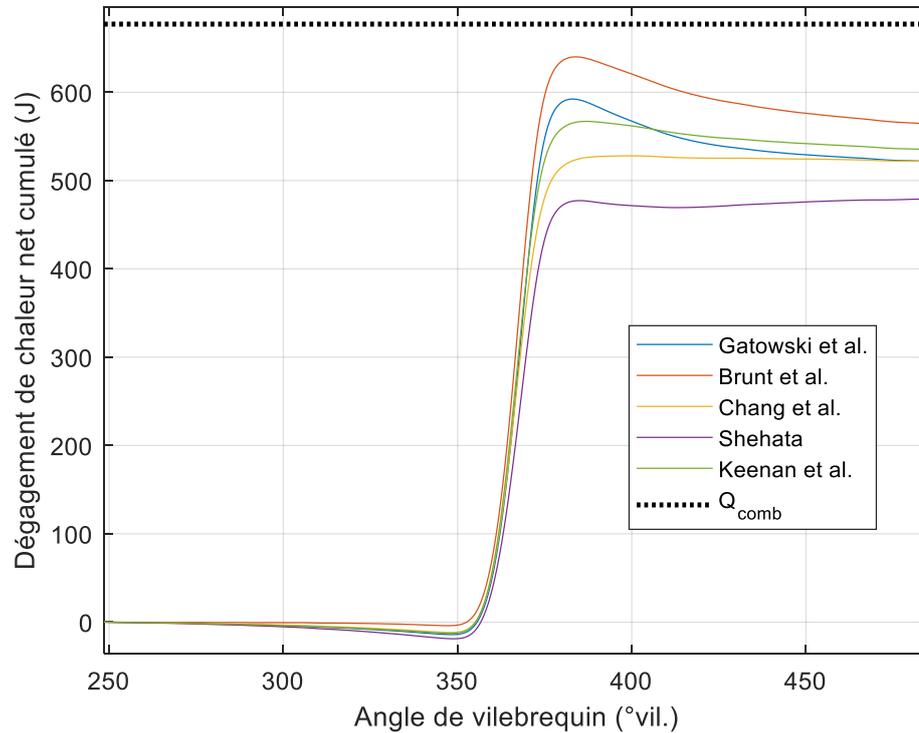


Figure 37 : Influence du calcul du rapport des chaleurs spécifiques sur le dégagement de chaleur net cumulé. 2000 tr/min 7 bars.

Modèle	Pertes aux parois cumulées (J)	Pertes aux parois cumulées (% de Q_{comb})
Gatowski et al.	154	22,7
Brunt et al.	110	16,3
Chang et al.	155	22,8
Shehata	199	29,4
Keenan et al.	140	20,7

Tableau 12 : Pertes de chaleur aux parois cumulées pour les différents modèles de rapport des chaleurs spécifiques.

Comme il est impossible de valider expérimentalement le calcul du rapport des chaleurs spécifiques, les fonctions basées sur les tables de Keenan et al. ont été retenues pour le reste du travail de thèse car les valeurs qu'elles fournissent sont comprises entre celles des autres modèles.

II.3.3 Influence du recalage de la pression cylindre et du rapport volumétrique

En plus d'être sensible à la valeur du rapport des chaleur spécifiques, le calcul du dégagement de chaleur net est affecté par la précision de la mesure de la pression cylindre. Comme on l'a vu précédemment, celle-ci peut être entachée d'erreurs liées à la détermination de sa valeur absolue et à son phasage angulaire.

Les Figure 38, Figure 39 et Figure 40 présentent l'influence du recalage angulaire de la mesure de pression cylindre sur le dégagement de chaleur respectivement lors de la compression, de la combustion et de la détente. L'angle de perte varie entre 0 et 1,44° de vilebrequin par pas de 0,36°, ce qui correspond à un top codeur. L'angle de perte 0,72° correspond au recalage angulaire utilisé lors des essais moteurs.

Lors de la compression, l'angle de perte a une influence constante jusque tard dans la course, l'importance relative de cette influence diminuant avec le temps. Plus l'angle de perte est élevé, plus le transfert de chaleur aux parois est faible. Au voisinage de 325°vil., on note une inversion de cette tendance. Ceci est dû au changement de l'importance relative des termes de l'équation (75).

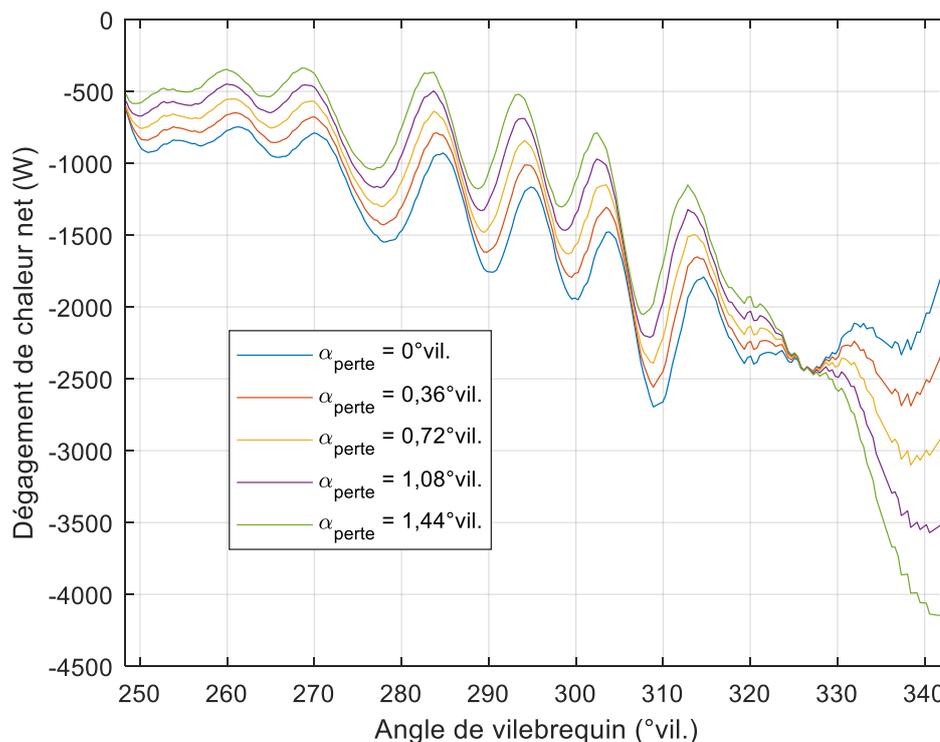


Figure 38 : Influence de l'angle de perte sur le dégagement de chaleur net lors de la compression. 2000 tr/min 7 bars.

Durant la combustion, on constate que plus l'angle de perte est faible, plus le maximum atteint par le dégagement de chaleur net est élevé en plus d'être retardé.

Enfin pendant la détente, on constate la forte influence de l'angle de perte. En effet comme lors de la compression, plus l'angle de perte est faible, plus le dégagement de chaleur net est négatif. De façon similaire à la fin de la course de compression, on note la présence d'un point d'inversion au début de la détente.

Même si le dégagement de chaleur net pour un angle de perte plus faible implique plus de transfert aux parois lors de la compression et de la détente, cela ne parvient pas à compenser l'importance du dégagement de chaleur net lors de la combustion. Cet effet est visible sur la Figure 41 où sont représentés les dégagements de chaleur nets cumulés pour les différents angles. Ainsi, plus l'angle de perte est faible, plus la part d'énergie libérée par la combustion et cédée aux parois diminue, effet déjà observé par Brunt et al. [58] et Lapuerta et al. [62]. Entre 0 et 1,44° d'angle de perte, le pourcentage d'énergie apportée par le carburant varie d'un peu moins de 5%, comme indiqué dans le Tableau 13.

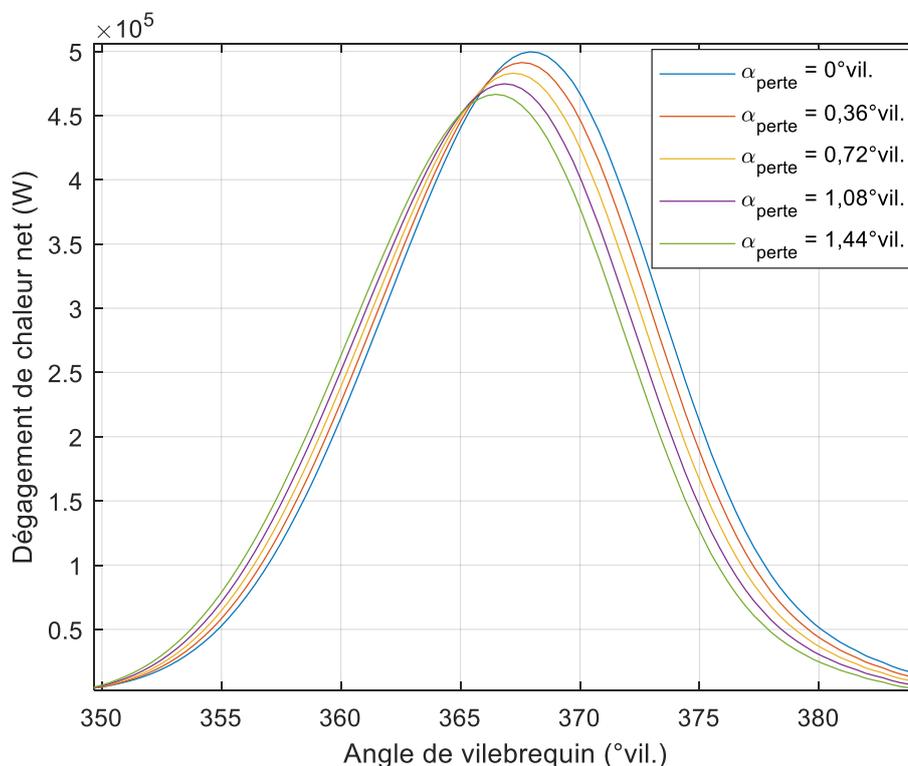


Figure 39 : Influence de l'angle de perte sur le dégagement de chaleur net lors de la combustion. 2000 tr/min 7 bars.

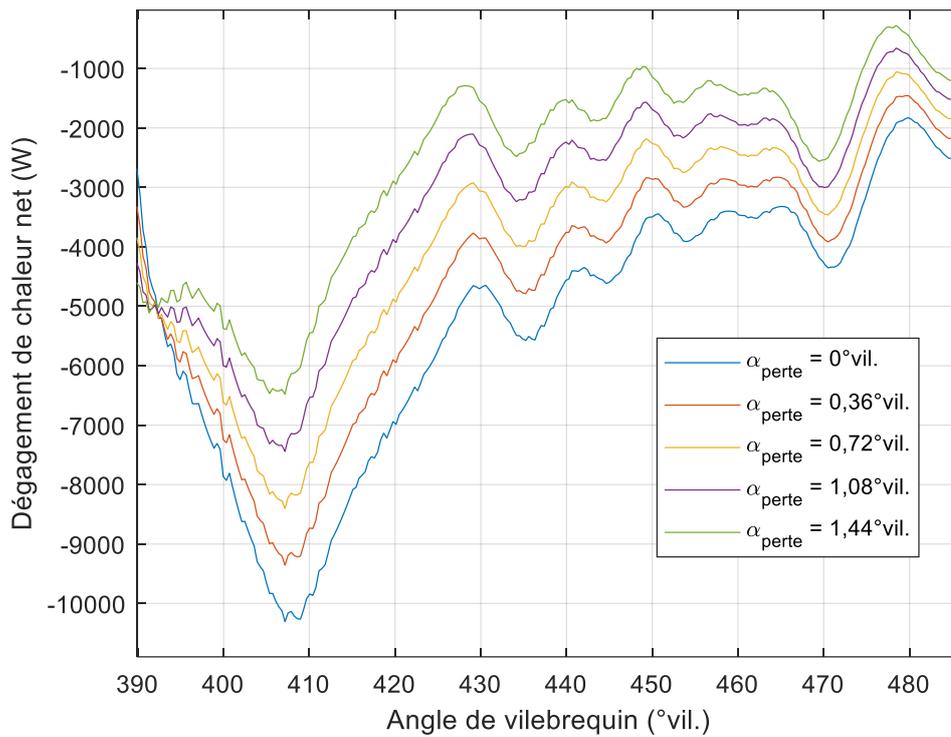


Figure 40 : Influence de l'angle de perte sur le dégagement de chaleur net lors de la détente. 2000 tr/min 7 bars.

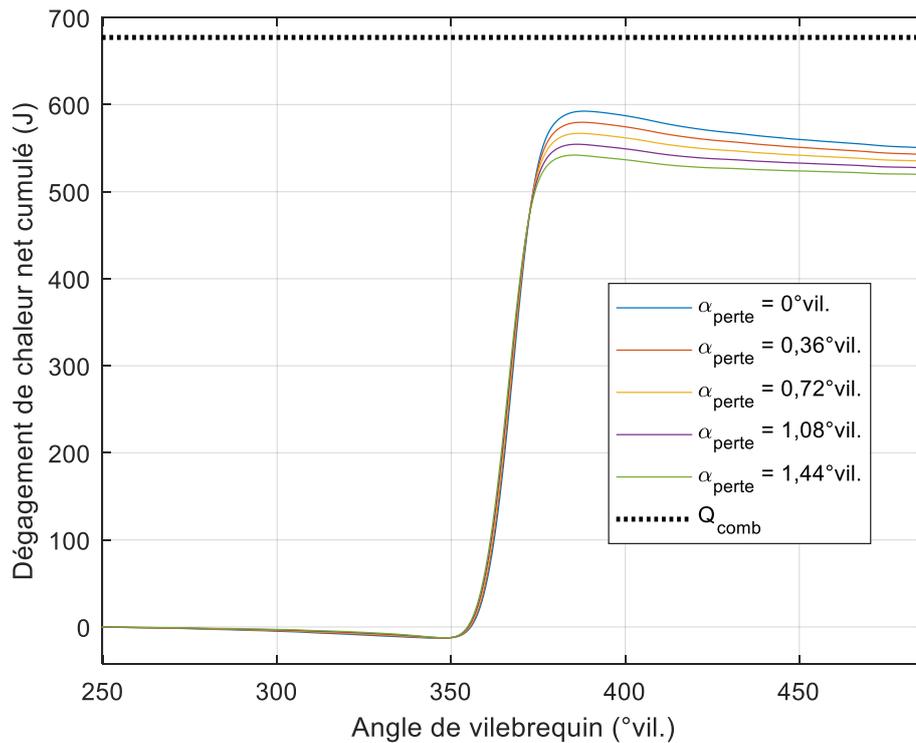


Figure 41 : Influence de l'angle de perte sur le dégagement de chaleur net cumulé. 2000 tr/min 7 bars.

Angle de perte (°vil.)	Pertes aux parois cumulées (J)	Pertes aux parois cumulées (% de Q_{comb})
0	124	18,4
0,36	132	19,5
0,72	140	20,7
1,08	148	21,9
1,44	156	23,1

Tableau 13 : Pertes de chaleur aux parois cumulées pour différents angles de perte.

Concernant le recalage absolu de la mesure de pression cylindre, différents niveaux d'erreur de référence sont comparés lors de la compression et de la détente, comme illustré respectivement par la Figure 42 et la Figure 43. Comme la présence de pertes de charge aux soupapes est la principale source d'erreur, un décalage de la pression cylindre de 0 à -0,15 bar par pas de -0,05 par rapport au recalage basé sur la pression dynamique à l'admission est utilisé. De plus un décalage de +0,05 bar est ajouté afin de représenter une erreur du capteur de pression à l'admission.

Lors de la compression, le recalage absolu a un fort impact sur le dégagement de chaleur net. Plus la pression à la fermeture des soupapes d'admission est faible, moins le gaz cède de chaleur aux parois. Dans le cas d'un offset de -0,15 bar, comme le dégagement de chaleur est positif, le gaz reçoit de la chaleur des parois jusqu'à plus de la moitié de la course de compression.

Durant la course de détente, la tendance est inversée comparé à la compression. Plus la pression cylindre est sous-estimée, plus le dégagement de chaleur net est négatif.

Contrairement à la compression et la détente, la combustion n'est quasiment pas affectée par le recalage absolu. Comme les effets de ce recalage sont opposés lors des courses de compression et détente, l'influence de celui-ci est très faible sur les pertes aux parois cumulées avec moins de 0,8% de différence sur la part d'énergie apportée par la combustion et cédée aux parois entre les différents cas. Ce fait a déjà été observé par différents auteurs [60] [61] [69].

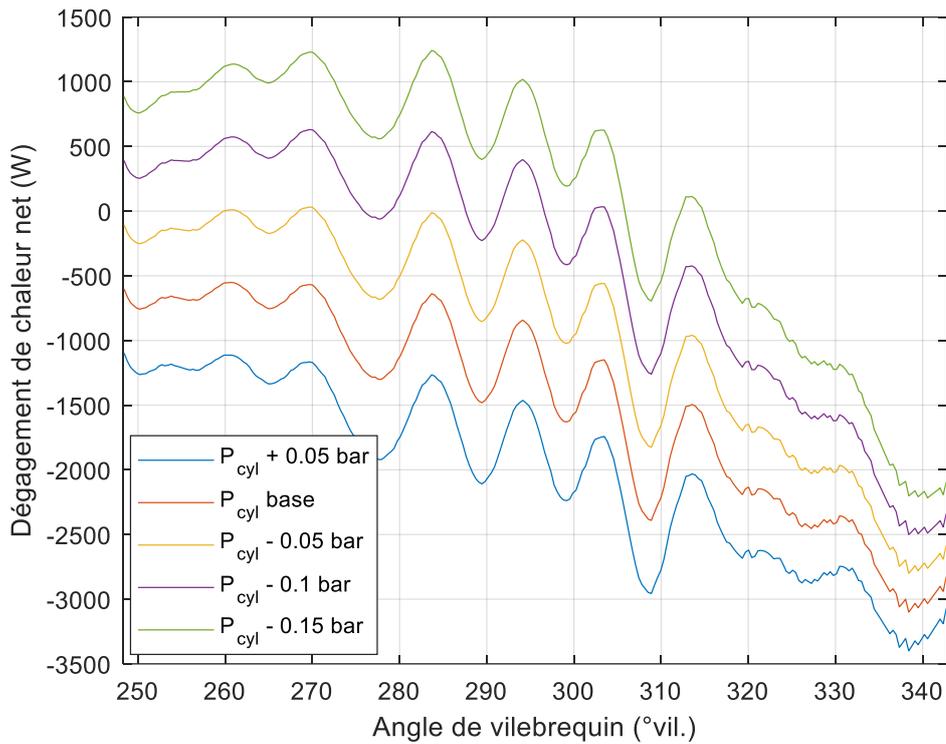


Figure 42 : Influence du recalage absolu de la pression cylindre sur le dégagement de chaleur net lors de la compression. 2000 tr/min 7 bars.

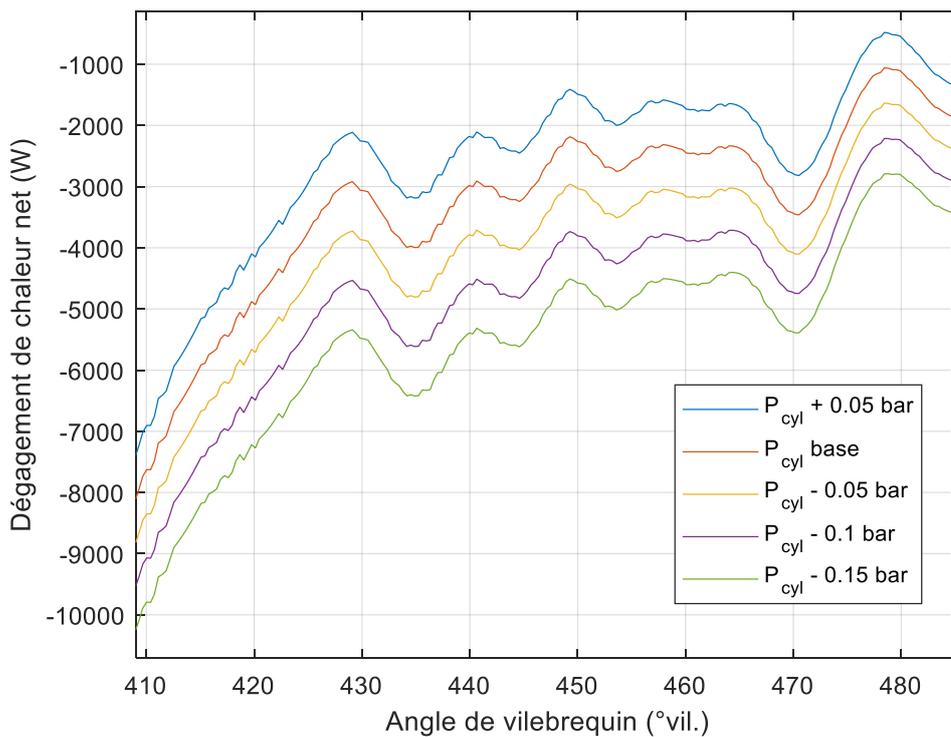


Figure 43 : Influence du recalage absolu de la pression cylindre sur le dégagement de chaleur net lors de la détente. 2000 tr/min 7 bars.

Enfin, nous allons nous intéresser à l'influence du rapport volumétrique sur le calcul du dégagement de chaleur net et des pertes aux parois cumulées. L'incertitude sur ce rapport, défini comme le rapport entre le volume mort et la somme du volume mort et de la cylindrée unitaire, provient de la difficulté à estimer précisément le volume mort du fait de sa géométrie complexe et d'éventuelles dispersions de fabrication. La Figure 44, la Figure 45 et la Figure 46 présentent l'influence du rapport volumétrique sur le dégagement de chaleur net respectivement lors de la compression, de la combustion et de la détente. Dans les différents cas, le rapport volumétrique varie entre 8,75 et 9,75 par pas de 0,25.

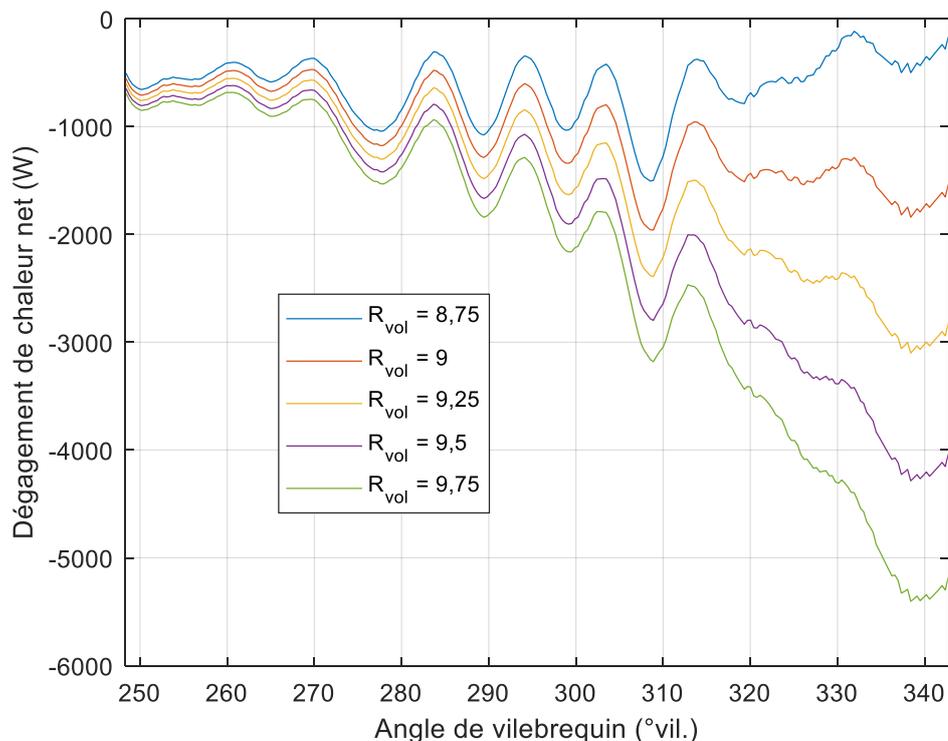


Figure 44 : Influence du rapport volumétrique sur le dégagement de chaleur net lors de la compression. 2000 tr/min 7 bars.

Lors de la compression, l'influence du rapport volumétrique est d'abord faible, puis de plus en plus prononcée au fur et à mesure que le piston se rapproche du PMH. En fin de compression, le dégagement de chaleur net est dix fois plus intense pour un rapport volumétrique de 9,75 que pour un rapport de 8,75. Dans le cas de ce dernier, le comportement du dégagement de chaleur est absurde car il implique que le gaz cède plus de chaleur aux parois en début de compression qu'en fin de compression.

Durant la combustion, plus le rapport volumétrique est faible, plus le maximum atteint par le dégagement de chaleur net est élevé. Néanmoins en fin de combustion la tendance s'inverse et le rapport volumétrique le plus élevé produit le dégagement de chaleur net le plus intense.

Enfin lors de la détente, l'influence du rapport volumétrique est contraire à celle observée durant la compression. Cette influence est d'abord forte, puis de plus en plus faible au fur et à mesure que le piston s'éloigne du PMH. Plus le rapport volumétrique est faible, plus le dégagement de chaleur est intense.

On constate donc que le rapport volumétrique affecte le dégagement de chaleur, en particulier à proximité du PMH. En effet, comme le volume de la chambre γ est faible, des variations minimales du rapport volumétrique ont une forte influence.

Lorsque l'on s'intéresse à l'influence du rapport volumétrique sur les pertes de chaleur aux parois cumulées, on constate que les variations observées lors de la partie fermée du cycle n'impactent que très peu le dégagement de chaleur cumulé, fait noté par Lapuerta et al. [62]. Ainsi, la part d'énergie apportée par la combustion et cédée aux parois varie de moins de 0,75% entre les différents cas. La Figure 47 illustre l'influence du rapport volumétrique sur le calcul des pertes aux parois cumulées et l'on remarque les différences observées lors de la compression, combustion et détente se compensent.

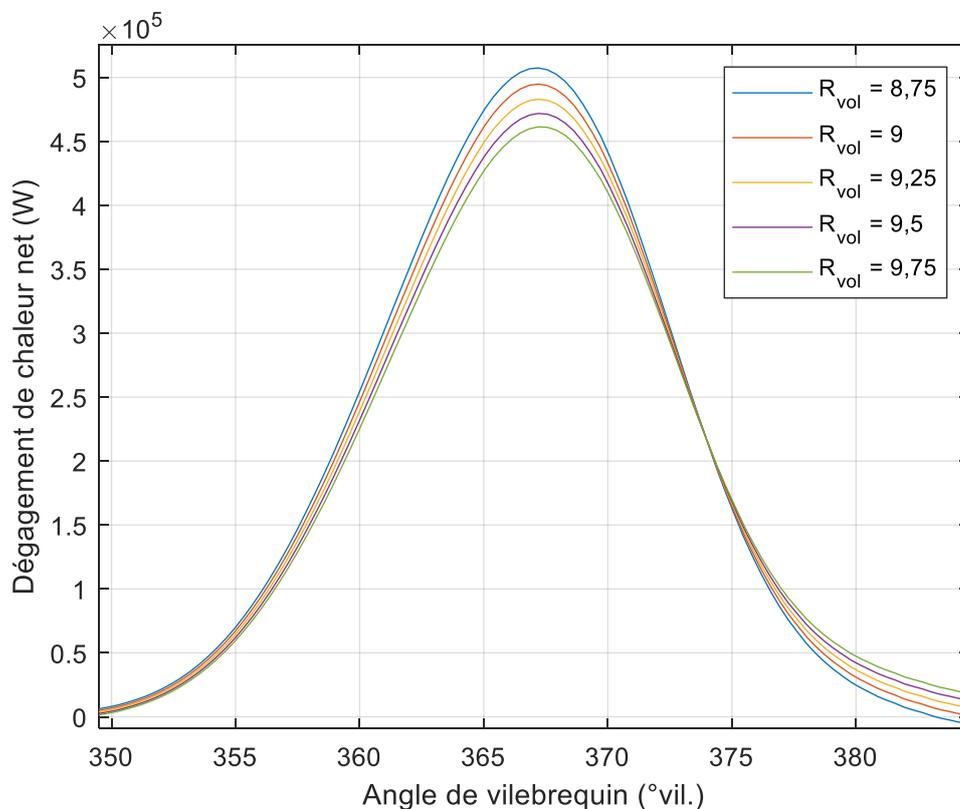


Figure 45 : Influence du rapport volumétrique sur le dégagement de chaleur net lors de la combustion. 2000 tr/min 7 bars.

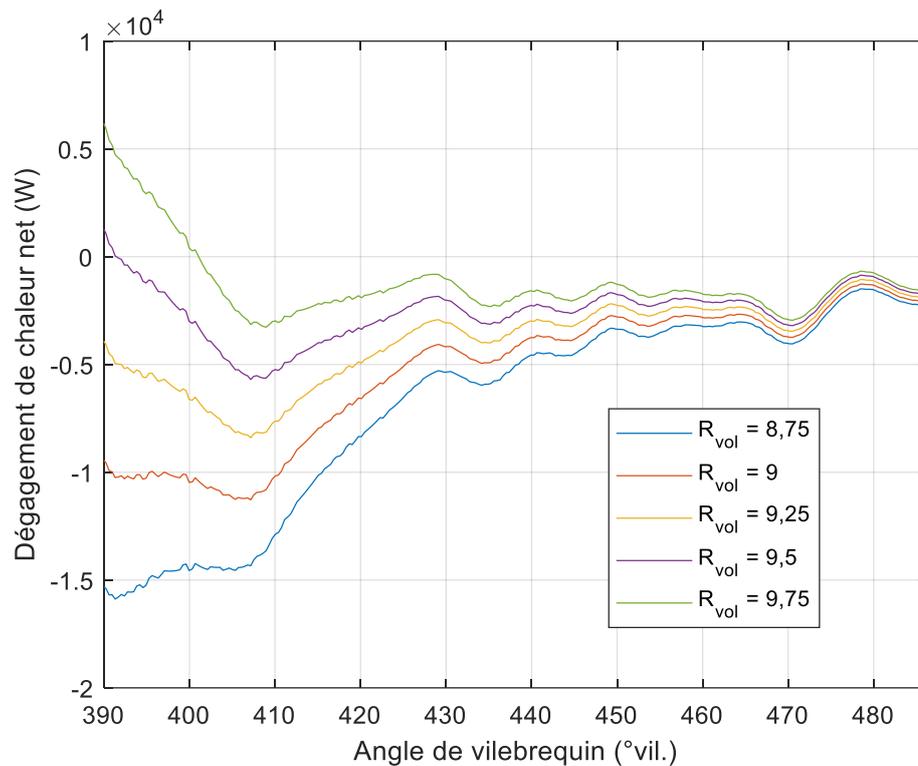


Figure 46 : Influence du rapport volumétrique sur le dégagement de chaleur net lors de la détente. 2000 tr/min 7 bars.

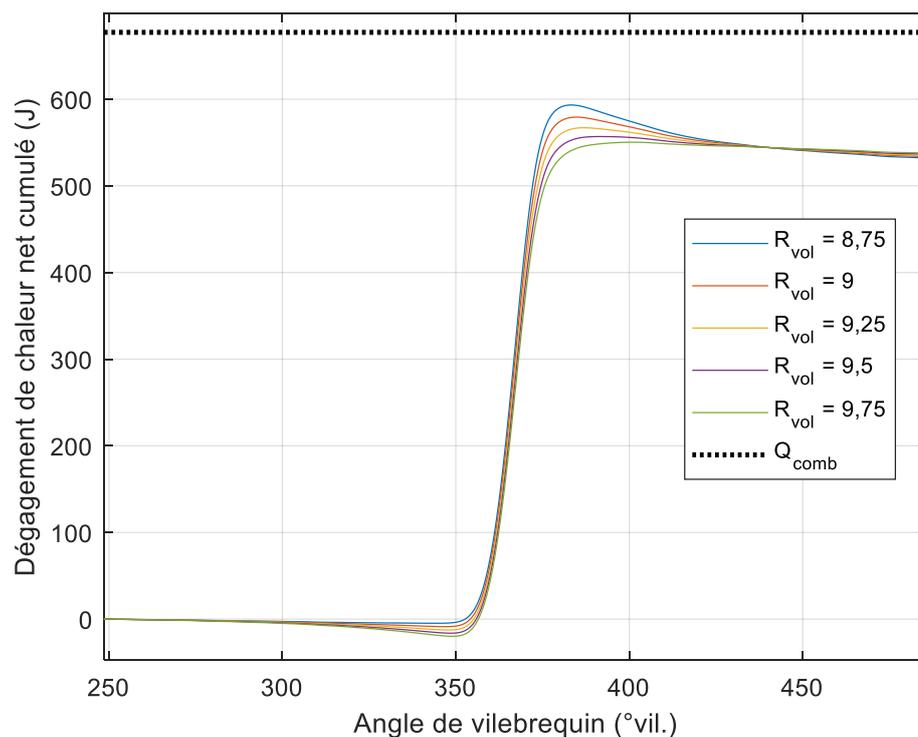


Figure 47 : Influence rapport volumétrique sur le dégagement de chaleur net cumulé. 2000 tr/min 7 bars.

Le dégagement de chaleur net peut en principe être utilisé afin de caractériser les échanges de chaleur aux parois soit tel quel lorsqu'il n'y a pas de combustion, soit en le cumulant et le combinant avec le calcul de la quantité de chaleur dégagée par la combustion. Mais du fait de sa sensibilité aux incertitudes expérimentales, il convient d'être prudent lors de son utilisation.

L'utilisation du dégagement de chaleur lors de la compression est problématique. En effet, bien que l'influence de l'angle de perte soit faible, celles de la mesure absolue de la pression cylindre et du rapport volumétrique sont prononcées. Même en admettant avoir un rapport volumétrique exact, une erreur sur la mesure de pression cylindre impacte non seulement le niveau de flux chaleur cédé aux parois, mais aussi son sens. Le dégagement de chaleur lors de la compression peut néanmoins être utilisé afin de repérer une erreur sur l'estimation du rapport volumétrique.

Concernant les pertes aux parois cumulées, celles-ci sont nettement moins sensibles aux incertitudes expérimentales. En effet bien que l'angle de perte ait une certaine influence sur leur calcul, la valeur absolue de la pression cylindre et le rapport volumétrique ont un impact négligeable car leurs effets durant les différentes portions de la partie fermée du cycle se compensent. Les pertes de chaleur cumulées calculées par le dégagement de chaleur apparaissent donc comme un moyen de calibration robuste.

Les cas de références, à savoir les choix présentés dans la partie II.2.2 dans le cadre de la mesure de la pression cylindre et le rapport volumétrique fourni par le constructeur, ne présentant pas de résultats absurdes, ceux-ci sont considérés comme valides pour le reste de ce mémoire. Néanmoins les conclusions de cette partie seront utilisées lors de la prise en compte des incertitudes de mesure dans le cadre de la calibration des modèles de transfert thermiques zéro dimensionnels.

La méthodologie de calcul des pertes de chaleur au parois cumulées ainsi que sa sensibilité aux données expérimentales ayant été présentée, nous allons maintenant nous intéresser à l'influence que les paramètres moteurs ont sur celles-ci.

II.3.4 Application au calcul des pertes de chaleur aux parois cumulées pour les essais H5Ft

La campagne d'essais réalisée sur le H5Ft permet de mettre en évidence l'influence :

- Du régime moteur
- De la charge
- De la température du liquide de refroidissement et de l'huile
- De la richesse
- De l'avance à l'allumage

En appliquant les équations (75), (77) et (78) aux mesures effectuées pour les points de fonctionnement 1, 2, 3 et 4, on obtient respectivement la Figure 48, la Figure 49, la Figure 50 et la Figure 51. Ces figures présentent les pertes de chaleur aux parois cumulées en fonction de la richesse pour les différentes combinaisons de températures de liquide et d'avance à l'allumage. Dans le cas des différentes avances, l'allumage est systématiquement retardé et non avancé.

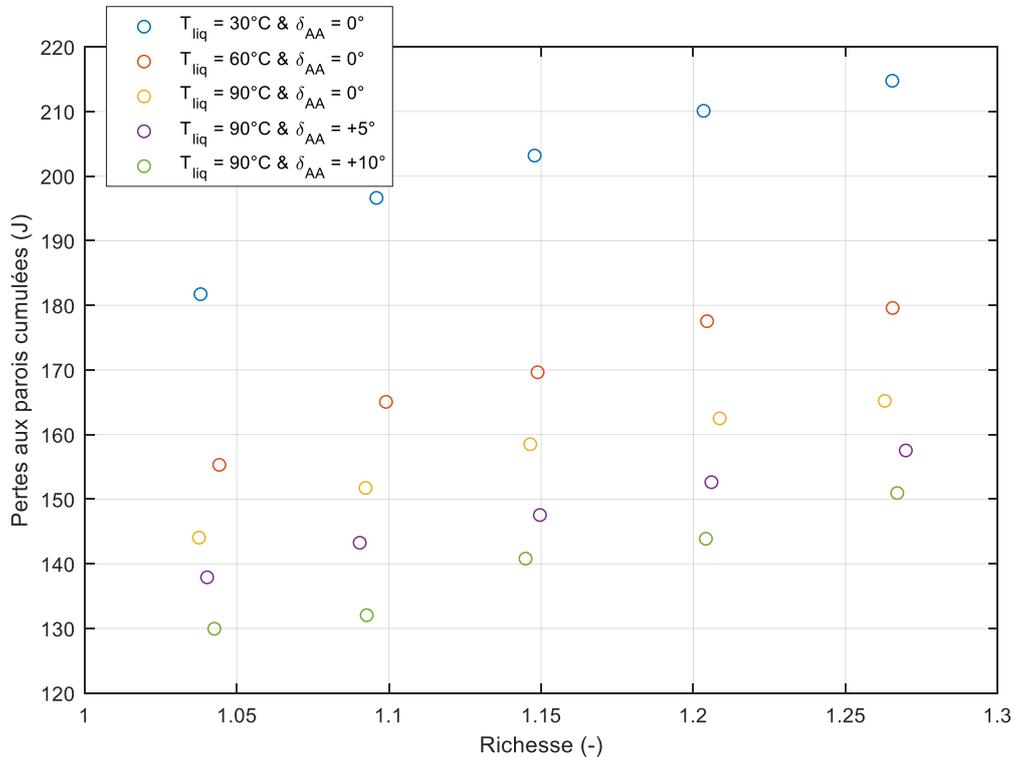


Figure 48 : Pertes de chaleur aux parois cumulées pour le point de fonctionnement numéro 1. 2000 tr/min 7 bars.

On remarque tout d'abord que les pertes aux parois diminuent avec le régime moteur. En effet un régime plus élevé implique un temps d'exposition des parois aux gaz chauds plus court. Néanmoins cette différence n'est pas proportionnelle au temps d'exposition. Ceci s'explique par une plus faible vitesse de gaz et un allumage plus tardif pour les bas régimes. Lorsque la charge augmente, les pertes aux parois augmentent aussi du fait d'une pression en début de compression, et donc pendant la combustion, plus élevée.

En ce qui concerne l'influence des températures de liquides, plus celles-ci sont basses plus les pertes aux parois sont importantes. Comme la température des parois est directement influencée par celles des liquides, il n'est pas surprenant en appliquant la loi de Newton (2) d'obtenir des pertes cumulées plus élevées lorsque le moteur est froid. Néanmoins l'ordre de grandeur de cette différence semble excessif ; ceci sera investigué dans le Chapitre IV.

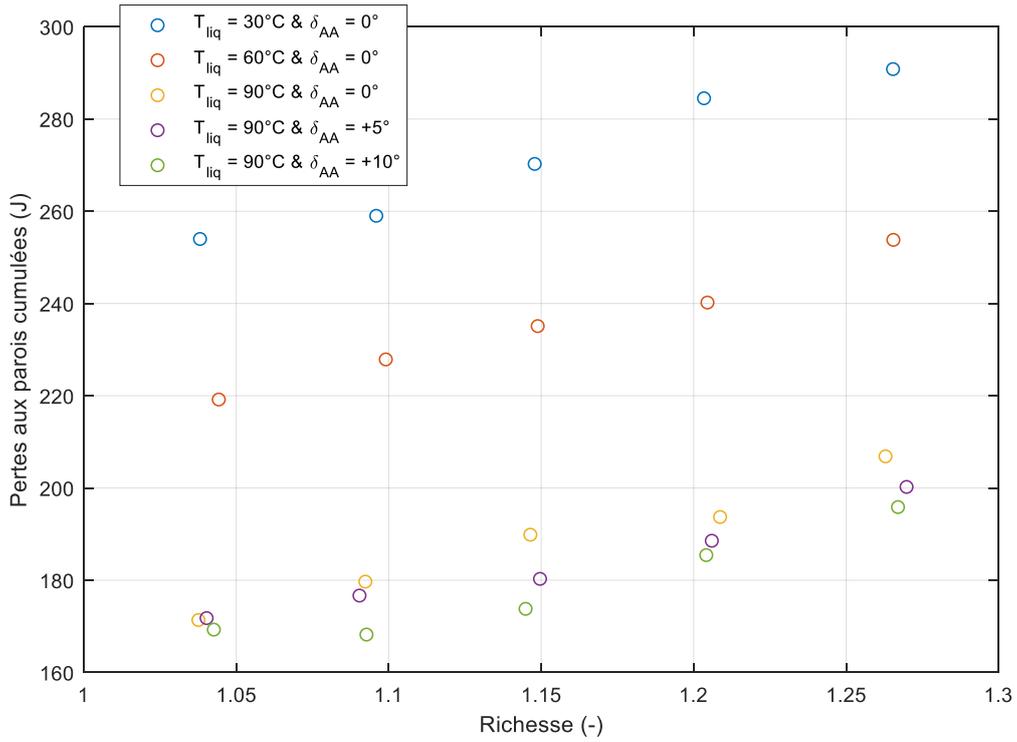


Figure 49 : Pertes de chaleur aux parois cumulées pour le point de fonctionnement numéro 2. 2000 tr/min 13 bars.

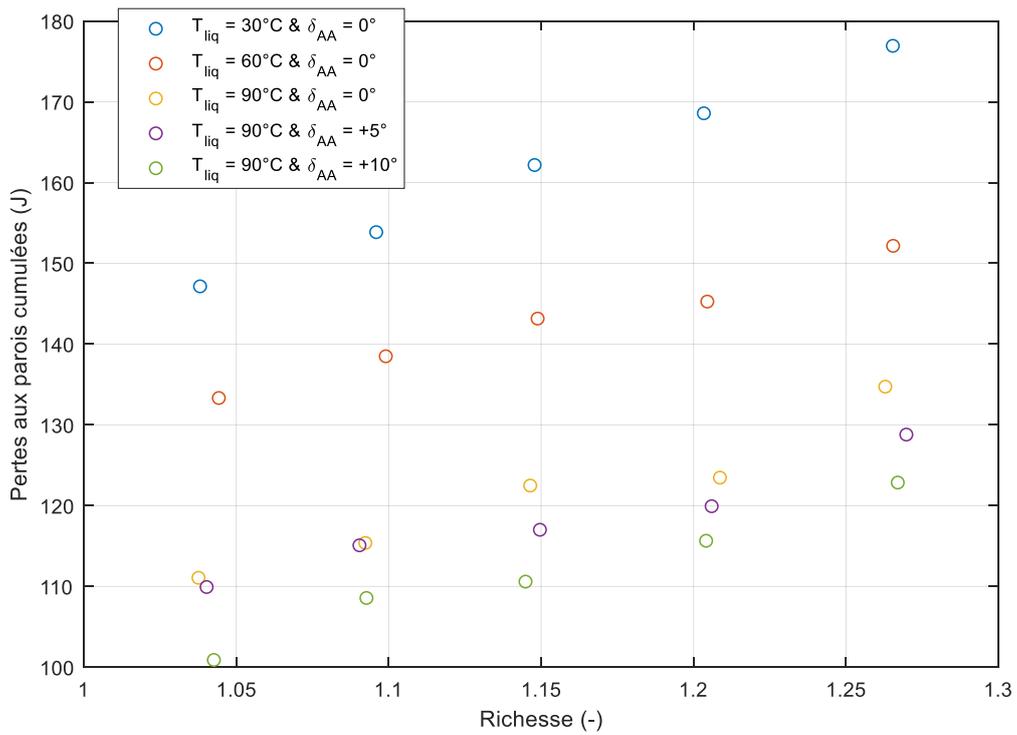


Figure 50 : Pertes de chaleur aux parois cumulées pour le point de fonctionnement numéro 3. 4000 tr/min 7 bars.

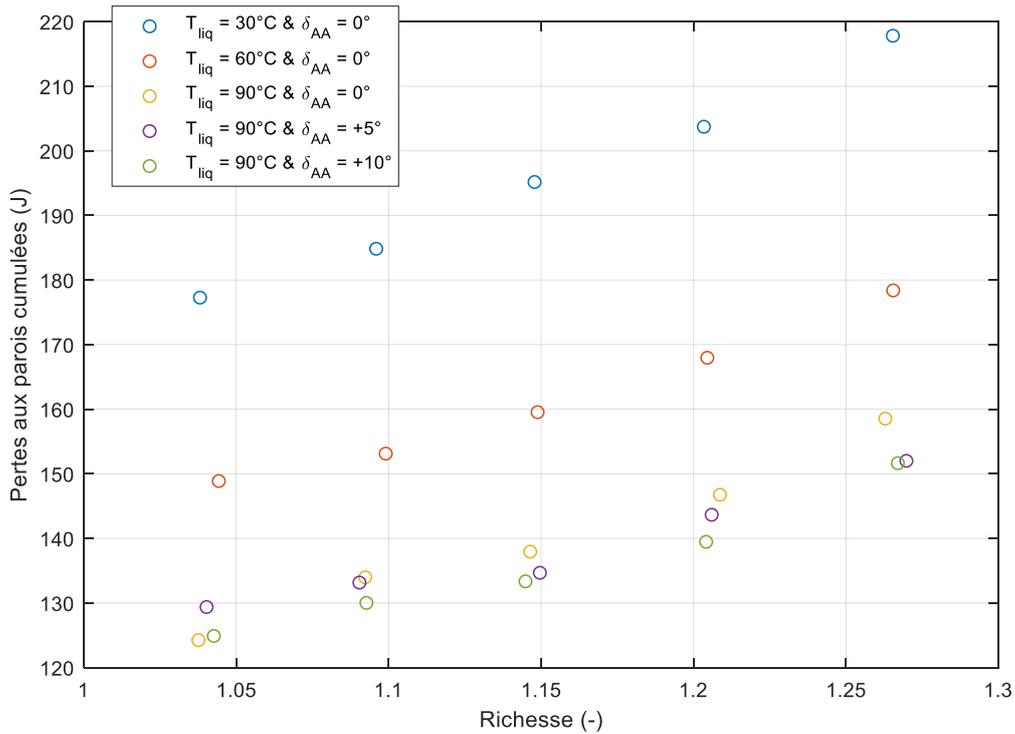


Figure 51 : Pertes de chaleur aux parois cumulées pour le point de fonctionnement numéro 4. 4000 tr/min 13 bars.

Lorsque l’allumage est retardé les pertes de chaleur aux parois diminuent. En effet le maximum atteint pendant le cycle par la pression et la température du gaz diminue, ce qui entraîne une réduction de l’intensité du transfert de chaleur vers les parois. Cet effet est plus prononcé pour les points de fonctionnement à faible régime comparé à ceux à régime élevé du fait du plus grand intervalle de temps correspondant à un retard d’allumage angulaire donné.

Enfin on constate que si la richesse augmente, les pertes aux parois augmentent elles aussi. Ceci peut être attribué à une vitesse de propagation de flamme plus élevée, celle-ci augmentant avec la richesse, ce qui a pour effet de produire un pic de pression plus important. Ce phénomène est illustré par la Figure 52, où sont représentées les pressions cylindre du point de fonctionnement numéro 2 pour cinq richesses avec des températures fluides de 90°C.

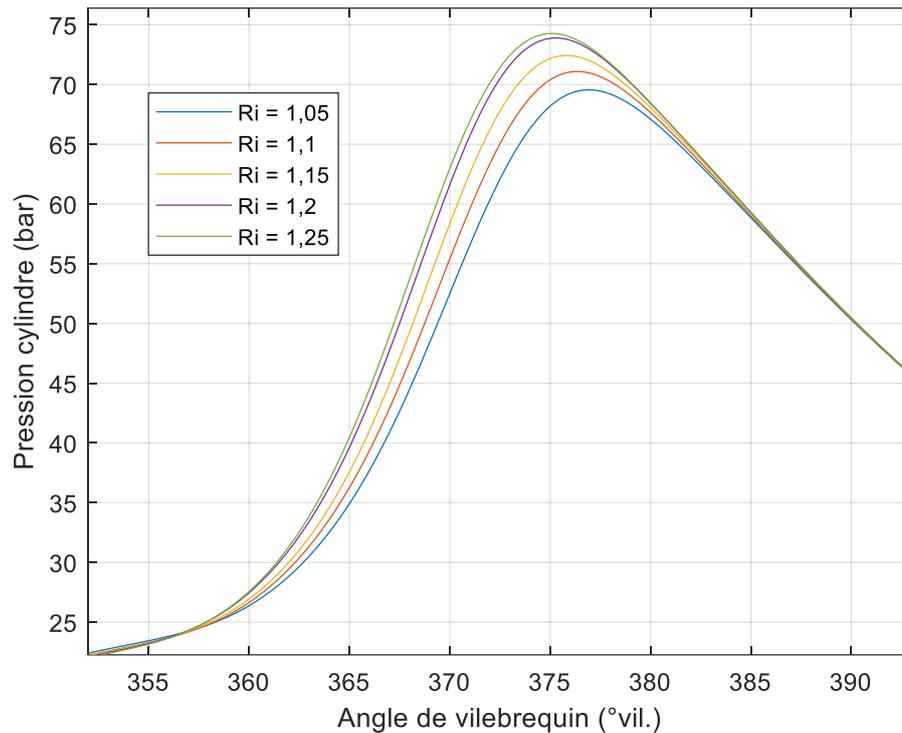


Figure 52 : Influence de la richesse sur la pression cylindre. 2000 tr/min 13 bars.

II.4 Sous-modèles de température pour les transferts thermiques

Comme il a été expliqué au Chapitre I, la modélisation zéro-dimensionnelle des transferts thermiques dans les chambres de combustion repose sur la loi de Newton (2). La densité de flux est calculée par le produit d'un coefficient d'échange et de la différence de température entre le gaz et les parois. Les modèles proposés dans la littérature ont pour but d'estimer le coefficient d'échange, néanmoins l'importance de la différence de température gaz-parois n'est que rarement soulignée. Dans cette partie, les méthodes d'évaluation de ces températures seront présentées et les approches sélectionnées dans le cadre de cette thèse seront détaillées.

II.4.1 Température de gaz

II.4.1.1 Méthodologie de calcul

Même si la température du gaz dans le cylindre est hétérogène du fait de l'existence d'une couche limite, de parois à différentes températures ou encore de la combustion, il est difficile de modéliser la distribution de la température dans la chambre de combustion. Un modèle à plusieurs zones peut apporter plus d'informations à ce sujet, mais dans le cadre de la

modélisation des transferts thermiques la plupart des auteurs ont recours à une température moyennée spatialement. Si l'on connaît la pression, le volume et la masse du gaz enfermé dans le cylindre, cette température peut être déterminée en utilisant la loi des gaz parfaits (83).

$$T_{cyl} = \frac{P_{cyl}V_{cyl}}{m_{cyl}r} \quad (83)$$

Comme la pression cylindre est généralement mesurée ou simulée et que le volume de la chambre de combustion est calculé, la seule inconnue est la masse contenue dans la chambre. Cette masse est constituée de l'air frais admis, du carburant et des gaz brûlés. Ces gaz brûlés peuvent être résiduels et provenir du cycle moteur précédent, ou recirculés si le moteur possède un système EGR. La masse totale peut donc être exprimée par l'équation (84).

$$m_{cyl} = m_{air} + m_{carb} + m_{GB} \quad (84)$$

Afin de déterminer directement la masse totale enfermée dans le cylindre m_{cyl} , il existe principalement deux méthodes [70] [71] [72]. La première méthode repose sur l'utilisation du rendement volumétrique. Celui-ci est défini par Heywood [7] comme le rapport entre le débit volumique d'air traversant l'admission divisé par le taux de variation moyen du volume de la chambre de combustion, ce dernier étant égal à deux fois la cylindrée multipliée par le régime moteur en tours par secondes. Ce rapport est donc égal à la masse d'air réellement admise dans le cylindre divisée par la masse d'air qui serait enfermée si le volume balayé par le piston V_d était rempli par du gaz dont la pression et la température sont égales à celle de l'admission. En utilisant cette définition du rendement volumétrique, il est possible d'écrire l'équation (85).

$$\dot{m}_{cyl} = \eta_v \frac{1}{2} \frac{P_{adm}V_d}{rT_{adm}} N_{mot} \quad (85)$$

Avec \dot{m}_{cyl} le débit massique d'air enfermé dans le cylindre, η_v le rendement volumétrique et P_{adm} et T_{adm} respectivement la pression et la température de l'air à l'admission. Comme le rendement volumétrique varie en fonction du régime, de la charge et d'autres paramètres [70], il est nécessaire de créer préalablement des cartographies de rendement volumétrique.

La seconde méthode est appelée méthode de la Delta-P et repose sur l'hypothèse d'une compression polytropicque. Selon cette hypothèse, la masse totale enfermée dans le cylindre peut être déterminée à partir de l'écart de pression cylindre entre deux points de la course de

compression, notés a et b . En supposant connu le coefficient polytropique k , on peut écrire l'équation (86) [70].

$$\Delta P_{cyl} = P_{cyl,b} - P_{cyl,a} = P_{cyl,a} \left(\left(\frac{V_{cyl,b}}{V_{cyl,a}} \right)^k - 1 \right) \quad (86)$$

En utilisant la loi des gaz parfaits (83) pour exprimer la pression cylindre au point a en fonction de la température, du volume et de la masse enfermée, on obtient la relation (87).

$$m_{cyl} = \frac{\Delta P_{cyl} V_{cyl,a}}{r T_{cyl,a}} \left(\left(\frac{V_{cyl,b}}{V_{cyl,a}} \right)^k - 1 \right) \quad (87)$$

En dehors du coefficient polytropique, la seule inconnue est la température $T_{cyl,a}$. Afin de la déterminer, il est nécessaire de pouvoir l'estimer via une fonction des paramètres moteurs. Les coefficients de celle-ci doivent être calibrés au moyen d'essais spécifiques [70] [73] [74]. De plus, comme on l'a vu précédemment dans II.2.2.2, l'utilisation d'un coefficient polytropique constant est contestable.

Comme indiqué par Youssef et al. [71], ces deux méthodes peuvent être difficiles à utiliser du fait de l'important travail de calibration et / ou de mise au point de cartographie pour l'estimation de η_v et $T_{cyl,a}$. Il est donc parfois nécessaire de recourir à d'autres méthodes pour déterminer la masse totale enfermée dans le cylindre.

Dans le cas des études réalisées sur les transferts thermiques aux parois des chambres de combustion, peu d'auteurs précisent leur méthodologie pour calculer la masse de gaz en dépit du fort impact que celle-ci a sur la quantification des pertes de chaleur aux parois [26] [75].

Shayler et al. [76] appliquent la loi des gaz parfaits (83) en début de compression et utilisent une température de gaz de 450K. Néanmoins cette température est amenée à varier selon le moteur et les conditions de fonctionnement.

Le moteur étudié par Chang et al. [24] ne présentant pas de croisement de soupapes ni de système de recirculation de gaz brûlés, les masses d'air et de carburant sont mesurées à l'aide de débitmètres. L'air et le carburant sont mélangés avant le répartiteur d'admission et sont admis en même temps. Afin de déterminer la masse de gaz résiduels, ils ont recours à la loi de Dalton, qui stipule que la pression dans le cylindre à RFA est la somme des pressions partielles de la charge gazeuse admise et des gaz résiduels (88).

$$P_{cyl,IVC} = P_{air+carb} + P_{GR} \quad (88)$$

Or la pression partielle de la charge gazeuse admise peut être calculée par l'équation (89).

$$P_{air+carb} = \frac{m_{air+carb} r T_{adm}}{V_{cyl,IVC}} \quad (89)$$

Avec T_{adm} la température du gaz dans le répartiteur d'admission, mesurée juste avant les soupapes. Il est donc possible de calculer la masse de gaz résiduels par l'équation (90).

$$m_{GR} = \frac{P_{GR} V_{cyl,IVC}}{r T_{GR}} = (P_{cyl,IVC} - P_{air+carb}) \frac{V_{cyl,IVC}}{r T_{GR}} \quad (90)$$

Pour estimer la température des gaz résiduels T_{GR} , les auteurs utilisent la température moyenne des gaz d'échappement.

Demuyne et al. [39] procèdent de façon similaire à Chang et al. et utilisent des débitmètres pour mesurer les masses d'air et de carburant du fait de l'absence de croisement de soupapes. Pour déterminer la quantité de gaz résiduels présents dans le cylindre, ils ont recours à la loi des gaz parfaits (83) appliquée à la fermeture des soupapes d'échappement et en utilisant la température des gaz mesurée à l'échappement.

Olmeda et al. [26] utilisent un simple bilan d'enthalpie à RFA, mais comme leur moteur possède un croisement de soupape important, ils ont recours à un traceur afin de déterminer la masse d'air effectivement enfermée dans le cylindre. Ils utilisent du méthane et mesurent sa concentration à l'admission et à l'échappement. Selon eux lors de la combustion, tout le méthane enfermé dans la chambre est consommé alors que celui traversant les soupapes d'admission et d'échappement lors du balayage ne réagit pas. En comparant les concentrations à l'admission et l'échappement, ils sont alors capables de calculer la fraction d'air frais ne participant pas à la combustion et d'en déduire la quantité d'air balayée ; c'est-à-dire traversant les soupapes d'admission et d'échappement sans être enfermée dans la chambre de combustion.

Dans le cas des essais moteur réalisés au cours de la thèse, la méthodologie suivie consiste à déterminer les trois composantes de la masse enfermée données par l'équation (84).

Le H5Ft étant un moteur à injection directe, le carburant est injecté dans la chambre de combustion lors de la phase d'admission lorsque les soupapes d'échappement sont fermées. L'intégralité du carburant est donc enfermée dans le cylindre et il est alors possible de déterminer la masse associée au moyen d'une balance à carburant.

Concernant la détermination de la masse d'air enfermée, comme le moteur présente un croisement de soupape variable selon le point de fonctionnement, il a été jugé judicieux de

régler les déphasages d'arbre à came à 0° afin de supprimer le croisement de soupapes et ainsi diminuer l'incertitude sur la masse d'air éventuellement balayée. La masse d'air enfermée peut donc être calculée à partir du débit d'air traversant le moteur. Ce débit d'air est déterminé grâce à la mesure de la richesse et à celle de la masse de carburant (91).

$$m_{air} = \frac{AFR_{st}}{Ri} m_{carb} \quad (91)$$

Avec AFR_{st} le rapport air / carburant pour un mélange stœchiométrique, soit 14,4 pour le carburant utilisé.

Afin d'estimer la fraction massique de gaz résiduels dans la chambre, les modèles de Fox et al. [77] et Cavina et al. [78] ont été testés. Ces modèles ont été spécialement conçus pour les moteurs à allumage commandé présentant du croisement de soupapes. Comme le modèle de Cavina et al. produit des valeurs faibles (de l'ordre de quelques pourcents) dans le cas de l'absence de croisement de soupapes, celui de Fox et al. a été retenu. Les fractions massiques de gaz résiduels varient entre 7 et 13% de la masse totale enfermée, ce qui paraît raisonnable vu qu'il n'y a pas de balayage. Ces fractions augmentent avec la charge et le régime. Dans le premier cas ceci est dû à une faible pression d'admission pour les charges faibles, dans le deuxième cas à l'augmentation des pertes de charges aux soupapes avec le régime.

Une fois les masses d'air et de carburant ainsi que la fraction massique de gaz résiduels déterminées, la masse totale enfermée dans le cylindre peut être calculée grâce à l'équation (92) :

$$m_{cyl} = \frac{m_{carb} + m_{air}}{1 - X_{GR}} \quad (92)$$

Afin de vérifier la cohérence du calcul des masses, les températures moyennes de gaz à la fermeture des soupapes d'admission et maximales atteintes lors du cycle sont représentées en fonction de la température de liquide de refroidissement et de la richesse. Les températures à RFA sont données respectivement par la Figure 53 et la Figure 54, et les températures maximales respectivement par la Figure 55 et la Figure 56.

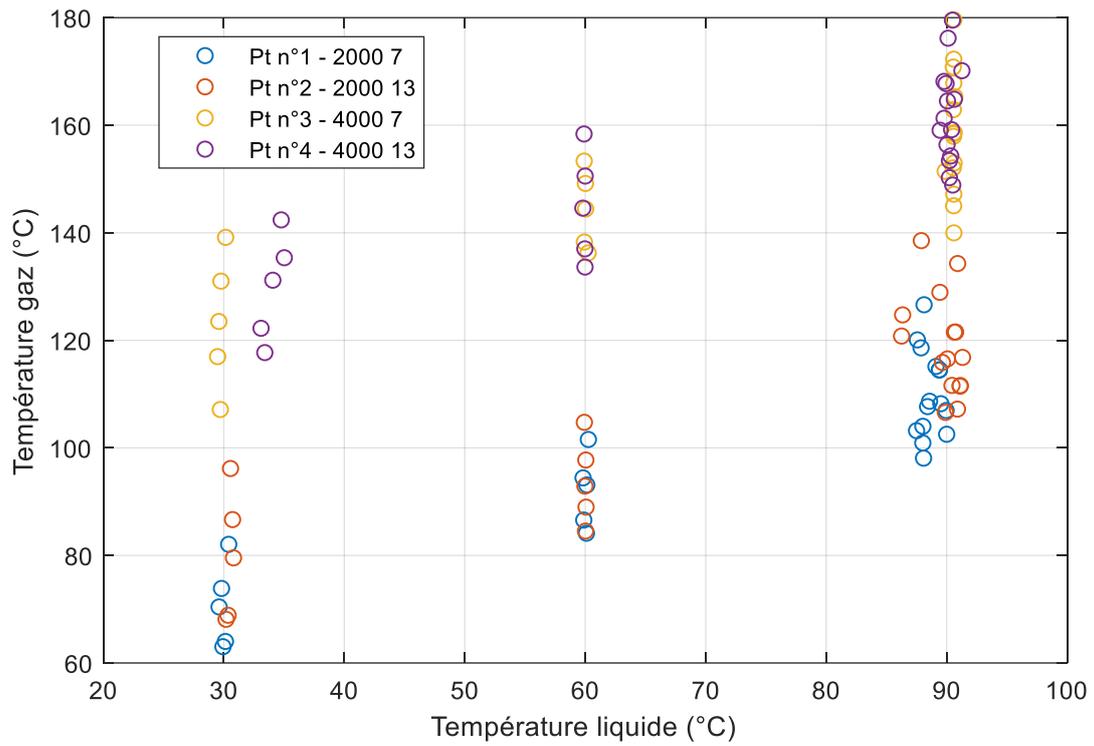


Figure 53 : Température moyenne de gaz à RFA en fonction de la température de sortie du liquide de refroidissement pour la campagne d'essais H5Ft.

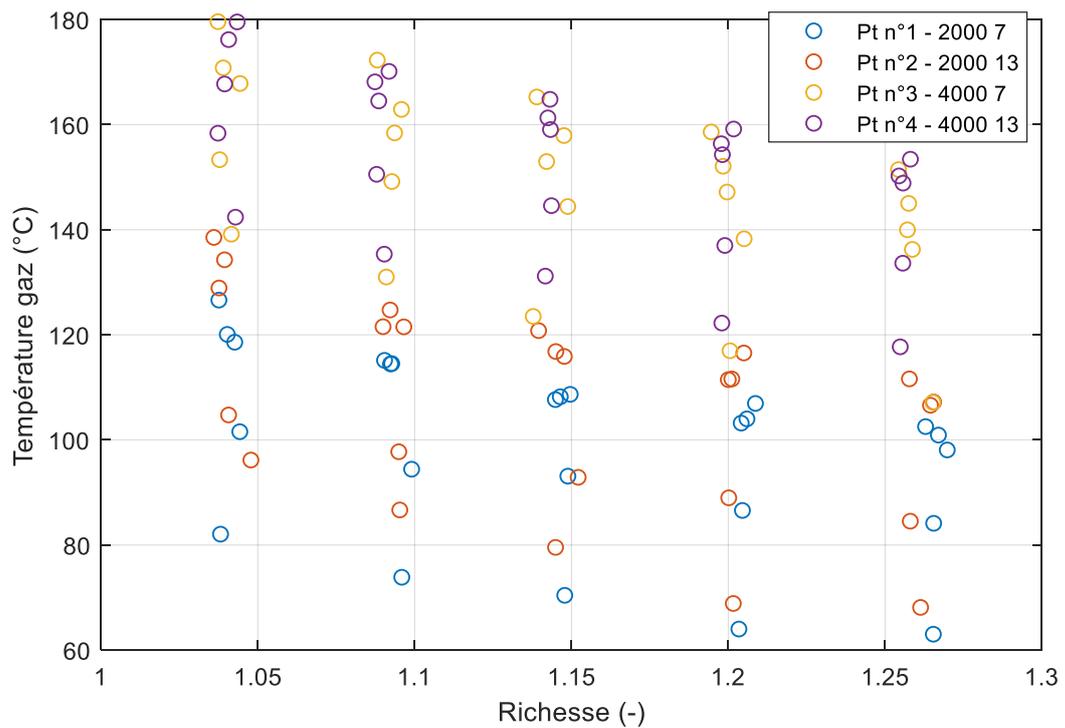


Figure 54 : Température moyenne de gaz à RFA en fonction de richesse pour la campagne d'essais H5Ft.

Concernant la température moyenne maximale atteinte au cours du cycle, on remarque que celle-ci augmente avec la charge et le régime. Dans le premier cas cela peut s'expliquer par une fraction de résiduel plus élevée, et donc une dilution plus importante. Dans le second cas, la température maximale est plus basse du fait d'un allumage retardé pour les points de fonctionnement à bas régime afin d'éviter le cliquetis, et un temps d'exposition plus long ce qui implique une perte de chaleur aux parois plus importante. La température maximale augmente avec la température de liquide de refroidissement, probablement du fait d'échanges moins importants avec les parois, bien que l'ordre de grandeur des différences semble disproportionné. La température maximale diminue faiblement avec la richesse du fait de l'effet de dilution.

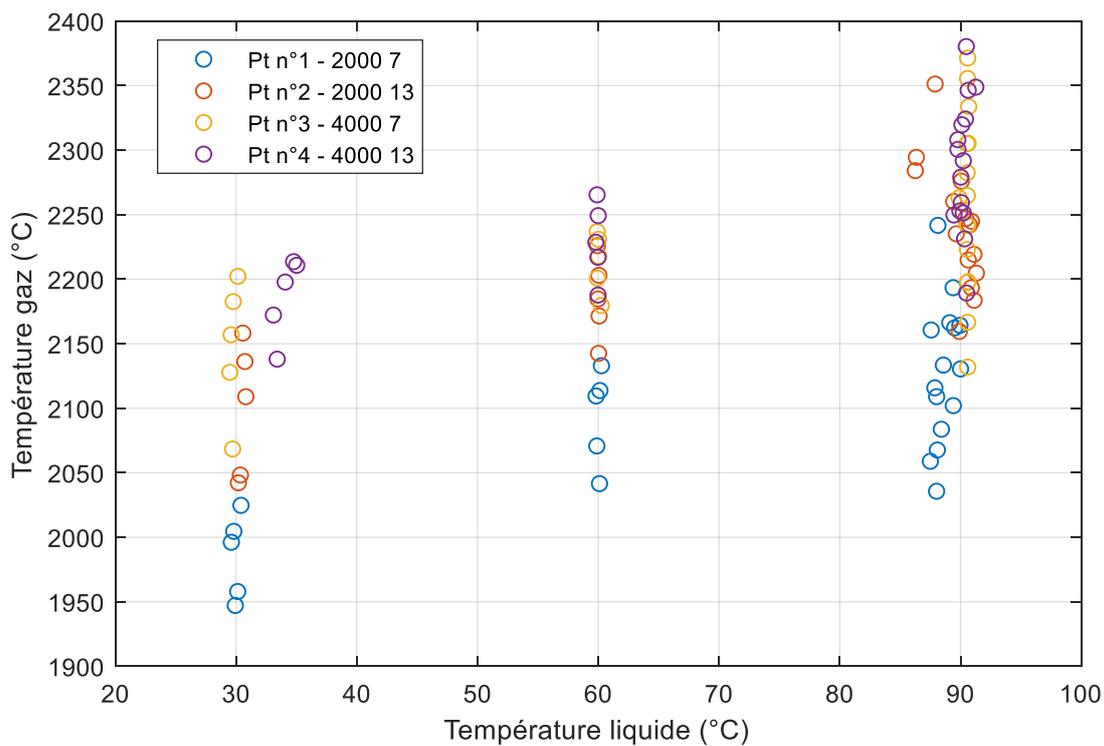


Figure 55 : Température moyenne de gaz maximale en fonction de la température de sortie du liquide de refroidissement pour la campagne d'essais H5Ft.

La température moyenne du gaz à RFA est comprise entre 60 et 180°C selon le point de fonctionnement. Elle augmente sensiblement avec la température du liquide de refroidissement et diminue faiblement avec la richesse. Ceci peut s'expliquer d'une part par des températures de parois plus basses, le gaz se réchauffant moins au contact de celles-ci lors de l'admission. D'autre part l'évaporation du carburant prélève une quantité de chaleur plus importante avec la richesse, ce qui diminue la température du gaz. Les points à haut régime présentent des températures globalement plus du fait de l'augmentation de la fraction de gaz résiduels, mais cela pourrait aussi provenir d'une erreur de recalage de la pression cylindre plus importante du fait de pertes de charge plus élevées. L'influence de la charge est

moins prononcée que celle du régime moteur, probablement parce que l'influence d'une plus grande part de gaz résiduels à faible charge est compensée par des températures de parois plus basses, ces dernières augmentant avec la charge.

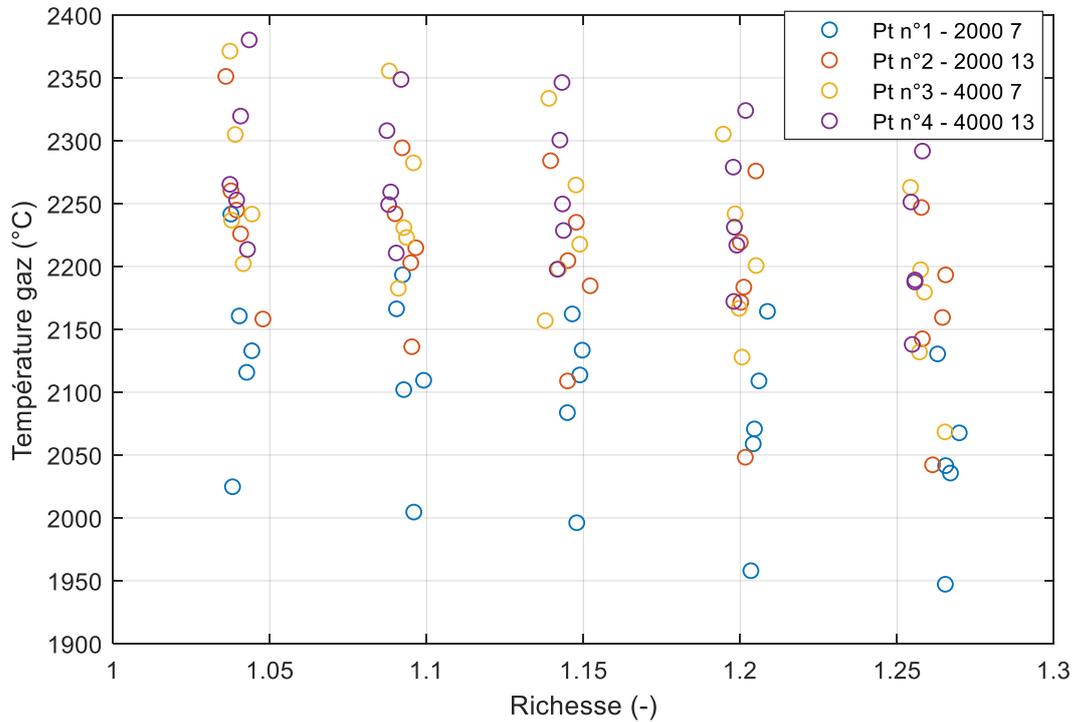


Figure 56 : Température moyenne de gaz maximale en fonction de la richesse pour la campagne d'essais H5Ft.

II.4.1.2 Analyse de sensibilité

La température moyenne du gaz enfermé dans le cylindre étant calculée via la loi des gaz parfaits (83), une erreur sur l'estimation de la masse enfermée se répercute directement sur la température. Ainsi si la masse est surestimée alors la température est sous-estimée, et vice versa, comme illustré sur la Figure 57. L'influence de -10 à +10% d'erreur par pas de 5% par rapport à la masse calculée via la méthodologie présentée précédemment sur le point de fonctionnement numéro 1 y est représentée. Le Tableau 14 récapitule les températures moyennes du gaz à RFA, maximales et à AOE pour les différentes erreurs sur la masse enfermée. On remarque que les cas extrêmes impliquent une erreur de l'ordre de 40°C à RFA, de plus de 200°C au maximum de température et de 150°C à l'ouverture des soupapes d'échappement. Ces différences ont donc avoir un impact significatif sur le calcul des transferts thermiques aux parois de la chambre de combustion.

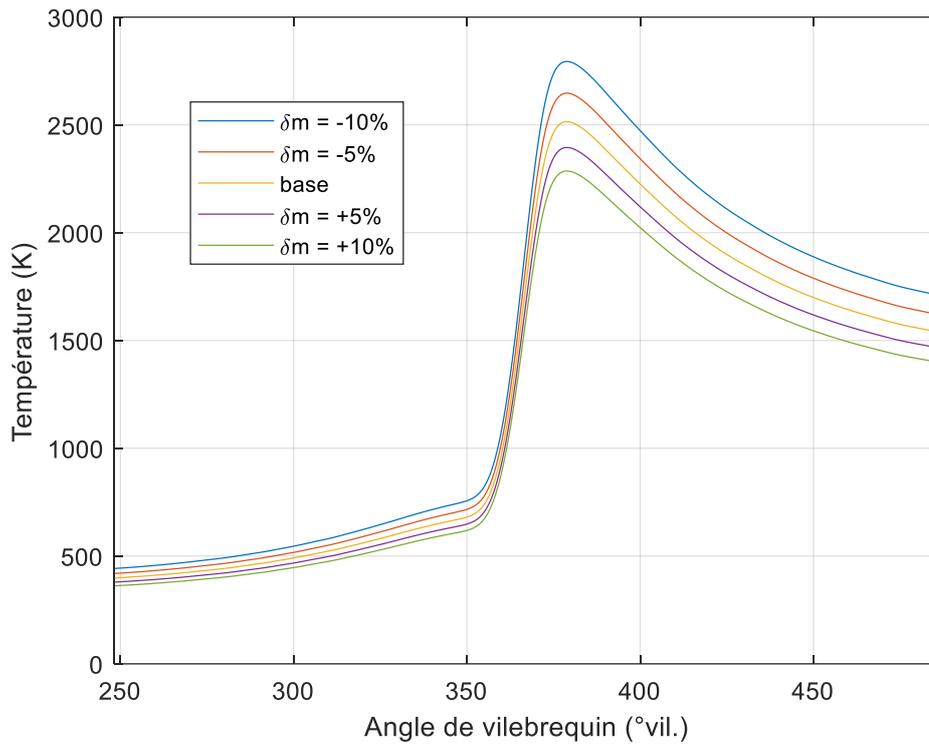


Figure 57 : Influence de l'estimation de la masse enfermée sur le calcul de la température moyenne du gaz dans le cylindre. 2000 tr/min 7 bars.

Delta m_{cyl}	Température à RFA (°C)	Température maximale (°C)	Température à AOE (°C)
-10%	169	2521	1437
-5%	146	2374	1347
base	125	2242	1266
+5%	106	2122	1193
+10%	89	2013	1126

Tableau 14 : Températures moyennes du gaz à RFA, maximales et à AOE pour différentes estimations de la masse enfermée. 2000 tr/min 7 bars.

Comme nous l'avons vu précédemment, le calcul du rapport des chaleurs spécifiques et donc du dégagement de chaleur net est dépendant de la température du gaz. Ainsi lorsque la masse enfermée diminue, la température de gaz augmente et donc le rapport des chaleurs spécifiques diminue, ce qui a pour effet de réduire le dégagement de chaleur durant la compression et de l'intensifier durant la combustion et la détente. Néanmoins ici l'erreur sur la masse n'a que peu d'impact sur le calcul du cumul des pertes aux parois, avec un peu plus de 2% de différence sur la part d'énergie apportée par la combustion et cédée aux parois entre les deux cas extrêmes.

Les modèles zéro-dimensionnels de transferts thermiques aux parois présentés dans le Chapitre I mettent en jeu la température du fait de la dépendance des propriétés physiques du gaz à celle-ci. Une erreur sur la masse enfermée impacte le flux de chaleur calculé par les modèles. Afin d'illustrer cette influence, la Figure 58, la Figure 59 et la Figure 60 présentent respectivement le coefficient d'échange, la densité de flux de chaleur et les pertes aux parois cumulées fournis par le modèle de Hohenberg (44). Comme le but est simplement de visualiser l'influence de la masse de gaz, les coefficients de calibration originaux ainsi qu'une température de parois de 400K ont été utilisés.

On peut remarquer que plus la masse enfermée est importante, plus le coefficient d'échange est important, ce qui est dû au fait que l'exposant de la température est négatif. En revanche, la densité de flux de chaleur, calculée par le produit du coefficient d'échange et de la différence de température entre le gaz et la paroi, est plus élevée dans le cas d'une masse faible. En effet, même si le coefficient d'échange est plus important, cela ne compense pas l'influence que la masse a sur la température du gaz. En conséquence, plus la masse de gaz est faible, plus les pertes de chaleur aux parois cumulées sur le cycle sont élevées et inversement. Relativement à la masse de référence, l'erreur est de +10% et -9% pour respectivement -10% et +10% de masse de gaz.

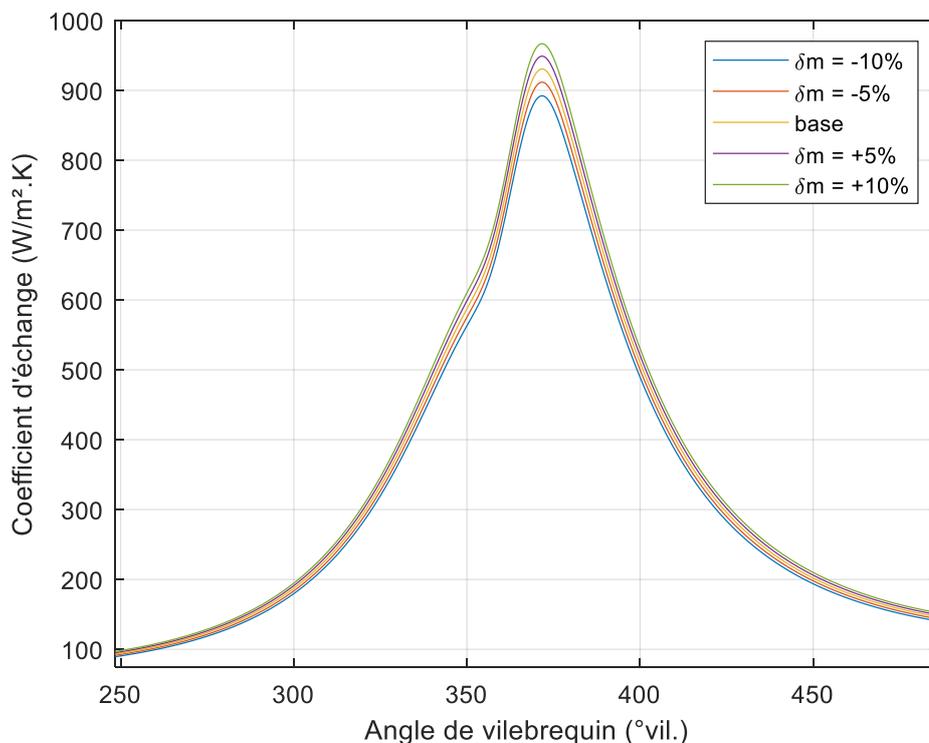


Figure 58 : Influence de l'estimation de la masse enfermée sur le calcul du coefficient d'échange du modèle de Hohenberg, 2000 tr/min 7 bars.

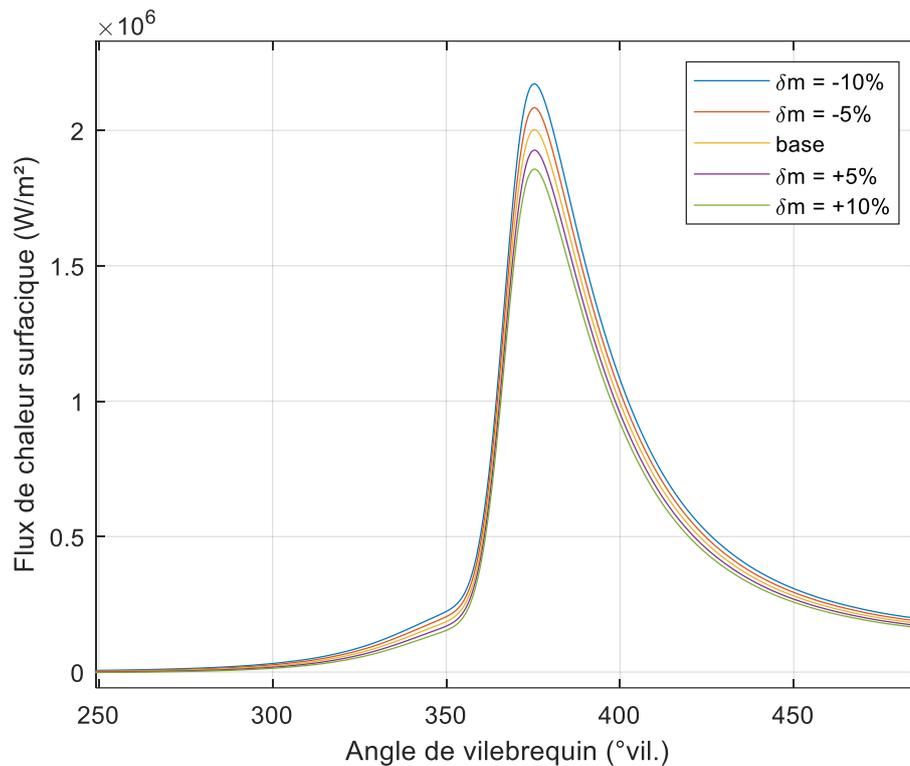


Figure 59 : Influence de l'estimation de la masse enfermée sur le calcul de la densité de flux de chaleur avec le modèle de Hohenberg. 2000 tr/min 7 bars.

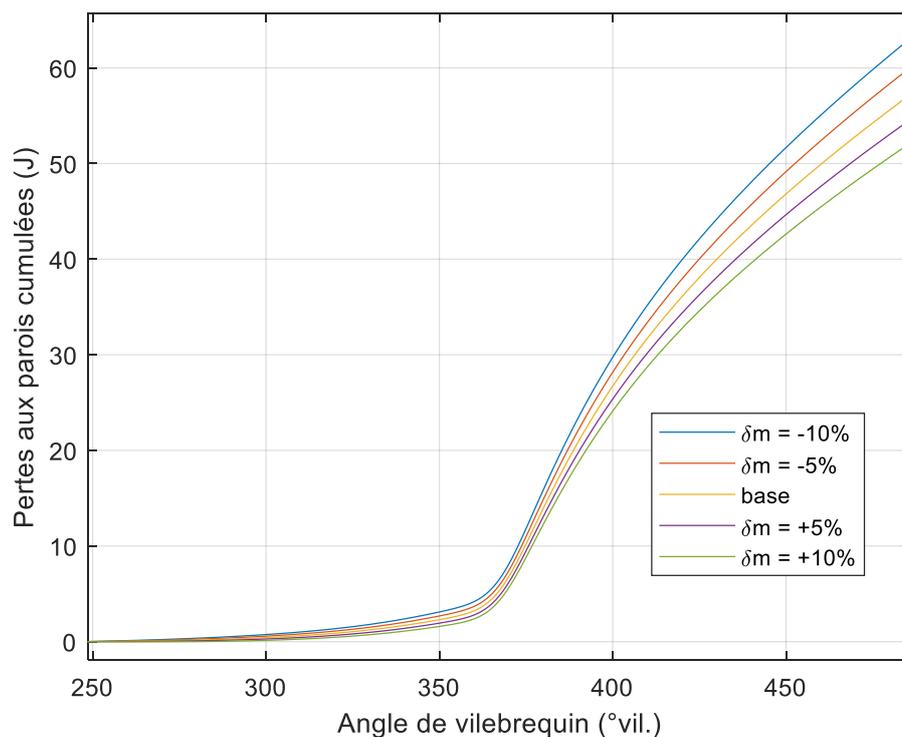


Figure 60 : Influence de l'estimation de la masse enfermée sur le calcul de pertes aux parois cumulées avec le modèle de Hohenberg. 2000 tr/min 7 bars.

II.4.2 Température de parois

II.4.2.1 Température de parois dans la modélisation zéro-dimensionnelle

Nombre d'auteurs utilisent des modèles zéro-dimensionnels de transferts thermiques dans les chambres de combustion mais n'expliquent pas comment ils estiment les températures de parois. Certains auteurs mentionnent l'utilisation de modèles de températures mais ne fournissent pas l'expression utilisée. C'est le cas de Payri et al. [79] qui les calculent en fonction du régime et du rapport air – carburant, ou encore de Nikkar [72] qui utilise un modèle de températures de parois linéaire par rapport au régime moteur et au couple mais ne précise pas comment il calibre son modèle.

D'autres auteurs utilisent des valeurs fixes, comme Yusuf et al. [80] qui choisissent une température moyenne de parois de 450K car c'est la température maximum que peut supporter l'huile moteur. Shayler et al. [81], qui s'intéressent aux pertes de chaleur aux parois cycle à cycle, utilisent une température de parois comprise entre 400 et 500K et variant en fonction de l'intensité du transfert de chaleur. Sanli et al. [82] quant à eux précisent que la température moyenne des parois de la chambre dépend de nombreux paramètres comme le régime moteur, la charge, la richesse, la température du liquide de refroidissement, le phasage de combustion etc. Ils utilisent la richesse afin de calculer la température des parois grâce au critère fourni par Cheung et Heywood [83] :

- Si $Ri < 0,833$ alors $T_p = 400K$
- Si $0,833 < Ri < 0,9$ alors $T_p = 425K$
- Si $0,9 < Ri$ alors $T_p = 450K$

D'autres auteurs utilisent les mesures de températures effectuées dans le cadre d'acquisitions directes de flux de chaleur aux parois. C'est le cas de Demuynck et al. [39] qui ont recours à la moyenne des mesures de températures en trois points de la chemise d'un moteur de recherche fonctionnant à l'hydrogène afin de comparer les modèles d'Annand et Woschni, mais les valeurs utilisées ne sont pas fournies. Langwiesner et al. [84] utilisent les températures mesurées en cinq points de la culasse. Ils font l'hypothèse que les soupapes et la chemise ont la même température que les mesures adjacentes et que le piston a la même température que la culasse. Ils définissent alors une température moyenne de surface de chambre basée sur la moyenne pondérée des températures des différentes surfaces.

L'estimation de la température des parois a un impact relativement fort sur la différence de température entre le gaz et les parois utilisée pour calculer le flux échangé aux parois par la loi de Newton (2). Afin d'illustrer cette influence, la Figure 61, la Figure 62 et la Figure 63 présentent respectivement la différence de température, la densité de flux de chaleur et les pertes aux parois cumulées fournies par le modèle de Hohenberg (44). Les coefficients de

calibration originaux ainsi que la méthode de calcul de la température de gaz présentée précédemment ont été utilisés, alors que la température de parois varie de 350 à 550 kelvins par pas de 50.

On remarque que l'influence de la température de parois sur la différence de température est moins prononcée lors de la combustion et de la détente que celle de la masse enfermée. En effet cette influence est constante au cours du cycle tandis que celle de la masse est multiplicative. Néanmoins ici le coefficient d'échange n'étant pas affecté, l'influence sur la densité de flux de chaleur reste forte. Ceci est visible notamment sur les pertes de chaleur aux parois cumulées, qui diminuent lorsque la température de parois augmente. Dans ce cas, une différence de plus ou moins 100 kelvins amène à une erreur de plus de 9%.

On peut par ailleurs noter que contrairement à l'influence de la température de gaz, l'impact de la température de parois est particulièrement fort lors de la course de compression. La Figure 64, la Figure 65 et la Figure 66 illustrent respectivement cet impact sur la différence de température, le flux de chaleur total et les pertes de chaleur cumulées lors de la compression. Lorsque la température de parois est élevée la différence de température gaz-parois est négative et le reste jusque tard dans la course. Ceci signifie que le gaz reçoit une quantité significative de chaleur, et dans le cas de la température de parois à 550 kelvins, reçoit plus de chaleur qu'il n'en cède sur l'intégralité de la course de compression, ce qui est aberrant.

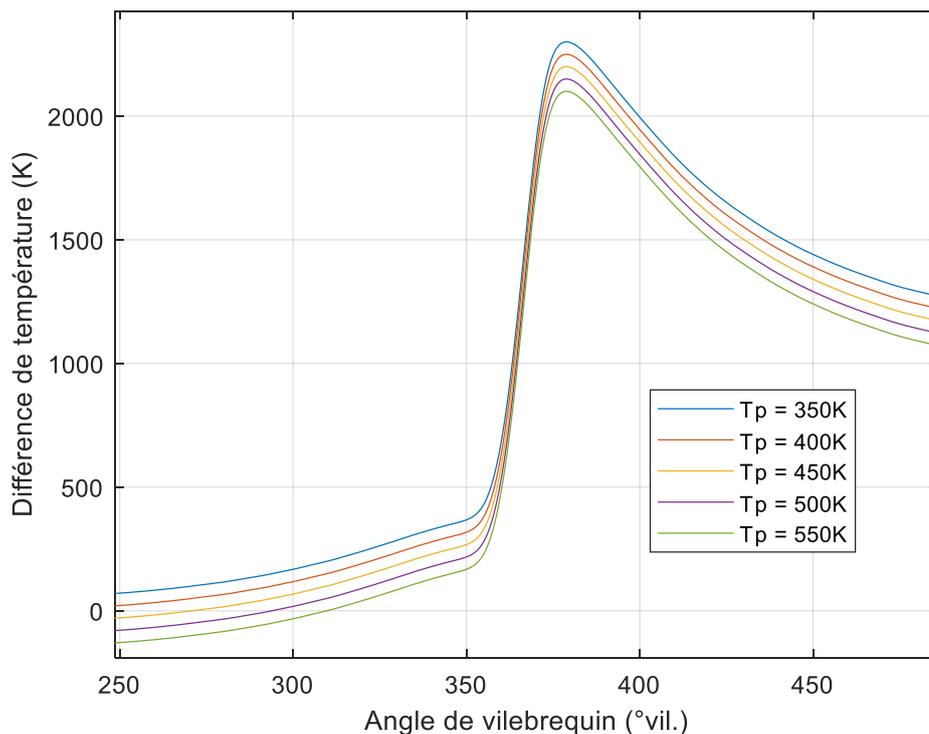


Figure 61 : Influence de la température de parois sur le calcul de la différence de température gaz – parois. 2000 tr/min 7 bars.

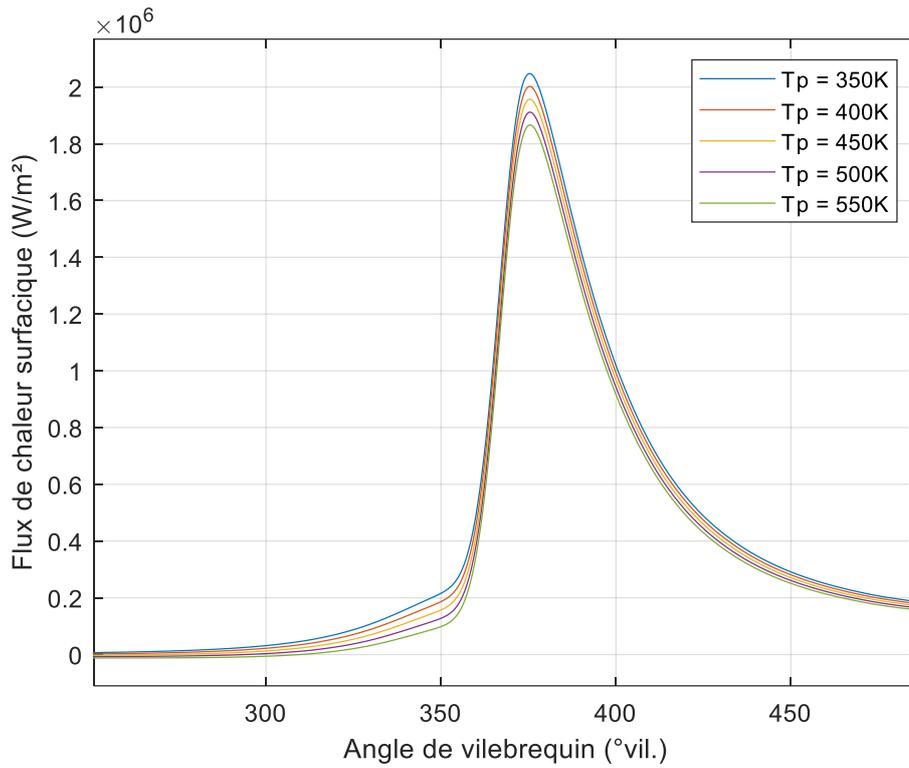


Figure 62 : Influence de la température de parois sur le calcul de la densité de flux de chaleur avec le modèle de Hohenberg. 2000 tr/min 7 bars.

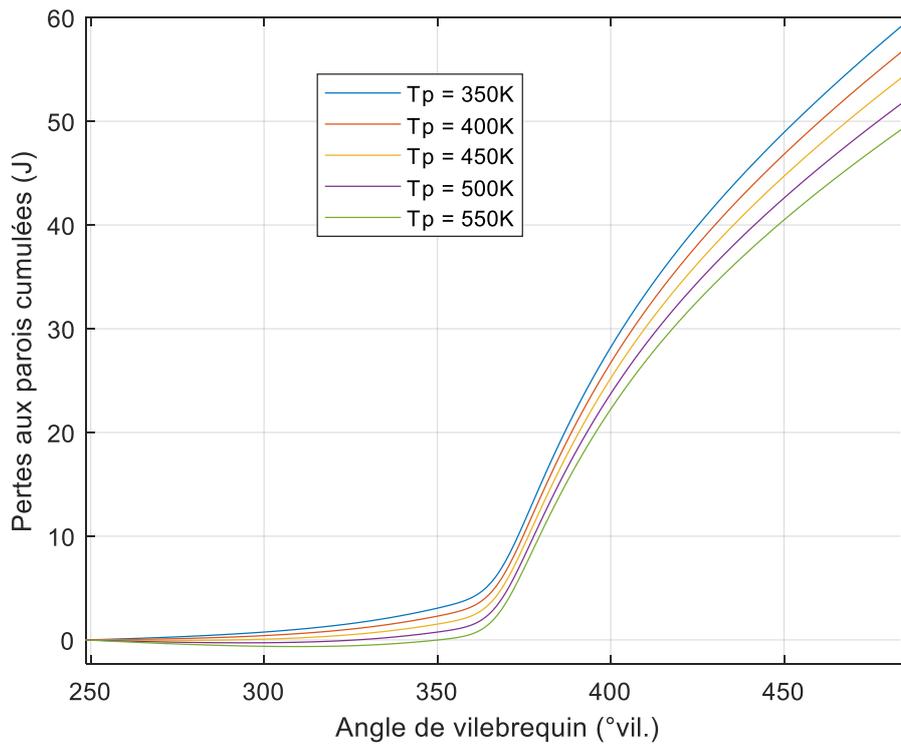


Figure 63 : Influence de la température de parois sur le calcul des pertes aux parois cumulées avec le modèle de Hohenberg. 2000 tr/min 7 bars.

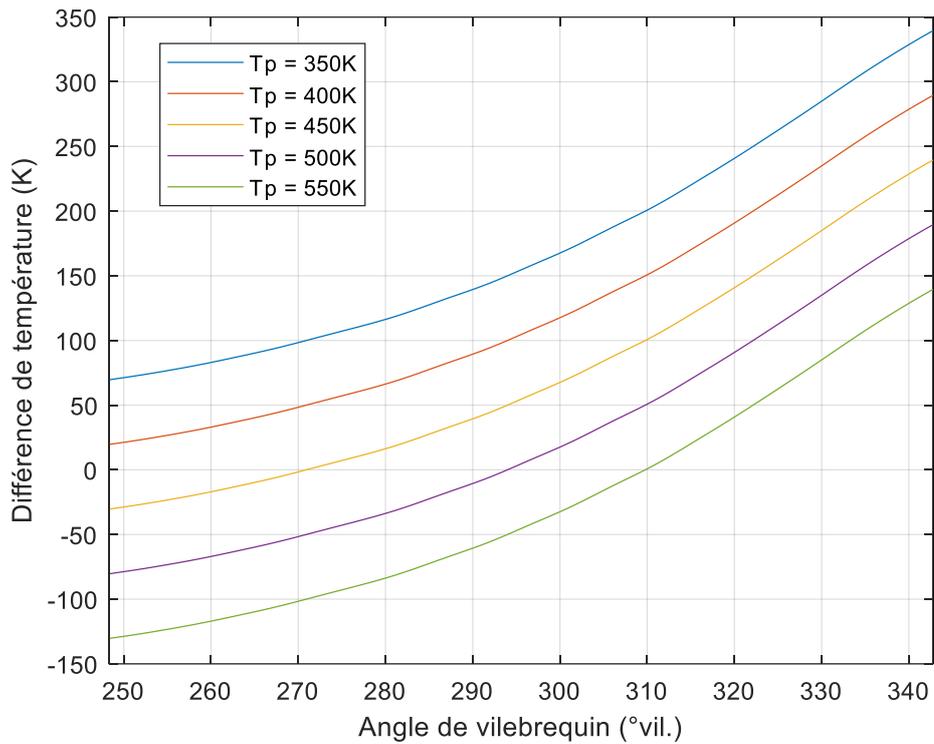


Figure 64 : Influence de la température de parois sur le calcul de la différence de température gaz – parois lors de la compression. 2000 tr/min 7 bars.

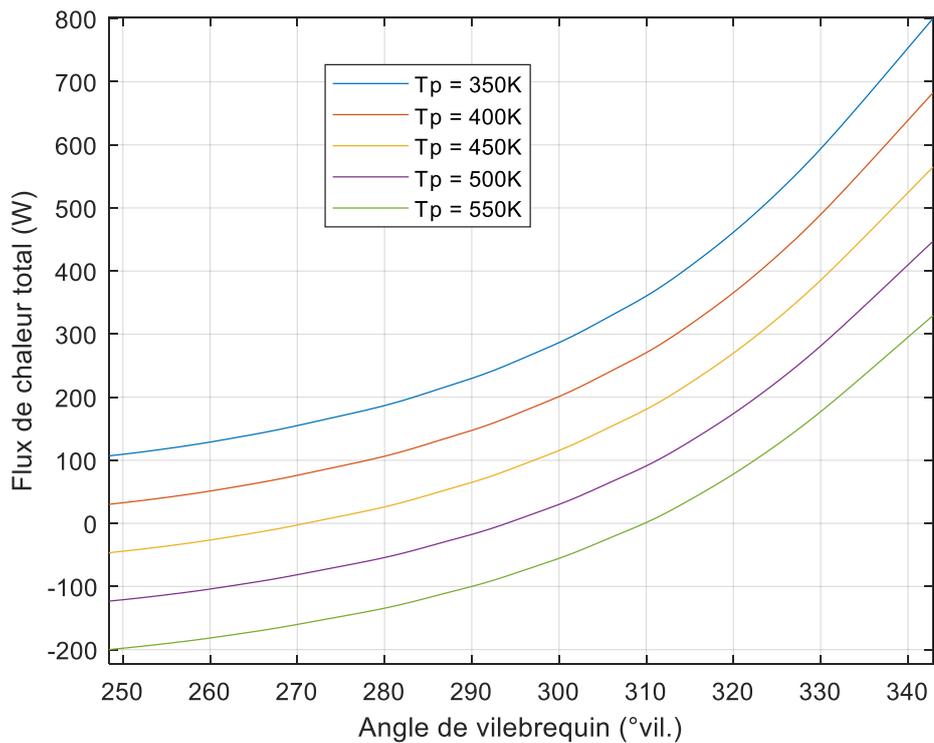


Figure 65 : Influence de la température de parois sur le calcul du flux de chaleur total avec le modèle de Hohenberg lors de la compression. 2000 tr/min 7 bars.

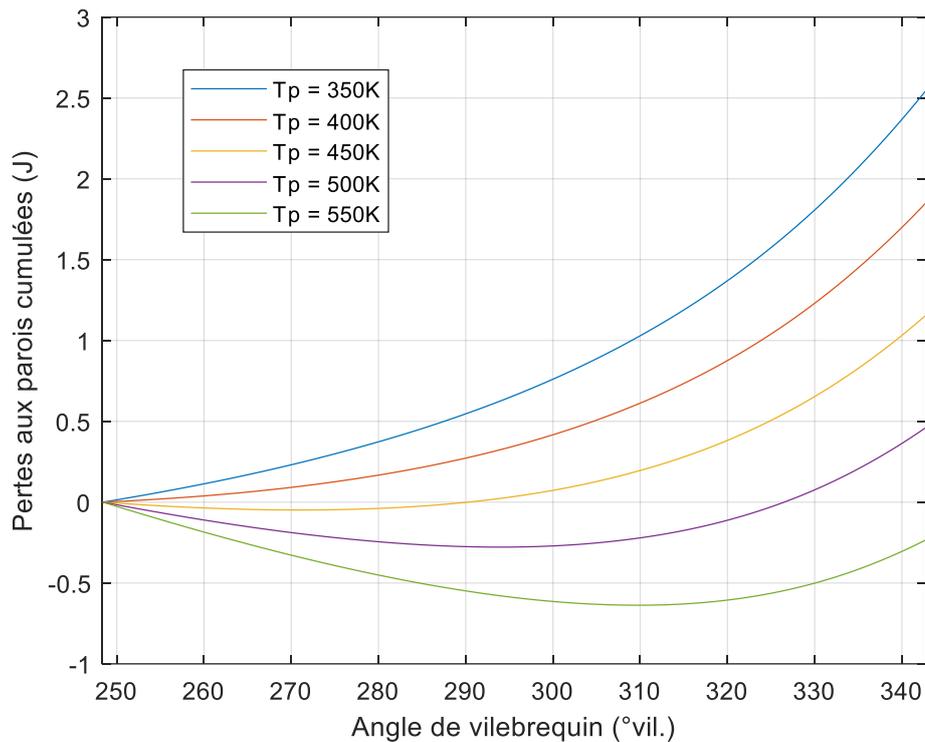


Figure 66 : Influence de la température de parois sur le calcul des pertes aux parois cumulées avec le modèle de Hohenberg lors de la compression. 2000 tr/min 7 bars.

Comme l'influence des températures de parois sur la modélisation des transferts thermiques aux parois des chambres de combustion est forte, il est nécessaire de les estimer le plus précisément possible et idéalement de disposer d'un modèle capable de prendre en compte les variations de celles-ci avec les conditions de fonctionnement moteur. En outre, il est judicieux de différencier les différentes surfaces impliquées dans les échanges de chaleur aux parois. En effet, comme nous allons le voir par la suite, la chemise, la culasse et le piston ne sont pas à la même température. La loi de Newton (2) est alors décomposée en trois termes afin d'obtenir la relation (93).

$$\dot{q} = hS_{chemise}(T_{cyl} - T_{chemise}) + hS_{culasse}(T_{cyl} - T_{culasse}) + hS_{piston}(T_{cyl} - T_{piston}) \quad (93)$$

II.4.2.2 Mesures de températures de parois dans la littérature

Bien que les mesures directes des températures de parois de la chambre soient rares du fait de la difficulté technique associée, des travaux y ont néanmoins été consacrés afin de caractériser l'influence des paramètres moteur et éventuellement de proposer des modèles de température de parois plus ou moins détaillés [85] [86] [87].

Le Tableau 15 fournit les intervalles de température associés aux mesures effectuées sur la culasse, la chemise et/ou le piston de différents moteurs. Le piston et la chemise présentent

les températures respectivement les plus hautes et les plus basses. Ceci peut être attribué d'une part à un refroidissement plus difficile du piston, et d'autre part par un temps d'exposition aux gaz chauds plus court pour la chemise.

Auteurs	Type de moteur	Culasse	Chemise	Piston
Takamatsu et al. [41]	Moto	–	–	100 – 300°C
Torregrosa et al. [86]	Diesel	60 – 220°C	60 – 160°C	130 – 220°C
Dai et al. [45]	Diesel	–	–	150 – 260°C
Wilhelmsson et al. [85]	HCCI	150 – 190°C	–	–
Chang et al. [43]	HCCI	90 – 140°C	–	115 – 160°C
Finol Parra [9]	Diesel	95 – 190°C	90 – 160°C	–
Finlay et al. [88]	Allumage commandé	110 – 160°C (aluminium)	–	–
Finlay et al. [88]	Allumage commandé	130 – 230°C (fonte)	–	–
French et al. [89]	Allumage commandé	170 – 260°C	110 – 160°C	200 – 320°C

Tableau 15 : Intervalles de température des parois de la chambre de combustion pour des mesures effectuées sur différents types moteurs.

Les variations de températures correspondent à différentes positions de mesures et conditions d'essais, notamment en termes de régime moteur, de charge et de température du liquide de refroidissement. La dépendance des températures de parois à ces paramètres a été investiguée par différents auteurs.

Wilhelmsson et al. [85] notent une forte dépendance à la charge lors de leur campagne expérimentale sur moteur HCCI. Ils proposent alors un modèle mathématique basé sur la pression moyenne indiquée.

Torregrosa et al. [86] proposent un modèle de températures de parois basé sur un système de résistances thermiques après dépouillement d'essais effectués sur deux moteurs diesel. Ils présentent quelques résultats de variations des températures de liquide de refroidissement et d'huile pour différents points de fonctionnement dans le cadre de la validation de leur modèle. Ceux-ci sont représentés sur la Figure 67. La température de la chemise est représentée en fonction de la température de liquide de refroidissement et la température du piston en fonction de la température d'huile, dans les deux cas pour deux points de fonctionnement.

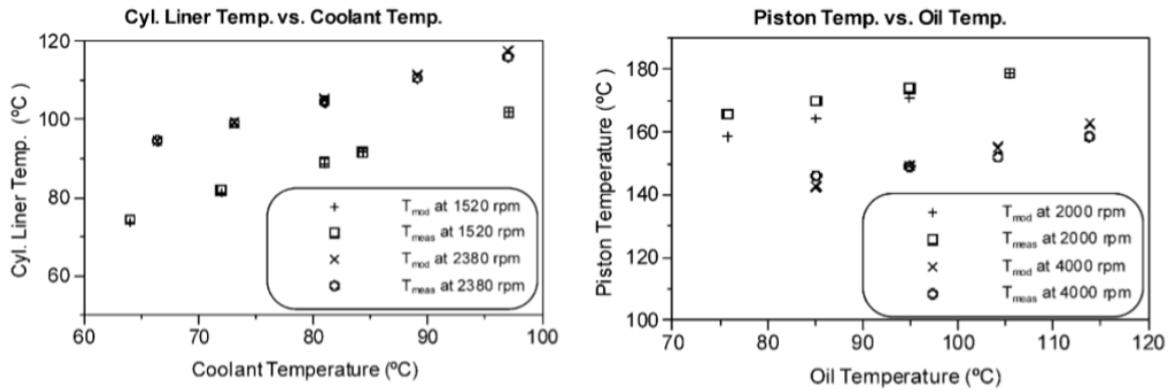


Figure 67 : Influence des températures de liquide de refroidissement et d'huile sur les températures de chemise (à gauche) et de piston (à droite) pour différents points de fonctionnement [86].

On remarque que les températures de la chemise et du piston semblent varier linéairement avec les températures respectivement du liquide de refroidissement et de l'huile. Les pentes associées avec ces variations sont inférieures à l'unité, ce qui avait déjà été observé par French et al. [89], et sont similaires d'un point de fonctionnement à l'autre. D'autre part, plus les points de fonctionnement sont chargés, plus les températures de parois sont élevées. En outre, Torregrosa et al. notent une faible influence du phasage d'injection sur la température du piston, celle-ci diminuant lorsque l'injection est plus tardive.

Chang et al. [43], dans le cadre de leur étude sur la sensibilité thermique d'un moteur HCCI, présentent des mesures de températures de piston et culasse en fonction de la température de liquide de refroidissement. Le moteur disposant d'un échangeur liquide de refroidissement - huile, la température de cette dernière augmente lorsque la température du liquide de refroidissement augmente. Pour chaque surface, les auteurs disposent de plusieurs mesures de température, sept pour le piston et deux pour la culasse. Ces mesures sont présentées sur la Figure 68 pour un point de fonctionnement à vitesse de combustion constante.

On remarque que de façon similaire aux mesures effectuées par Torregrosa et al., les températures de surface semblent augmenter linéairement avec la température de liquide de refroidissement. De même, les pentes relatives à ces variations sont inférieures à l'unité.

Au vu de ces résultats, il semble clair que les températures des parois de la chambre de combustion varient quasi-linéairement avec les températures de liquide de refroidissement et d'huile, ainsi qu'avec la charge.

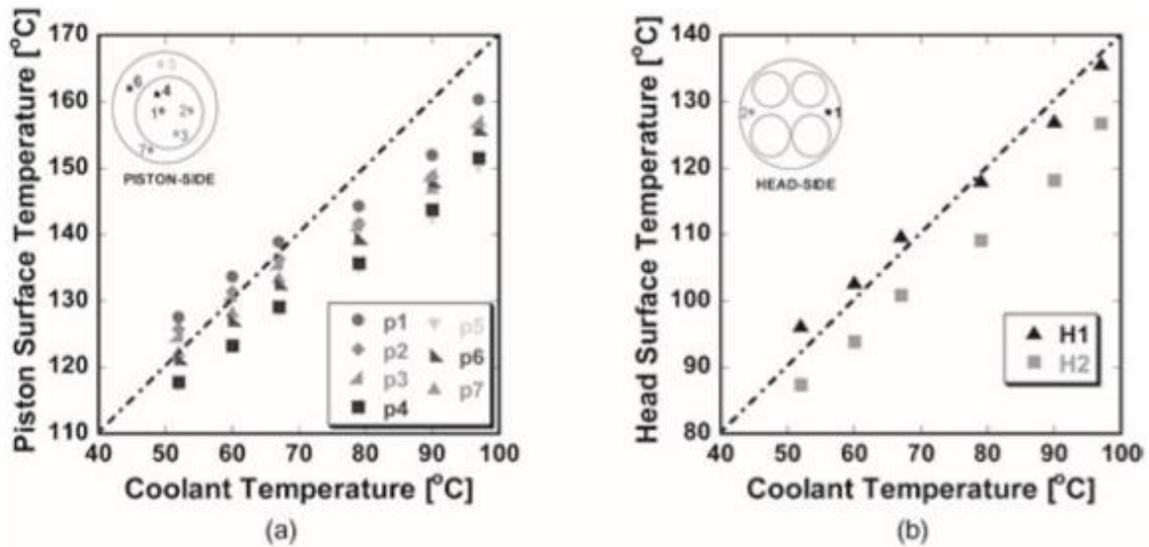


Figure 68 : Influence de la température de liquide de refroidissement sur les températures du piston et de la culasse lors des essais de Chang et al. [43].

Bohac et al. [87], lors de leurs travaux visant à mettre au point un modèle de résistances thermiques permettant de modéliser les transferts thermiques au sein d'un moteur, présentent des mesures de température du piston avec le régime moteur. La Figure 69 représente les variations des températures de la couronne et de la jupe du piston d'un moteur à allumage commandé lors d'un balayage de régime moteur à pleine charge. Alors, bien que la température de la jupe reste relativement constante, celle de la couronne augmente de façon non-négligeable. Ceci peut s'expliquer par l'absence de refroidissement de la couronne par jet d'huile, tandis que la jupe est refroidie par l'huile ruisselant le long de la chemise.

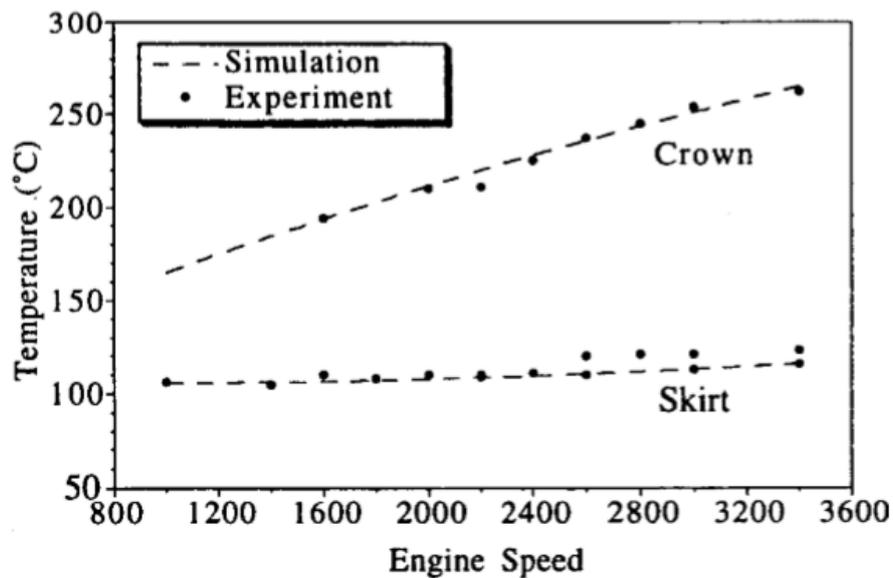


Figure 69 : Influence du régime moteur sur les températures de la jupe et de la couronne du piston [87].

II.4.2.3 Mesures des températures des parois du CRF250

Comme nous l'avons vu précédemment, le moteur CRF250 est équipé de thermocouples afin de mesurer les températures de la culasse et de la chemise. Ces températures ont donc été mesurées pour différents régimes moteur, charges et températures de liquide de refroidissement. L'objectif de cette partie est d'exploiter les mesures réalisées afin d'identifier les paramètres influents et de mettre au point un modèle simple permettant d'estimer les températures de parois pour la modélisation des transferts thermiques dans le moteur H5Ft.

Tout d'abord, il est intéressant d'observer la différence de températures entre les positions T1 et T2 de la culasse. Les températures relevées pour chaque point de mesure dans le cadre du balayage d'avance, où la température de sortie du liquide de refroidissement est maintenue à 70°C, sont données sur la Figure 70. Ces mesures correspondent à une variété de régimes et de positions papillon. On peut remarquer que pour chaque point, la température T2 est supérieure à la température T1. Cette différence peut s'expliquer par la présence du fourreau d'insertion du capteur de flux de chaleur visible sur la Figure 25. En effet ce fourreau traverse une chambre d'eau, limitant ainsi le refroidissement de cette portion de la culasse en perturbant l'écoulement du liquide de refroidissement. De ce fait, seule la température T1 sera considérée pour la suite de ce chapitre.

Si l'on s'intéresse aux températures de la chemise, il convient de noter que du fait de vibrations trop importantes, le thermocouple en position T8 s'est rompu et il n'a pas été possible de le remplacer. Les températures relevées aux positions 3 à 7 pour les mêmes points de mesures que ceux de la Figure 70 sont données sur la Figure 71. On remarque que bien que les positions T4, T5 et T7 aient des températures très proches, les positions T3 et T5 présentent des températures sensiblement plus élevées. Ceci est de prime abord surprenant car on aurait pu s'attendre à des températures plus élevées côté échappement. Ce résultat peut en fait être expliqué par l'écoulement du liquide de refroidissement au sein du bloc moteur. La Figure 72 permet d'illustrer la façon dont celui-ci s'écoule et est constituée d'un schéma de principe du cylindre vu de côté et d'une photographie du joint de culasse vu de dessus. Le liquide de refroidissement entre dans le bloc côté échappement et remonte le long du cylindre ; le côté échappement bénéficie donc de vitesses d'écoulement plus élevées ainsi que de températures plus basses. De plus, le joint de culasse présente des perçages afin de permettre au liquide de passer dans la culasse mais ceux-ci sont de bien plus faible section côté admission comparé au côté échappement, ce qui a pour effet de réduire le débit de refroidissement côté admission au profit du côté échappement.

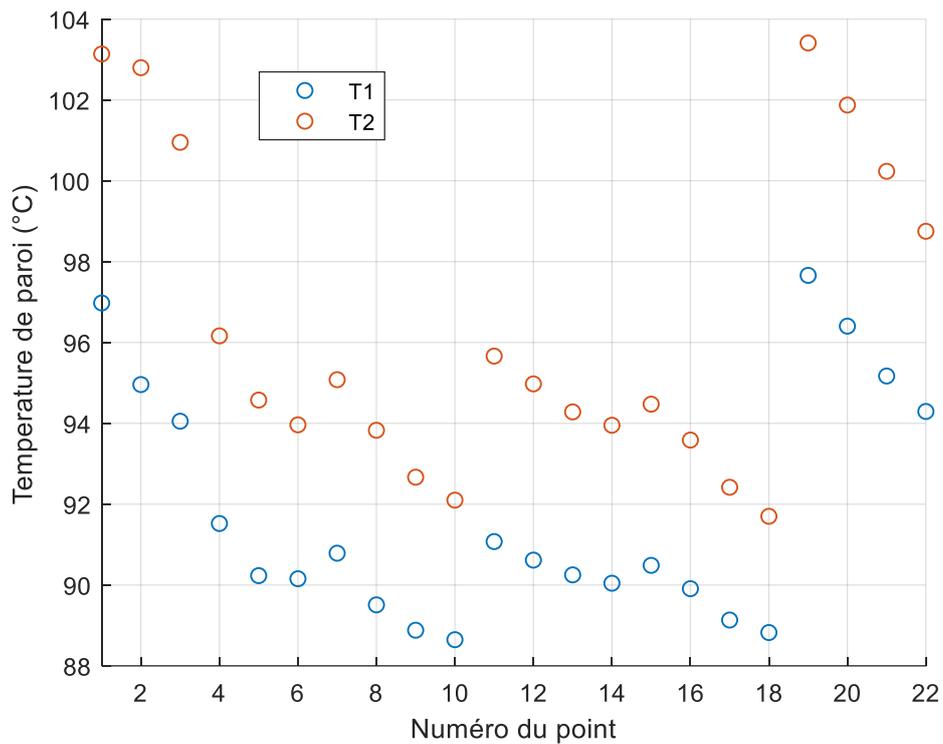


Figure 70 : Températures de culasse du CRF250 lors du balayage d’avance pour une température de sortie du liquide de refroidissement de 70°C.

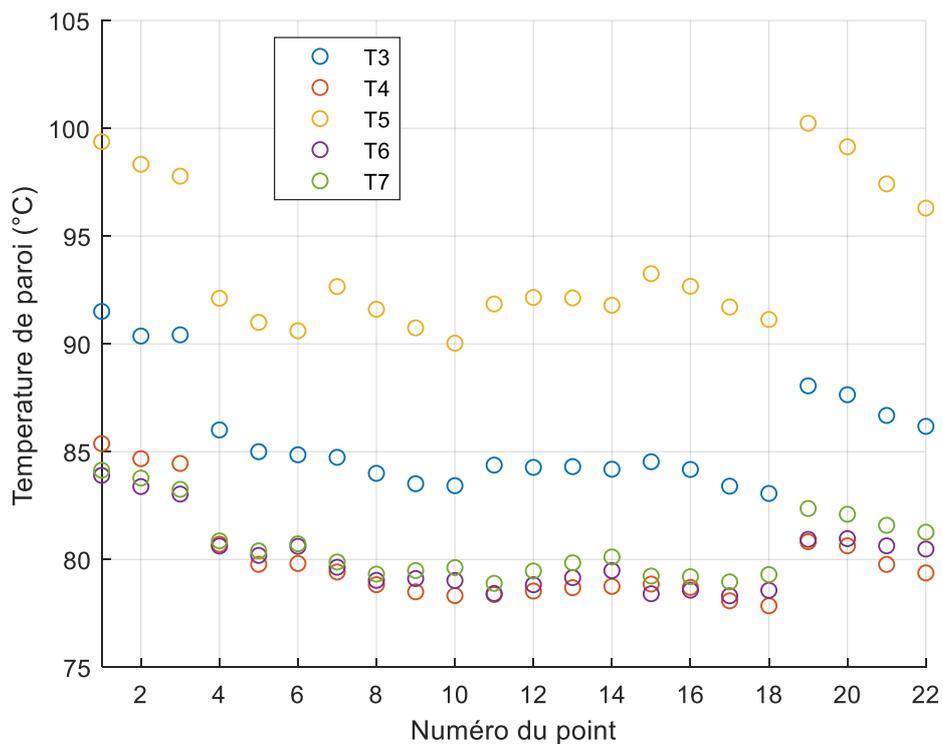


Figure 71 : Températures de chemise du CRF250 lors du balayage d’avance pour une température de sortie du liquide de refroidissement de 70°C.

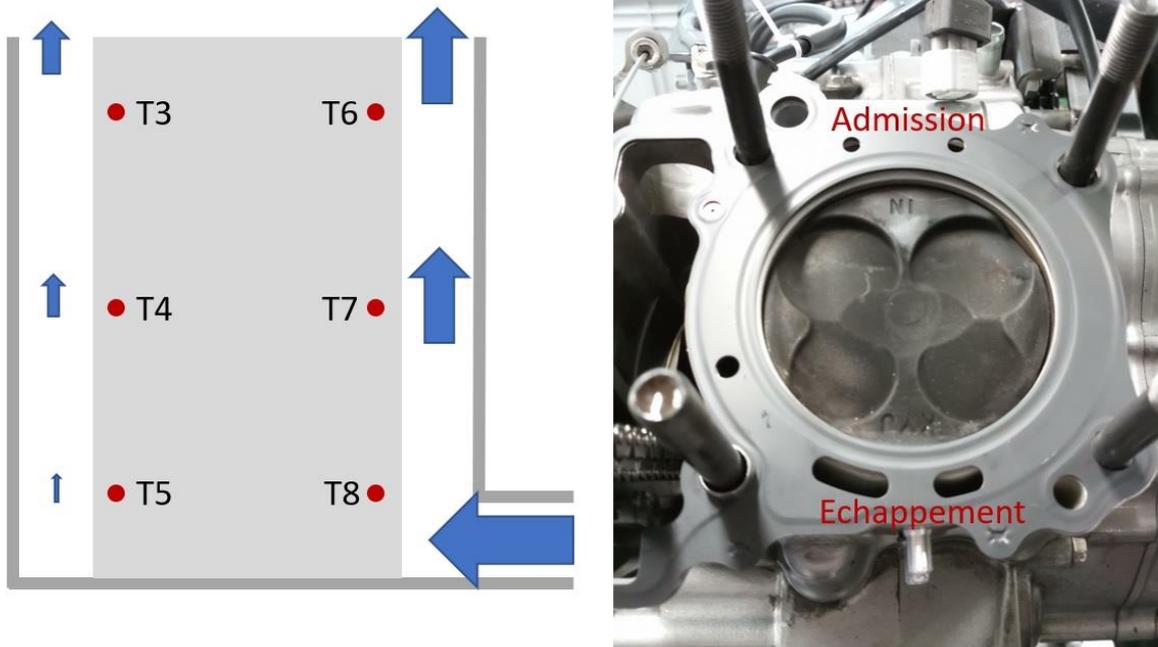


Figure 72 : Représentation de l'écoulement du liquide de refroidissement dans le bloc du CRF250.

Pour la suite, la température de la chemise sera modélisée par la moyenne des cinq températures mesurées. Bien que les parois d'une chambre de combustion ne soient pas en réalité uniformes en température, surtout au niveau de la culasse comme montré par des mesures effectuées dans les soupapes d'échappement et proches des sièges [90], l'utilisation d'une température unique pour une paroi donnée est cohérente dans le cadre de la modélisation zéro-dimensionnelle.

Afin d'étudier l'influence des conditions de fonctionnement moteur sur les températures de chemise et de culasse, la première étape est de visualiser l'incidence de la charge et du régime moteur à température de sortie du liquide de refroidissement constante. Comme les balayages d'avance et de richesse ont été effectués à une température de 70°C, les mesures associées sont groupées. La Figure 73 et la Figure 74 présentent les températures des deux parois en fonction respectivement de la pression moyenne indiquée haute pression et du régime moteur.

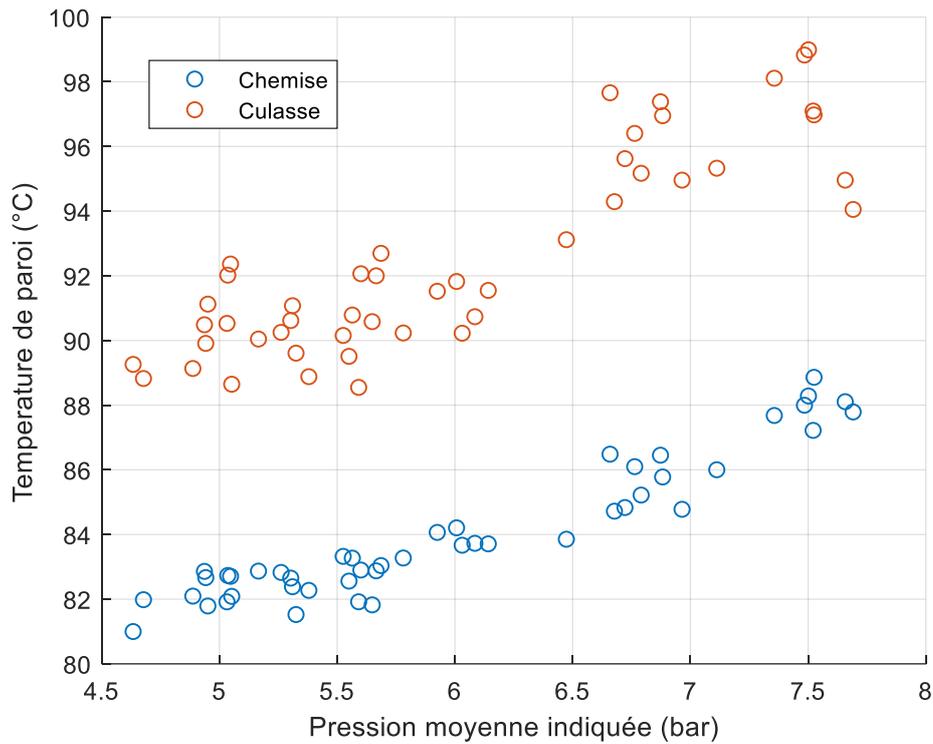


Figure 73 : Température de chemise et de culasse du CRF250 en fonction de la PMI lors des balayages d’avance et de richesse pour une température de sortie du liquide de refroidissement de 70°C.

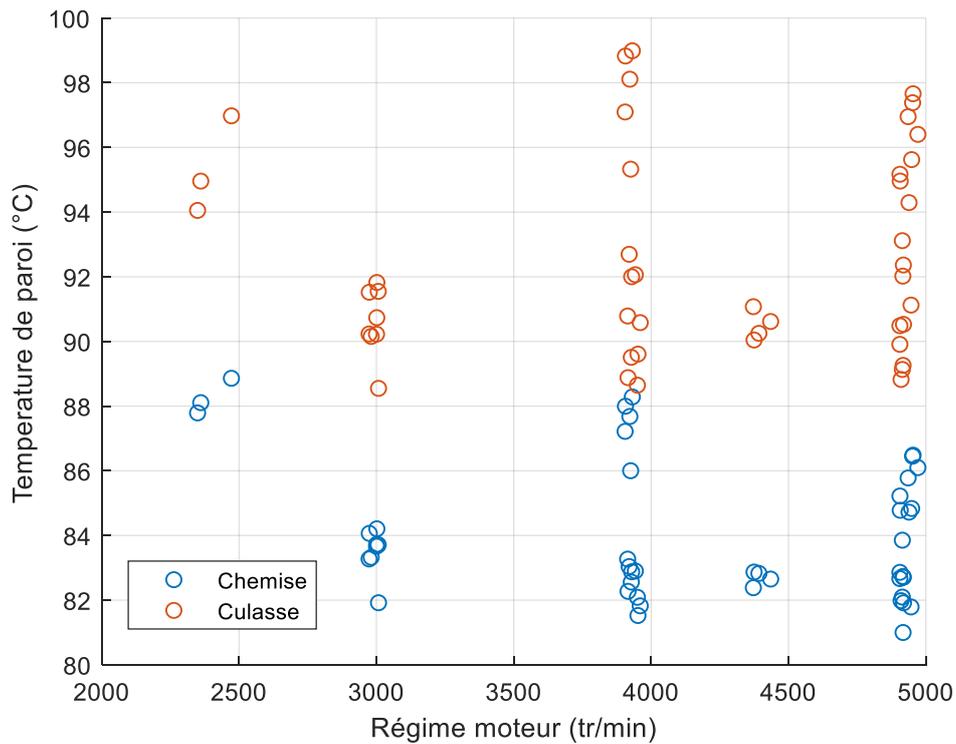


Figure 74 : Température de chemise et de culasse du CRF250 en fonction du régime moteur lors des balayages d’avance et de richesse pour une température de sortie du liquide de refroidissement de 70°C.

On remarque que les températures de chemise et de culasse augmentent quasi linéairement avec la PMI. Les températures de culasse sont néanmoins plus dispersées. A contrario, aucune tendance claire ne peut être tirée quant à l'influence du régime moteur. Ceci peut s'expliquer par la description des phénomènes impactant la température d'équilibre des parois. Au contact des gaz chauds de la chambre, un côté des parois reçoit de la chaleur alors que l'autre côté échange avec le liquide de refroidissement. Lorsque la paroi est à l'équilibre thermique, l'énergie thermique provenant des gaz est égale à celle transférée au liquide de refroidissement. Le transfert côté liquide est conditionné par la température du liquide et celle de la paroi ainsi que par la vitesse d'écoulement proche de la surface. Cette vitesse est approximativement proportionnelle au débit volumique traversant le moteur, ce dernier dépendant directement du régime moteur dans le cas d'une pompe à eau mécanique liée au vilebrequin. Lorsque la charge augmente à régime constant, les pertes de chaleur aux parois augmentent aussi [7]. Comme ni la température ni le débit de liquide de refroidissement ne changent, la température de la surface augmente afin de permettre l'évacuation d'un flux de chaleur plus important. Par opposition lorsque le régime moteur augmente à charge constante, les pertes de chaleur aux parois augmentent aussi [7] du fait du nombre de cycles par unité de temps plus important mais dans le même temps, le débit de liquide de refroidissement traversant le moteur augmente aussi. Ceci a pour effet de compenser l'augmentation de la température de paroi.

Bien qu'en réalité les phénomènes mis en œuvre soient plus complexes, il apparaît néanmoins que l'influence de la charge est bien plus importante que celle du régime moteur. Il a donc été choisi de négliger l'influence directe de ce dernier.

La deuxième étape est la visualisation de l'influence de la température du liquide de refroidissement sur les températures de chemise et de culasse. Pour ce faire, l'ensemble des mesures effectuées sur le banc CRF250 sont représentées sur la Figure 75, ajoutant ainsi des mesures réalisées à des températures de sortie du liquide de refroidissement à 40, 60 et 80°C aux mesures issues des balayages d'avance et de richesse.

On remarque que de façon globale, les températures de la chemise et de la culasse augmentent linéairement avec la température de liquide de refroidissement, abstraction faite des groupes à 70°C de température de liquide dont la dispersion est due à l'influence de la charge. En outre, les pentes semblent inférieures à l'unité, ce qui est en accord avec les mesures de Torregrosa et al. [86] et de Chang et al. [43].

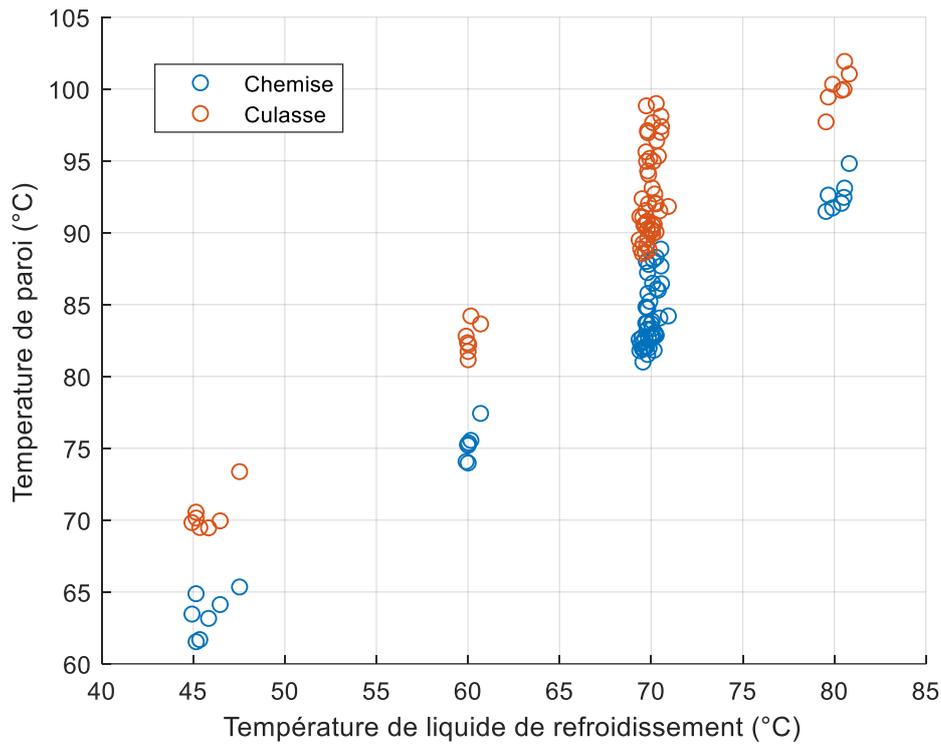


Figure 75 : Température de chemise et de culasse du CRF250 en fonction de la température de sortie du liquide de refroidissement pour l'ensemble des mesures réalisées.

II.4.2.4 Modélisation des températures de parois

Comme les variations des températures de chemise et de culasse que nous avons observées en fonction de la charge et de la température de liquide de refroidissement ont des tendances linéaires, il a été décidé d'opter pour la mise au point d'un modèle de températures de parois multilinéaire. Deux modèles ont été élaborés au moyen de la fonction de régression multilinéaire de Matlab *fitlm*. Le premier modèle prend en compte la pression moyenne indiquée haute pression PMI_{HP} et la température de liquide de refroidissement T_{Liq} , son expression étant fournie par l'équation (94).

$$T_p = C_0 + C_{PMI} \cdot PMI_{HP} + C_{Liq} \cdot T_{Liq} \quad (94)$$

Le deuxième modèle inclut un terme additionnel représentatif de la vitesse de combustion afin de prendre en compte les effets de la richesse et de l'avance à l'allumage sur les températures de parois. En effet comme on l'a vu précédemment avec les essais réalisés sur le H5Ft, lorsque la richesse augmente les pertes de chaleur aux parois augmentent aussi du fait d'une combustion plus rapide, ce qui résulte en une augmentation de la température des parois. Concernant l'avance à l'allumage, plus l'allumage est retardé, plus les pertes de chaleur aux parois diminuent [7], effet observé sur les essais du H5Ft. Ce phénomène va de paire avec

une vitesse de combustion plus faible. L'expression du second modèle est donnée par l'équation (95).

$$T_p = C_0 + C_{PMI} \cdot PMI_{HP} + C_{Liq} \cdot T_{Liq} + C_{comb} \frac{1}{t_{comb}} \quad (95)$$

Où t_{comb} est le temps pris par la combustion pour consommer 50% du mélange air-carburant, soit le temps écoulé entre l'allumage AA et le $CA50$, dont l'expression en millisecondes est fournie par l'équation (96). Le terme $\frac{1}{t_{comb}}$ diminue avec l'augmentation de la vitesse de combustion, une combustion rapide contribuera donc davantage à l'augmentation de la température des parois.

$$t_{comb} = \frac{1000.60. (CA50 - AA)}{360. N_{mot}} \quad (96)$$

La fonction de régression *fitlm*, utilisée afin de modéliser les températures de chemise et de culasse pour les deux modèles, fournit des indicateurs afin de juger de la qualité des régressions. Le Tableau 16 donne pour chaque cas les valeurs-p des variables et ainsi que le coefficient de détermination global du modèle. Comme on pouvait s'y attendre, le coefficient de détermination est plus faible pour les modèles de températures de culasse du fait de la plus forte dispersion des données expérimentales. Dans l'ensemble, le coefficient de détermination est satisfaisant pour chaque cas mais on peut noter une amélioration entre le modèle 1 et le modèle 2. Concernant les valeurs-p il convient de rappeler que celles-ci représentent la probabilité que la variable soit pertinente, mais ne présage pas de l'importance de son effet [91]. Plus la valeur-p est faible, plus l'utilisation de la variable en question a de chance d'être judicieuse. Le seuil classique afin d'écarter une variable comme non pertinente est de 0,05. Ici, on remarque que les valeurs-p sont bien en deçà de ce seuil. On peut noter que l'addition du terme de vitesse de combustion augmente la valeur-p du terme de PMI, probablement à cause du fait que les effets de vitesse de combustion sont en partie pris en compte dans le terme de PMI du modèle 1.

Modèle	valeur-p C_0	valeur-p C_{PMI}	valeur-p C_{Liq}	valeur-p C_{comb}	R^2
Chemise 1	$7,517. 10^{-23}$	$1,435. 10^{-27}$	$2,143. 10^{-68}$	-	0,992
Chemise 2	$8,5. 10^{-26}$	$1,818. 10^{-20}$	$4,925. 10^{-72}$	$2,136. 10^{-6}$	0,994
Culasse 1	$3,526. 10^{-11}$	$1,569. 10^{-16}$	$5,146. 10^{-48}$	-	0,966
Culasse 2	$9,773. 10^{-13}$	$4,968. 10^{-9}$	$1,56. 10^{-51}$	$3,467. 10^{-6}$	0,975

Tableau 16 : Valeurs-p et coefficients de détermination pour les deux modèles multilinéaires de températures de chemise et de culasse du CRF250.

La Figure 76 et la Figure 77 comparent les températures calculées par les deux modèles aux températures mesurées respectivement pour la chemise et la culasse. Le Tableau 17 fournit les valeurs des coefficients ainsi que l'erreur moyenne absolue et le nombre de points à moins de 1°C d'erreur pour chaque cas.

Comme indiqué par les valeurs du coefficient de détermination, on remarque que les modèles de température de chemise produisent des résultats plus précis que ceux de température de culasse. Dans les deux cas, l'ajout du terme de vitesse de combustion permet d'améliorer la qualité des résultats, mais de façon moins prononcée pour les températures de chemise.

Concernant les coefficients des modèles, on peut noter que ceux relatifs à la PMI diminuent lorsque le terme de vitesse de combustion est ajouté car similairement aux valeurs-p, ce dernier récupère une partie de l'effet de la charge. En outre, les coefficients associés à la PMI et à la vitesse de combustion sont plus élevés pour la culasse que pour la chemise, probablement parce que la culasse est plus affectée par les gaz chauds en raison d'un rapport surface exposée à la combustion sur surface totale plus important.

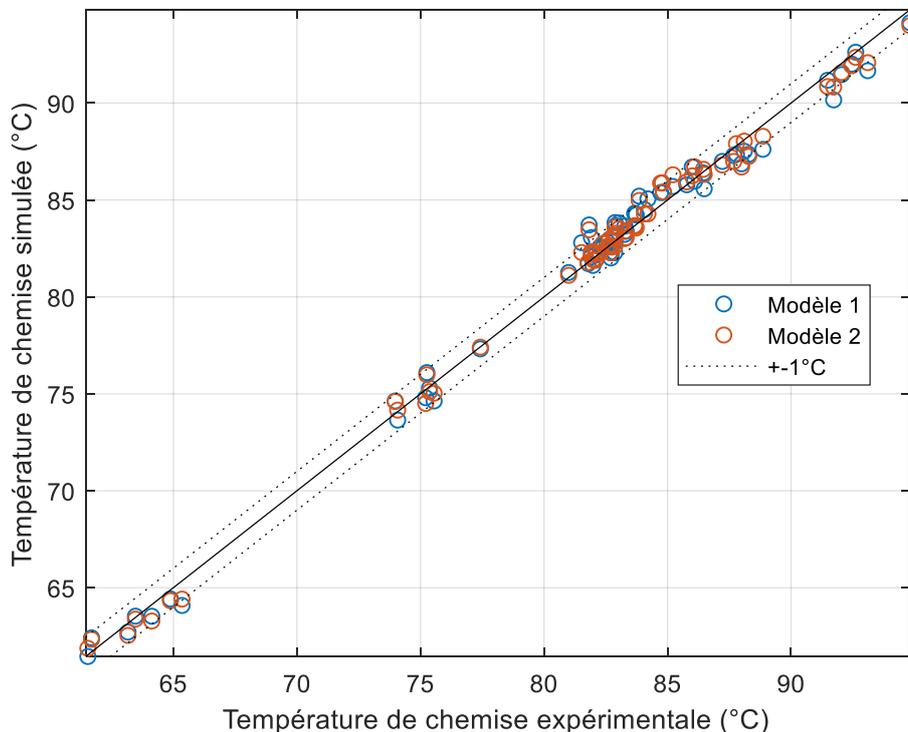


Figure 76 : Comparaison entre les températures de chemise calculées par les modèles 1 et 2 et les températures mesurées.

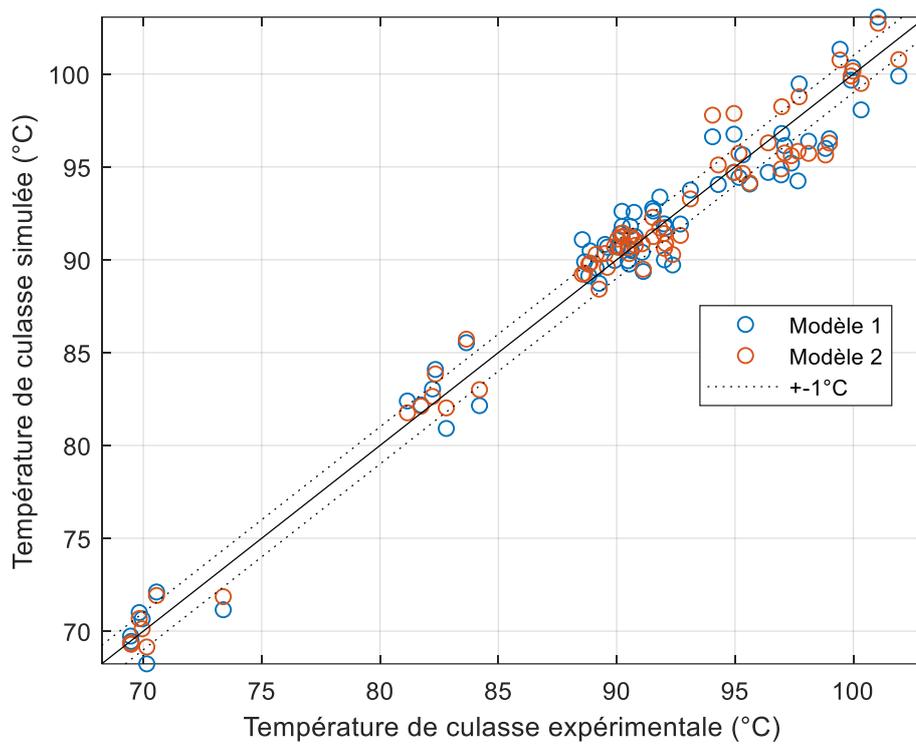


Figure 77 : Comparaison entre les températures de culasse calculées par les modèles 1 et 2 et les températures mesurées.

Modèle	C_0 (°C)	C_{PMI} (°C/bar)	C_{Liq} (°C/°C)	C_{comb} (°C.ms)	Erreur moy. absolue (°C)	Points à $\pm 1^\circ\text{C}$ (%)
Chemise 1	13,4197	1,9118	0,848	-	0,55	85,3
Chemise 2	13,0708	1,5355	0,8444	4,4595	0,45	88,2
Culasse 1	15,4984	2,4923	0,8868	-	1,28	41,2
Culasse 2	14,7498	1,6848	0,8791	9,57	1,01	57,4

Tableau 17 : Intervalles de température des surfaces de la chambre de combustion pour des mesures effectuées sur différents types moteurs.

Bien que ces modèles aient été mis au point sur des essais comprenant une gamme limitée de valeurs de PMI et sur un moteur sensiblement différent du H5Ft, ceux-ci sont testés sur les essais réalisés sur le H5Ft. La Figure 78, la Figure 79, la Figure 80 et la Figure 81 présentent les températures de chemise, culasse et piston calculées par les deux modèles sur les mesures effectuées sur les points de fonctionnement respectivement 1, 2, 3 et 4. Les températures de piston, faute d'alternative, sont calculées en utilisant les coefficients de culasse et la température de l'huile moteur.

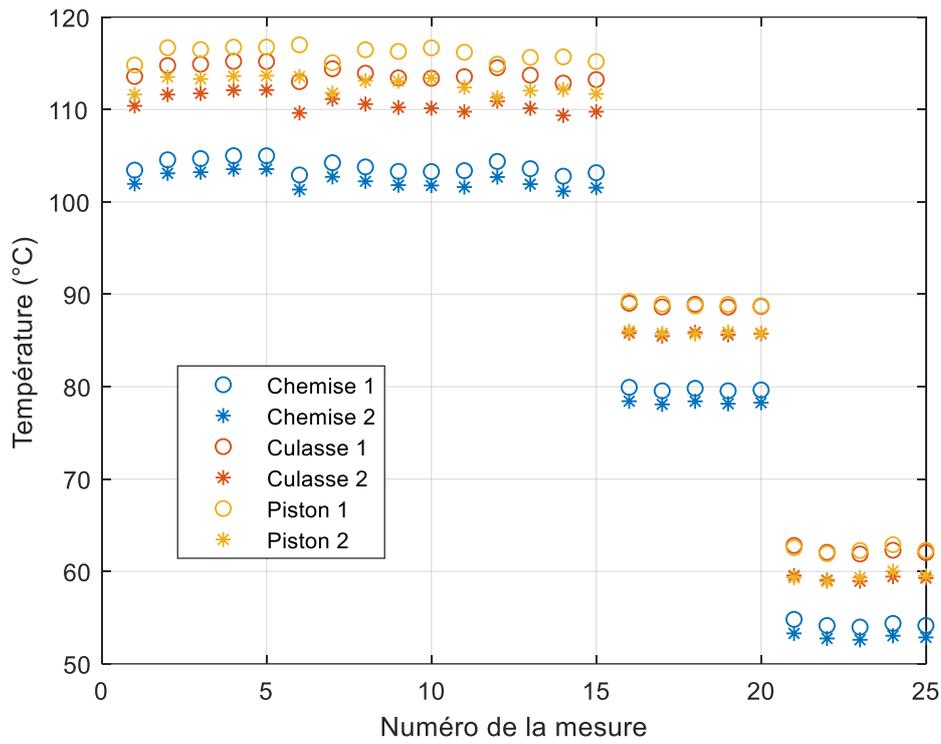


Figure 78 : Températures de chemise, culasse et piston calculées par les modèles 1 et 2 pour les mesures effectuées sur le point de fonctionnement numéro 1 des essais H5Ft.

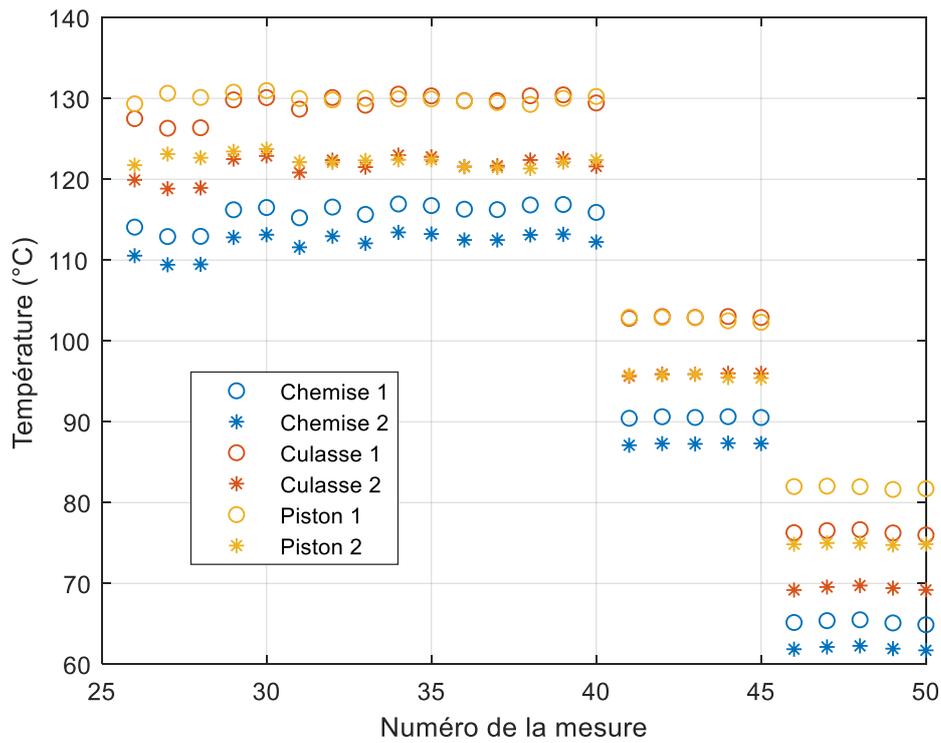


Figure 79 : Températures de chemise, culasse et piston calculées par les modèles 1 et 2 pour les mesures effectuées sur le point de fonctionnement numéro 2 des essais H5Ft.

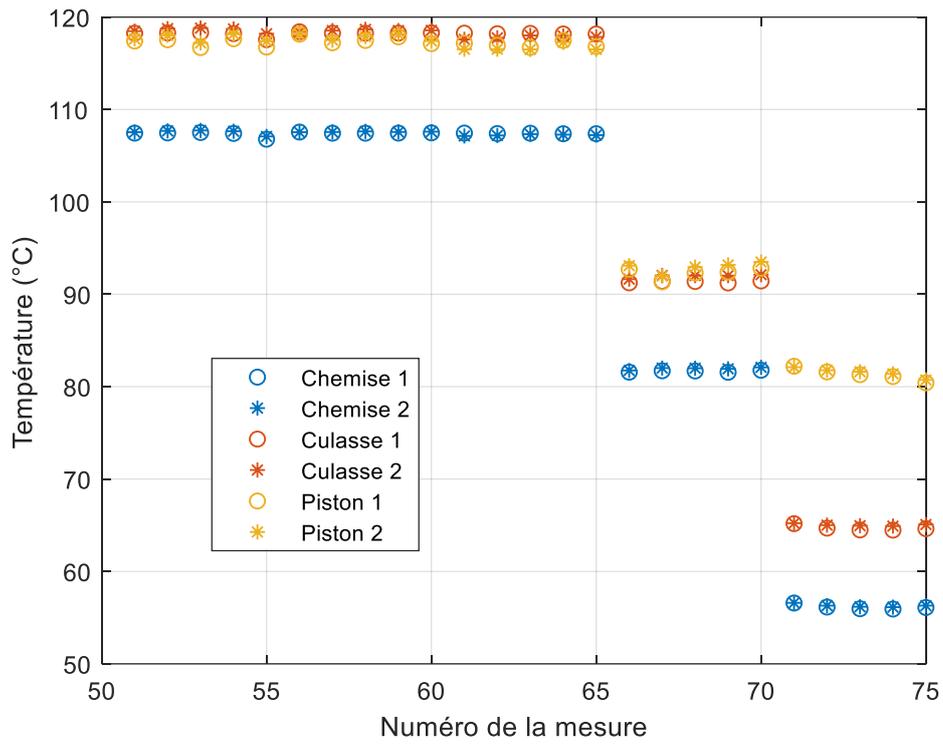


Figure 80 : Températures de chemise, culasse et piston calculées par les modèles 1 et 2 pour les mesures effectuées sur le point de fonctionnement numéro 3 des essais H5Ft.

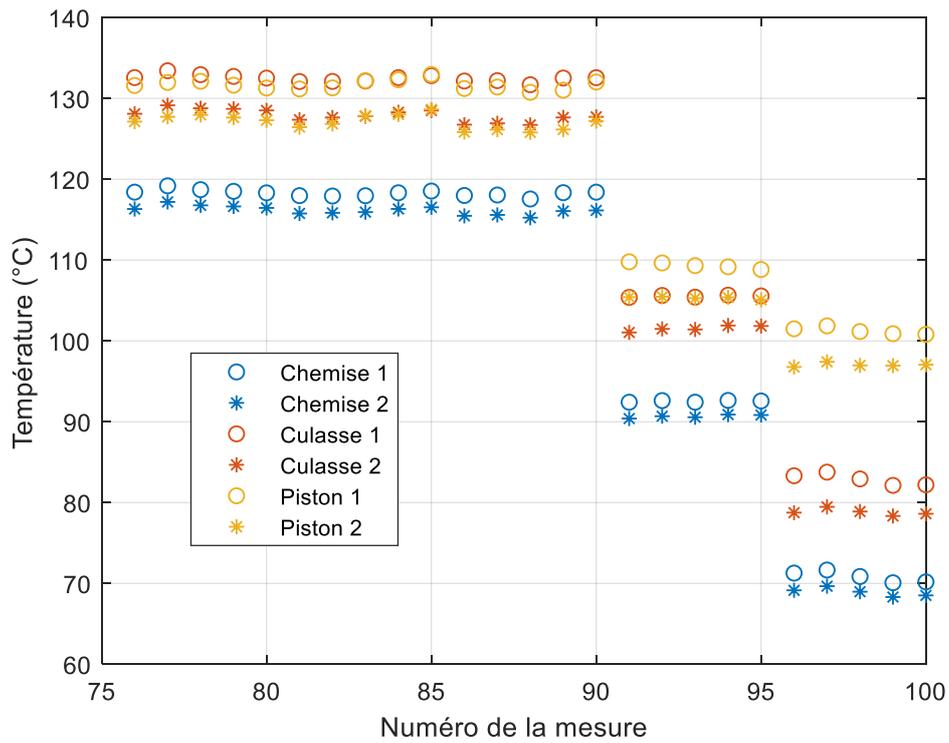


Figure 81 : Températures de chemise, culasse et piston calculées par les modèles 1 et 2 pour les mesures effectuées sur le point de fonctionnement numéro 4 des essais H5Ft.

On remarque que le modèle 2 fournit des valeurs de température globalement plus basses que celle du modèle 1, notamment sur les points à forte charge et dans le cas du piston et de la culasse car la différence entre les coefficients de PMI des deux modèles est plus prononcée. Dans le cas du point de fonctionnement numéro 3, les deux modèles fournissent des températures quasi identiques, cela étant probablement dû au fait que ce point possède des conditions de fonctionnement proches de celles dans lesquelles les essais CRF250 ont été réalisés.

Comme les températures de chemise, culasse et piston calculées ici semblent basses comparées aux mesures données par le Tableau 15, le modèle 1 est retenu afin de calculer les températures de surface lors de la modélisation des transferts thermiques aux parois du H5Ft.

Ce chapitre a permis dans un premier temps de décrire les dispositifs expérimentaux utilisés dans le cadre du travail de thèse. Deux moteurs sont étudiés ; le premier est un moteur automobile de série et constitue le principal cas d'application des modèles tandis que le second permet d'avoir accès à des informations spécifiques sur les transferts thermiques. Les différentes campagnes expérimentales ont été présentées.

Dans un deuxième temps la méthodologie de calcul du dégagement de chaleur à partir de la pression cylindre a été détaillée et une étude de sensibilité aux données expérimentales a été menée. Cette méthodologie a été utilisée afin de déterminer les pertes de chaleur aux parois cumulées sur le cycle. L'application aux mesures issues de la campagne expérimentale sur banc automobile a permis de montrer que les pertes cumulées augmentent avec la richesse et diminuent avec la température du liquide de refroidissement. Celles-ci serviront par la suite à calibrer des modèles zéro-dimensionnels et ainsi estimer leur capacité à prendre en compte des conditions de fonctionnement variées.

Enfin les sous-modèles pour évaluer les températures de gaz et de parois utilisées dans le cadre de la thèse et nécessaires à la modélisation zéro-dimensionnelle des transferts thermiques, ont été présentés. Le calcul de la température de gaz est directement dépendant de l'évaluation de la masse de gaz enfermée. Les températures des différentes parois sont quant à elle calculées grâce des modèles multilinéaires en fonction de la pression moyenne indiquée et de la température de liquide de refroidissement. Ces modèles ont été établis grâce à des mesures de température de parois effectuées sur le banc monocylindre.

Les études présentées dans ce chapitre permettent une première caractérisation globale des transferts thermiques aux parois. Néanmoins, dans le cadre d'une modélisation haute fréquence il apparaît également intéressant d'obtenir des informations sur l'évolution des transferts thermiques au cours du cycle moteur. Cela est l'objectif du chapitre suivant.

Chapitre III: Mesure haute fréquence des flux de chaleur aux parois de la chambre de combustion

Ce troisième chapitre est consacré à la mesure directe et haute fréquence des flux de chaleur aux parois de la chambre de combustion, permettant ainsi de disposer de davantage d'information concernant l'évolution des transferts thermiques au cours du cycle pour différentes conditions de fonctionnement.

Dans un premier temps, une revue bibliographique recense les différents capteurs et méthodes utilisés pour mesurer les flux de chaleur dans les moteurs à piston. La validité de la mesure est discutée et les bonnes pratiques sont mises en évidence. L'influence de la position de la mesure et des paramètres de fonctionnement moteur sur la mesure de flux de chaleur est illustrée.

Dans un second temps la démarche de conception du capteur de flux de chaleur et du système d'acquisition utilisés dans le cadre de la thèse sont présentés. La méthode de reconstruction des flux de chaleur ainsi que les modèles thermiques 2D mis en œuvre sont ensuite détaillés.

Enfin les mesures directes de flux de chaleur effectuées sur le banc monocylindre sont présentées. Ces mesures permettent d'investiguer l'influence des paramètres de fonctionnement moteur sur les échanges de chaleur aux parois des chambres de combustion.

III.1 Etude bibliographique

III.1.1 Généralités sur les capteurs dans le cadre de la thermique

III.1.1.1 Les capteurs de température

Selon la définition du dictionnaire Larousse [92], un capteur est un « Organe qui élabore, à partir d'une grandeur physique, une autre grandeur physique, souvent de nature électrique, utilisable à des fins de mesure ou de commande ». Le principe de fonctionnement d'un capteur est donc de mesurer une grandeur physique facilement accessible et de la corrélérer à la grandeur que l'on souhaite mesurer. Un exemple classique est le thermomètre à mercure, qui repose sur la variation de la densité, et donc du volume occupé par le liquide en fonction de la température. Néanmoins de nos jours, la majorité des capteurs utilisés pour mesurer une température ont recours à la variation des propriétés électriques. Parmi les effets les plus couramment utilisés, on peut citer :

- La variation de la résistance électrique d'un matériau avec la température. C'est le principe de fonctionnement des thermo-résistances (métal) et des thermistances (oxyde).
- L'effet Seebeck, utilisé par les thermocouples. C'est l'effet thermoélectrique responsable de l'apparition d'une différence de potentiel lorsque les jonctions de deux métaux différents sont à des températures différentes.

Lorsque l'on souhaite réaliser une mesure de température, il est important de distinguer la température de l'élément sensible du capteur de celle du milieu auquel on s'intéresse. En effet, des différences significatives peuvent apparaître si :

- La présence du capteur influe sur la température du milieu ; par exemple si celui-ci perturbe un écoulement.
- Il existe des flux de chaleur influençant la température du capteur ; par exemple via la conduction de la chaleur dans le corps du capteur, ou encore par interaction radiative avec l'environnement.
- L'inertie thermique de l'élément sensible est trop importante relativement à la dynamique du milieu étudié ; le capteur ne peut suivre correctement l'évolution de la température et fournit donc un signal lissé.

Afin d'améliorer la mesure de la température du milieu étudié, certaines dispositions peuvent être prises :

- Recourir à des protections pour limiter l'influence des flux de chaleur vers l'environnement, par exemple au moyen d'écrans, ou encore en isolant le corps du capteur [6].
- Dans le cas de mesures transitoires, il convient de minimiser suffisamment l'inertie thermique de l'élément sensible afin de pouvoir capturer au mieux les variations de température du milieu. Il faut néanmoins garder à l'esprit que plus l'élément est petit, moins il est robuste.
- Utiliser des méthodes de correction de type modélisation thermique afin de prendre en compte l'influence de l'environnement, l'influence du capteur sur le milieu ou la dynamique de l'élément sensible.

III.1.1.2 Les capteurs de flux de chaleur

Lorsque l'on s'intéresse à la mesure d'un flux de chaleur, très peu de technologies permettent une mesure directe. Si l'on fait abstraction des techniques permettant de mesurer un flux radiatif incident, seules les thermopiles permettent de mesurer directement un flux de chaleur via l'utilisation de l'effet Peltier. En effet, au sein d'une thermopile, un transfert de chaleur d'une face vers l'autre s'accompagnera systématiquement d'un transfert de charges (mouvement soit d'électrons soit de trous d'électrons). Il est donc possible de lier le flux de chaleur traversant le capteur au courant électrique produit par celui-ci. Néanmoins, il n'est pas toujours possible d'utiliser une thermopile pour de multiples raisons (coût, robustesse, gamme de flux etc.), et il convient de garder à l'esprit que cette technologie n'est devenue que récemment assez mature pour permettre la mesure de flux de chaleur dans les moteurs à piston. Demuynck et al. [39] [93] [94] ont utilisé trois micro-thermopiles Vatec afin d'étudier les transferts de chaleur aux parois d'un moteur monocylindre de recherche fonctionnant à l'hydrogène et au méthane. Les capteurs sont installés en trois points de la chemise. La Figure 82 présente une photographie de la micro-thermopile utilisée.



Figure 82 : Photographie d'une micro-thermopile Vatec [95]

Néanmoins l'utilisation de tels capteurs est rare car ils sont particulièrement coûteux et encombrants et ne résistent pas au fonctionnement d'un moteur à pleine charge [32]. Il a donc été nécessaire de développer des méthodes de mesure indirectes du flux, notamment via sa reconstruction à partir de relevés de températures.

III.1.2 Principe et moyens de mesure des flux de chaleur aux parois des MCI

III.1.2.1 Principe de mesure

Borman et Nishiwaki [8] rappellent que le transport de chaleur entre le gaz et les parois de la chambre de combustion est composé d'une part convective et d'une part radiative. La somme de ces deux contributions constitue le flux de chaleur total. Il est donc possible de distinguer les techniques de mesure de flux utilisées dans les moteurs à pistons selon trois catégories :

- La mesure de flux de chaleur instantané
- La mesure de flux de chaleur stationnaire
- La mesure de flux de chaleur radiatif

Les deux premiers types de mesure concernent le flux total traversant les parois, le dernier uniquement la part radiative incidente. On peut remarquer l'absence de moyens de mesure pour les flux de type convectifs. Ceci s'explique entre autres par l'absence de solutions techniques permettant de mesurer la température d'un gaz variant aussi fortement et rapidement dans des conditions de température et de contrainte mécanique particulièrement hostiles.

Du fait des objectifs de ce travail de thèse, seules les méthodes permettant d'obtenir le flux de chaleur total instantané traversant la paroi de la chambre de combustion seront présentées. En effet, ce travail est focalisé sur les moteurs à allumage commandé pour lesquels l'importance du transfert radiatif est relativement faible à la différence des moteurs Diesel.

Comme il est rappelé dans [7] et [8] respectivement par Heywood et par Borman et Nishiwaki, l'une des premières tentatives de mesure instantanée du flux de chaleur aux parois fut menée par Eichelberg en 1939 [12]. Le principe de mesure repose sur l'acquisition de la variation de la température de la surface de la chambre de combustion au cours du cycle combinée à une méthode de reconstruction. Le flux de chaleur total traversant la paroi peut alors être déterminé en résolvant l'équation de la chaleur en régime transitoire (97) en utilisant comme conditions limites :

- la température de surface instantanée côté chambre de combustion,

- la température dans la paroi, mesurée à une distance suffisante de la surface afin qu'elle ne varie pas au cours du cycle.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho C_p} \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (97)$$

L'hypothèse principale utilisée ici est celle d'un transfert unidirectionnel et normal à la paroi. La Figure 83 illustre le comportement monodimensionnel de la paroi de la chambre de combustion lorsqu'elle est soumise à un flux de chaleur variant avec le temps, où T_S et T_L sont les températures respectivement de surface et à une distance L de la celle-ci.

Comme nous allons le voir, la mesure de température est critique, tant du point de vue de la technique utilisée que de son implantation dans le moteur.

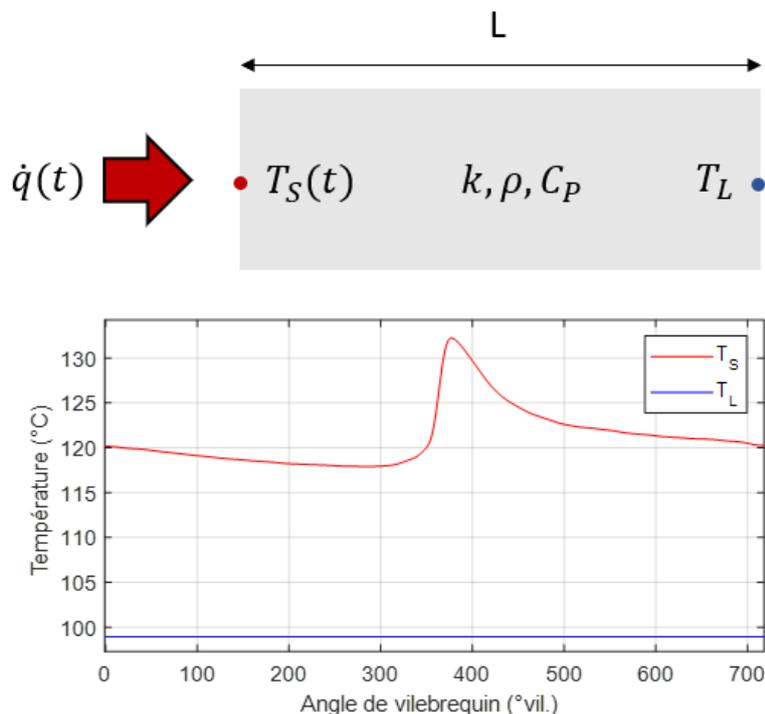


Figure 83 : Schéma de principe de l'hypothèse du comportement monodimensionnel de la paroi de la chambre de combustion.

III.1.2.2 Instrumentation pour la mesure de la température de surface

Afin de mesurer la variation de la température de surface au cours du cycle moteur, il est nécessaire d'avoir un élément sensible à très faible inertie thermique et de géométrie surfacique. Deux types de technologies sont principalement utilisées, des thermorésistances à film fin et des thermocouples à jonction surfacique.

Dans le premier cas, un film métallique est déposé sur un substrat isolant qui est lui-même appliqué sur la paroi de la chambre de combustion ou sur un corps qui est inséré dans la paroi. La résistance du film, qui dépend de sa température, est mesurée. Ce principe de mesure est utilisé par Wimmer et al. [32] et Wilson et al. [96].

Wimmer et al. [32] ont recours à un capteur qu'ils ont fabriqué et dont le schéma est donné par la Figure 84. Il est constitué d'un corps en oxide d'aluminium (isolant électrique) et d'un film de platine d'une épaisseur de 0,3 micromètre. Ce dernier est recouvert d'un film d'oxide d'aluminium d'épaisseur 0,1 micromètre afin de le protéger. Ce capteur présente l'avantage de ne comporter qu'un seul type de matériau sous l'élément sensible. Il est ensuite inséré dans la paroi de la chambre de combustion de façon affleurante.

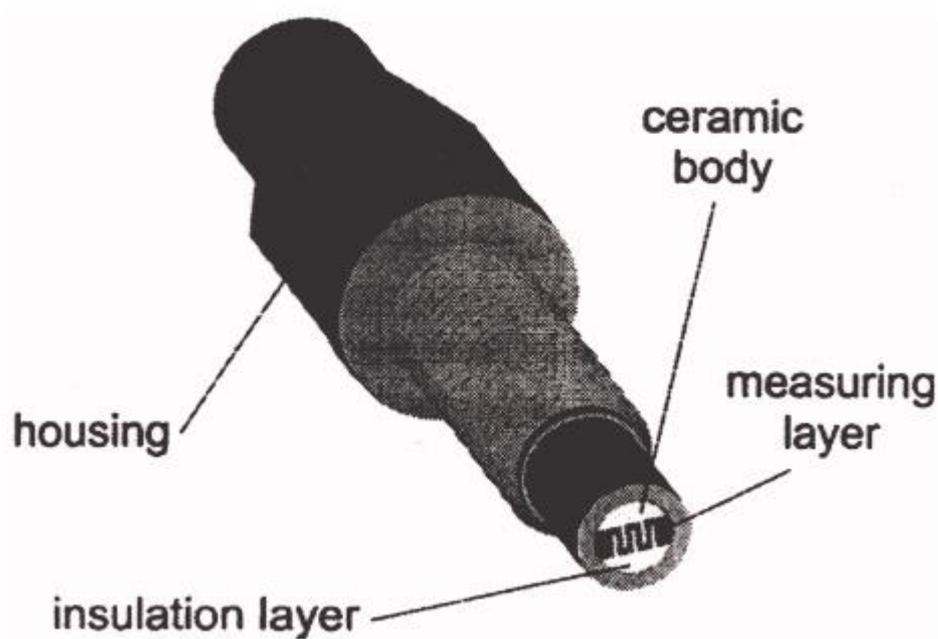


Figure 84 : Schéma du capteur à film fin utilisé par Wimmer et al. [32].

Wilson et al. [96] quant à eux appliquent directement un film de platine de 0,4 micromètre et un film d'isolant de 50 micromètres sur la surface de la chambre de combustion, comme on peut le voir sur la Figure 85.

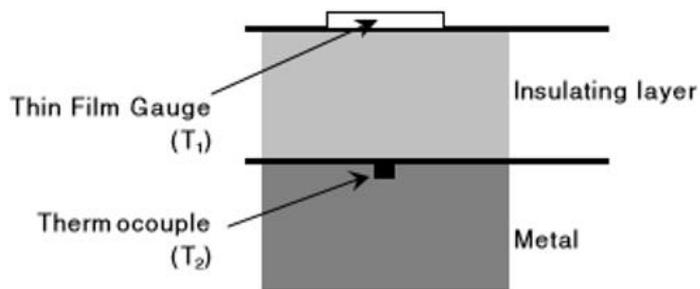


Figure 85 : Schéma du dispositif de mesure à film fin utilisé par Wilson et al. [96] et photographie du piston instrumenté.

La majorité des études réalisées sur les transferts thermiques dans les chambres de combustion des moteurs à piston ont recours à l'utilisation de thermocouples à jonction surfacique. Il existe trois principaux types de thermocouples selon la géométrie d'agencement des deux matériaux thermoélectriques [8] :

- Le type paire de fils [35] [84] [97],
- Le type ruban [25] [37] [98] [99] [100] [101] [102] [103] [104] [105] [106] [107] [108],
- Le type coaxial [10] [24] [38] [40] [43] [44] [46] [80] [109] [110] [111] [112] [113] [114].

Le type paire de fils, représenté par la Figure 86, est composé de deux fils parallèles inclus dans une matrice électriquement isolante.

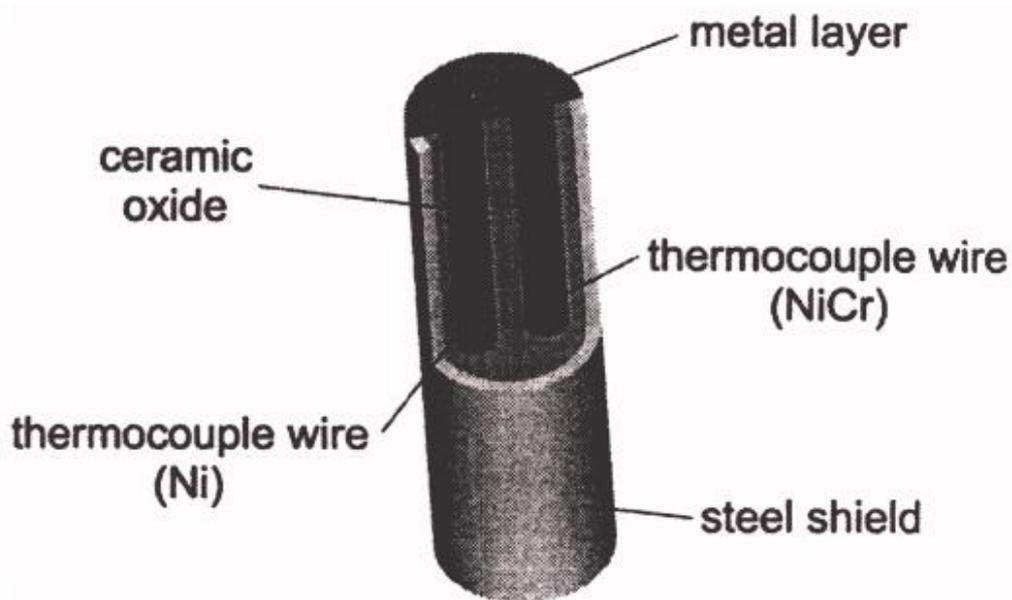


Figure 86 : Schéma d'un thermocouple de surface de type paire de fils [32].

Le type ruban est constitué de deux demi-cylindres séparés par un feuillet isolant, généralement du mica. La Figure 87 est un schéma montrant à gauche une vue en coupe transversale d'un thermocouple ruban et à droite une vue en coupe longitudinale du thermocouple inséré dans une matrice en aluminium.

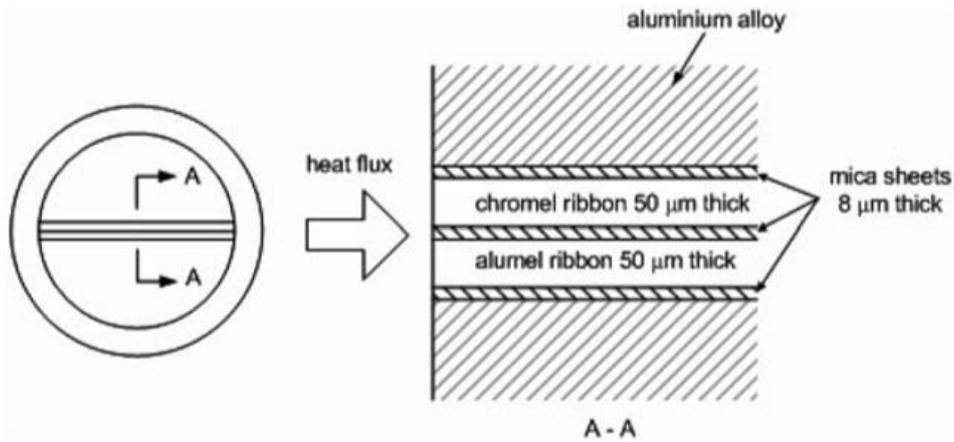


Figure 87 : Schéma d'un thermocouple de surface de type ruban. A gauche coupe transversale du thermocouple. A droite coupe longitudinale du thermocouple inséré dans une matrice en aluminium [25].

Enfin dans le cas du type coaxial, dont un schéma est fourni par la Figure 88, les matériaux thermoélectriques sont des cylindres concentriques séparés par une fine couche d'isolant électrique.

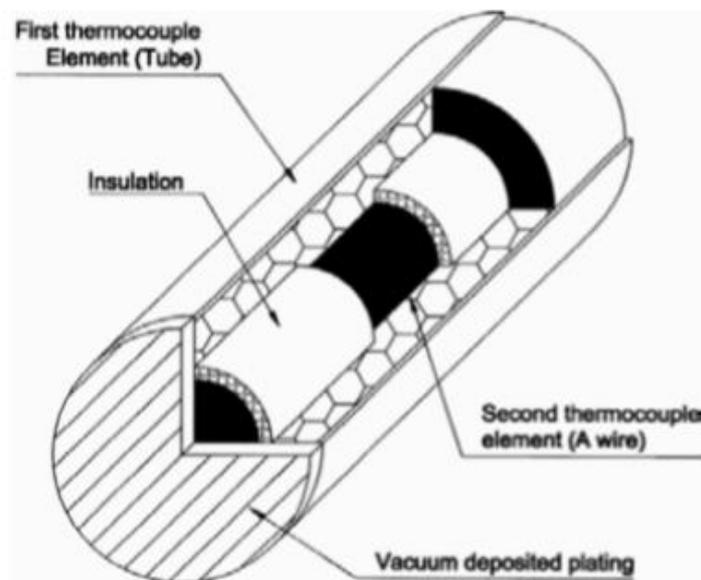


Figure 88 : Schéma d'un thermocouple de surface de type coaxial [115].

La Figure 89 est un schéma montrant la section des trois types de thermocouples de surface. Les deux matériaux thermoélectriques étant isolés l'un de l'autre au sein du corps du thermocouple, une jonction métallique entre ceux-ci, appelée communément jonction

chaude, doit être créée sur l'extrémité afin de fermer le circuit. Selon le type de thermocouple, la géométrie de la jonction et / ou la quantité de matériau isolant présent sous celle-ci diffère, ce qui affecte le comportement thermique de celle-ci. En effet plus la conductivité thermique du matériau sur lequel elle repose est faible, plus sa température sera élevée pour une valeur donnée de flux de chaleur reçu.

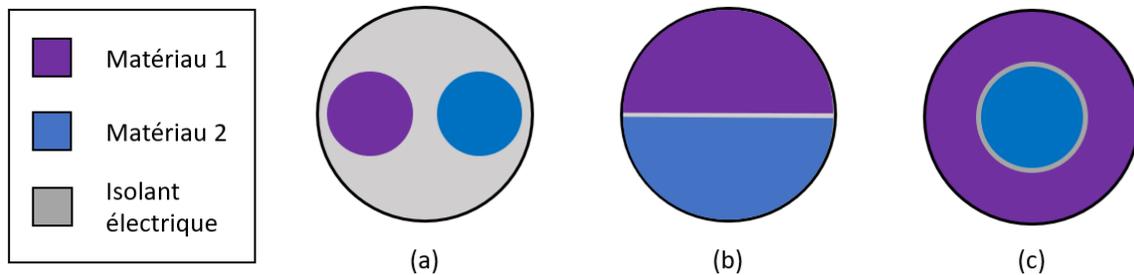


Figure 89 : Schéma illustrant la section des différents types de thermocouples de surface. (a) paire de fils ; (b) rubans ; (c) coaxial.

Concernant la jonction, elle peut être formée soit :

- par un fin dépôt métallique (dépôt sous vide etc.) [10] [24] [35] [38] [40] [43] [44] [46] [84] [97] [109] [110] [111] [113] [114],
- par une action abrasive (papier de verre) [25] [37] [80] [98] [99] [100] [101] [102] [103] [104] [105] [106] [107] [108] [112].

La première méthode, bien que plus complexe et coûteuse, présente l'avantage de générer une jonction plus robuste et dont l'épaisseur est maîtrisée.

Les thermocouples de surface peuvent être soit insérés tels quels dans la paroi de la chambre, soit inclus dans une sonde comprenant généralement la mesure de température dans la masse. Dans ce cas, cela permet d'obtenir une mesure de température à une certaine distance de la surface plus fiable car moins soumise aux gradients de température présents dans la paroi, ainsi que d'avoir la possibilité de retirer le capteur pour l'inspecter, le déplacer et éventuellement le réparer. Quelques exemples de sondes utilisées dans la littérature vont être rapidement présentés.

La sonde mise au point par Alkidas et al. [100] en 1984 est composée d'un corps métallique de même nature que la paroi du moteur étudié. Un thermocouple de type ruban, dont la jonction est créée par abrasion, est inséré au centre du corps et une mesure de température est effectuée à une certaine distance, comme on peut le voir sur la Figure 90.

Gilaber et al. [111] utilisent en 1988 une sonde élaborée à partir du même métal que la culasse du moteur qu'ils étudient et d'un thermocouple coaxial à dépôt métallique. Ils appliquent un

revêtement en céramique afin de s'affranchir des gradients de températures transversaux. La Figure 91 présente le schéma de principe du capteur.

Rakopoulos et al. [104] en 2000 conçoivent une sonde incluant un thermocouple ruban dont la jonction est créée par abrasion. Leur sonde est directement vissée dans la paroi d'un moteur refroidi par air et la mesure de température en profondeur est quant à elle réalisée contre le thermocouple ruban, comme indiqué sur la Figure 92.

La Figure 93 est un schéma de la sonde utilisée par Guralp et al. [44] en 2009. Celle-ci a grossièrement la forme d'un cylindre métallique au sein duquel un thermocouple coaxial avec une jonction constituée par un dépôt métallique est inséré. Une seconde mesure de température est réalisée à 4 millimètres de la surface.

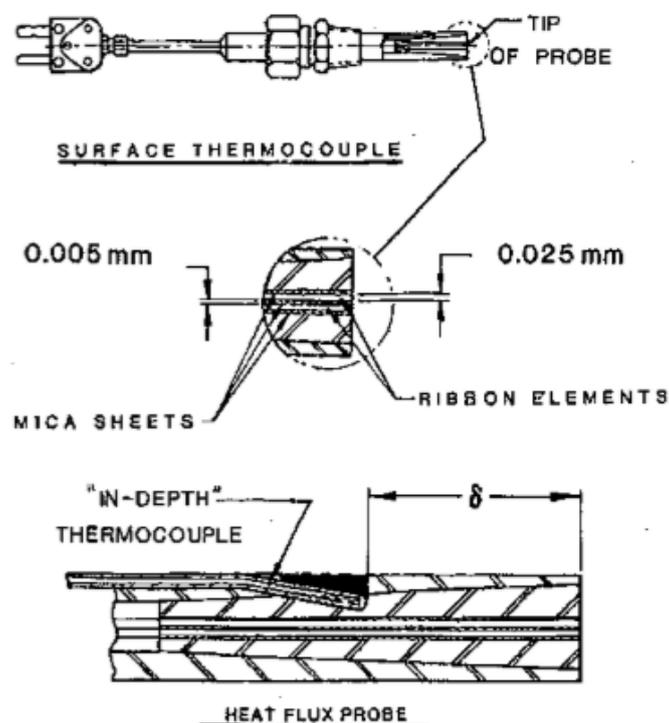


Figure 90 : Schéma de la sonde utilisée par Alkidas et al. [100]

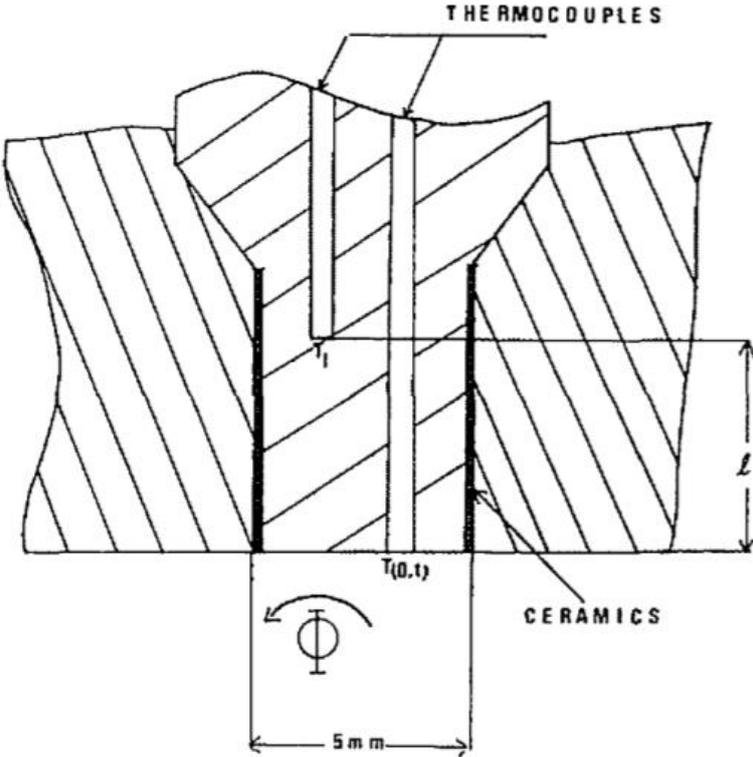


Figure 91 : Schéma de la sonde utilisée par Gilaber et al. [111]

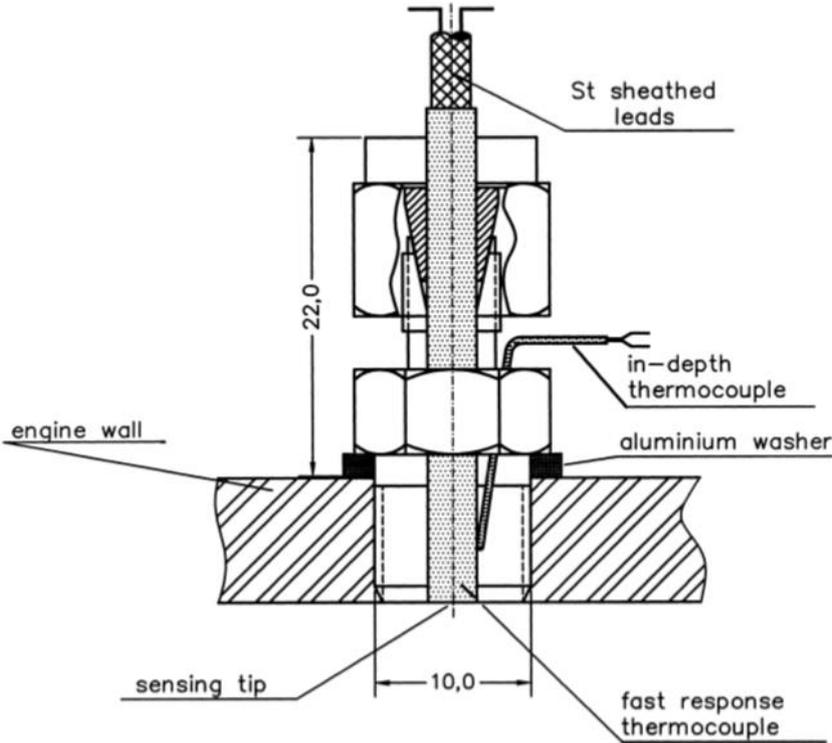


Figure 92 : Schéma de la sonde utilisée par Rakopoulos et al. [104]

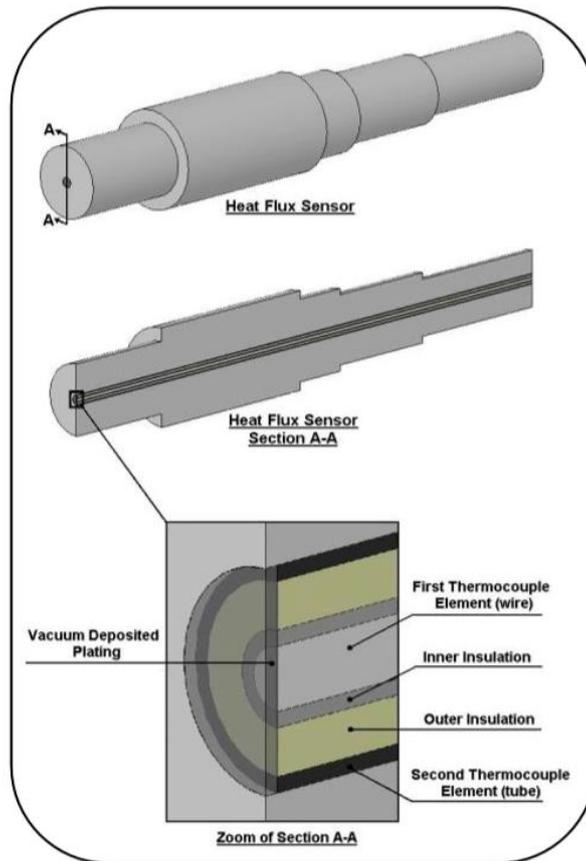


Figure 93 : Schéma de la sonde utilisée par Guralp et al. [44].

III.1.2.3 Les méthodes de reconstruction

Comme expliqué précédemment, le calcul du flux de chaleur traversant la surface de la chambre de combustion repose sur la conduction monodimensionnelle instationnaire de la chaleur dans un solide homogène. C'est donc un problème de conduction inverse ; le champ de température au sein du métal est calculé à partir des conditions limites, puis le flux de chaleur en est déduit. Les conditions limites sont les températures mesurées à la surface de la chambre et à une certaine distance dans la masse métallique.

Il existe deux principales méthodes [8] :

- la décomposition du signal de température de surface en séries de Fourier [10] [24] [32] [35] [38] [40] [43] [44] [46] [84] [100] [101] [102] [104] [105] [106] [107] [108] [109] [110] [113].
- l'utilisation d'un modèle numérique de type différences finies ou volumes finis [80] [96] [97] [103] [112].

L'utilisation de la transformée de Fourier rapide (FFT) a été initialement proposée par Eichelberg [12] en 1939, puis démocratisée par les travaux d'Alkidas et al. [100] [101] [102] dans les années 80. Afin d'utiliser cette méthode, il est nécessaire d'émettre l'hypothèse que

les propriétés thermiques des matériaux de la paroi ne dépendent pas de la température, ce qui semble raisonnable au vu de la faible amplitude de variation de celle-ci au cours du cycle moteur [8].

La température de surface de la paroi T_S variant de façon périodique, peut être exprimée en fonction de la vitesse angulaire ω correspondant au régime moteur via une décomposition en séries de Fourier. L'expression associée est donnée par l'équation (98).

$$T_S = T_m + \sum_{n=1}^N [A_n \cos(n\omega t) + B_n \sin(n\omega t)] \quad (98)$$

Où T_m est la moyenne temporelle de la température de surface T_S , A_n et B_n les coefficients de Fourier et n le numéro de l'harmonique.

Les conditions limites associées sont $\begin{cases} T = T_S(t) \text{ à } x = 0 \\ T = T_L = cste \text{ à } x = L \end{cases}$ et la solution de l'équation (97) donnant la température dans la paroi en fonction de l'instant t et de la position x peut être exprimée par la relation (99).

$$T(x, t) = T_m - (T_S - T_L) \frac{x}{L} + \sum_{n=1}^N \exp(-\varphi_n x) F_n(x, t) \quad (99)$$

Avec $F_n = A_n \cos(n\omega t - \varphi_n x) + B_n \sin(n\omega t - \varphi_n x)$, $\varphi_n = \sqrt{\frac{n\omega}{2\alpha}}$ et $\alpha = \frac{k}{\rho c_p}$ la diffusivité thermique du matériau de la paroi.

A partir de l'équation (99) et de la loi de Fourier (1), on peut exprimer la densité de flux de chaleur à la paroi \dot{q}_w par la relation (100).

$$\dot{q}_S = \frac{k}{L} (T_m - T_L) + k \sum_{n=1}^N \varphi_n [(A_n + B_n) \cos(n\omega t) - (A_n - B_n) \sin(n\omega t)] \quad (100)$$

Cette densité de flux de chaleur est composée de deux termes, le premier est la part stationnaire du flux de chaleur alors que le second est la part instationnaire.

La seconde méthode repose sur la résolution d'un schéma numérique 1D de type différences finies ou volumes finis où les conditions limites sont les températures mesurées à la surface et dans la paroi.

La Figure 94 illustre l'exemple simple d'un maillage à dix nœuds et où les indices i et j correspondent aux indices d'espace et de temps.

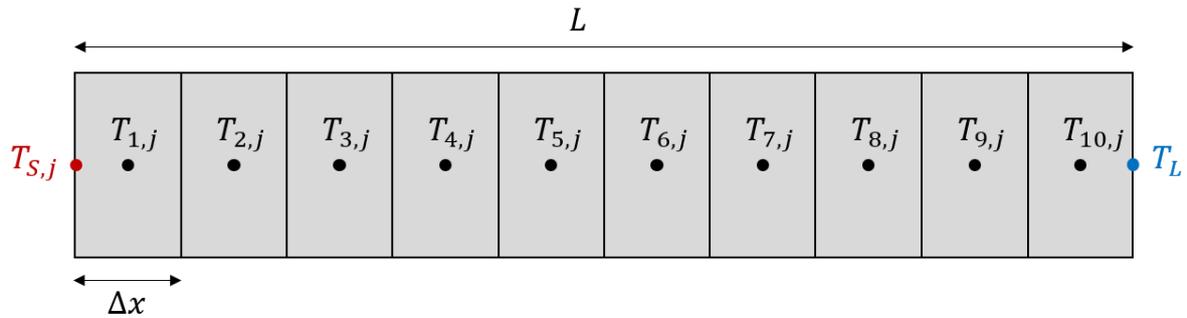


Figure 94 : Illustration d'une discrétisation volumes finis monodimensionnelle à dix éléments.

En discrétisant l'équation (97) via un schéma explicite volumes finis on obtient le système d'équations (101).

$$\begin{cases} T_{i,j+1} = T_{i,j} + \frac{\alpha \Delta t}{\Delta x^2} [T_{i+1,j} - 2T_{i,j} + T_{i-1,j}] \text{ pour } i = 2 \text{ à } 9 \\ T_{1,j+1} = T_{1,j} + \frac{\alpha \Delta t}{\Delta x^2} [T_{2,j} - 3T_{1,j} + 2T_{S,j}] \\ T_{10,j+1} = T_{10,j} + \frac{\alpha \Delta t}{\Delta x^2} [T_{9,j} - 3T_{10,j} + 2T_L] \end{cases} \quad (101)$$

Où Δx et Δt sont les pas respectivement d'espace et de temps. Ce système permet de calculer la température en tout point du maillage à chaque pas de temps, à condition que ce dernier soit suffisamment petit pour assurer la stabilité numérique.

Comme le but est d'obtenir la distribution de température au cours du cycle moteur, il est nécessaire de procéder par itérations. La température est généralement initialisée par une distribution linéaire entre la moyenne de la température de surface et la température à la distance L. Le schéma numérique pour un cycle est résolu et le champ de température final est utilisé comme distribution de température initiale pour le cycle suivant. Lorsque le champ de température en fin de cycle ne varie plus d'une itération à l'autre, le calcul est terminé. Il est alors possible de calculer le flux de chaleur reçu par l'élément 1 de la surface à chaque pas de temps j via l'utilisation de la loi de Fourier (1). On obtient l'équation (102).

$$\dot{q}_{S,j} = \frac{2k}{\Delta x} (T_{S,j} - T_{1,j}) \quad (102)$$

III.1.3 Mesures des flux de chaleur

III.1.3.1 Validité de la mesure

Les deux méthodes de reconstruction que nous avons vues reposent sur l'hypothèse que le matériau est homogène et que le transfert est purement unidirectionnel. En réalité ce n'est pas le cas du fait :

- De la constitution des capteurs utilisés pour mesurer les températures,
- De la présence éventuellement de flux de chaleur transversaux.

Buttsworth dans [116] analyse le comportement thermique d'un thermocouple de type ruban inséré dans une matrice en aluminium. Il a recours à un modèle éléments finis 2D et soumet celui-ci à différents profils de flux de chaleur. Il utilise ensuite la réponse en température de surface fournie par le modèle afin de reconstruire le flux incident par une méthode 1D en utilisant les propriétés du dural, un alliage à base d'aluminium. La Figure 95 présente à gauche la géométrie utilisée pour le modèle éléments finis et à droite une comparaison entre les flux de chaleur incidents (*actual*) et calculés par le modèle 1D (*apparent*).

Les flux incidents (a) et (b) sont de forme respectivement « créneau » et sinusoïdale. Dans le premier cas, on remarque que le flux de chaleur est initialement surestimé par un facteur supérieur à deux, puis lorsque le flux incident s'annule, la réponse du modèle 1D indique un flux négatif. Dans le second cas la surestimation et la sous-estimation sont moins prononcées, ce qui indique que l'erreur est dynamique et dépend de l'histoire thermique du capteur. Cette erreur est due d'une part à l'utilisation des propriétés de l'aluminium, celle-ci différant fortement de celles des matériaux constituant le thermocouple, et d'autre part par le caractère bi-dimensionnel du capteur.

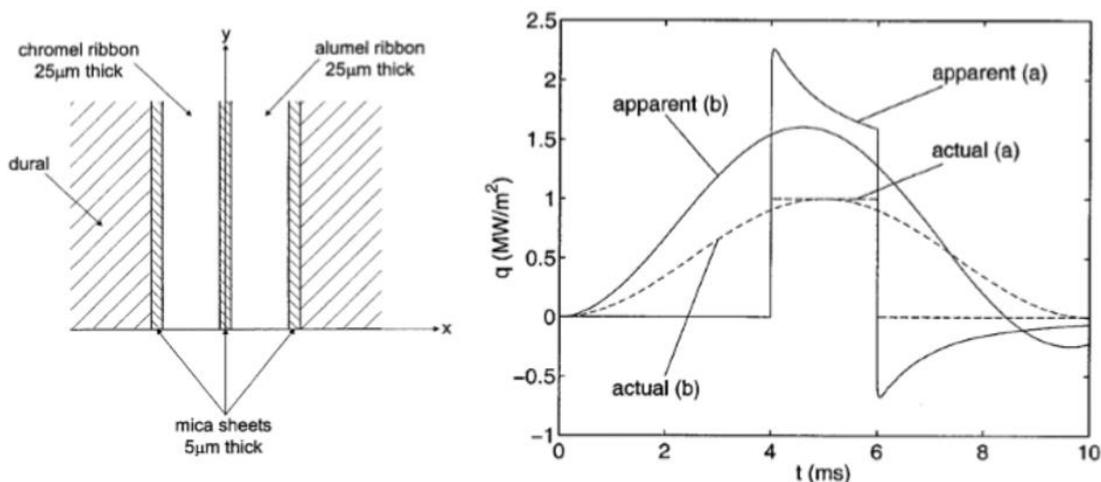


Figure 95 : Géométrie du modèle EF 2D (à gauche) et comparaison entre le flux incident appliqué au modèle 2D et la reconstruction 1D du flux à partir de la réponse en température (à droite) [116].

Plus tard, Buttsworth et al. [117] utilisent la méthode mathématique de la réponse à impulsion [118] couplée à une calibration laser afin d'analyser plus en détail le comportement des thermocouples rubans. Ils montrent que bien que l'utilisation d'une méthode 2D soit plus précise qu'une méthode 1D du fait de la prise en compte de l'écoulement de la chaleur dans les différents matériaux du thermocouple, la calibration reste l'approche la plus pertinente. Wang et al. [98] poursuivent ces travaux via une application à un cas moteur et tirent les mêmes conclusions, comme on peut le voir sur la Figure 96. Dans le cas de l'utilisation d'un thermocouple de type K (chromel/alumel) et d'un modèle 1D, ils recommandent d'utiliser les propriétés thermiques de l'alumel s'il n'est pas possible d'utiliser un modèle 2D. Par la suite, Wang et al. [25] [37] [99] utilisent une calibration numérique via un modèle 2D afin d'étudier les transferts de chaleur aux parois d'un moteur à piston.

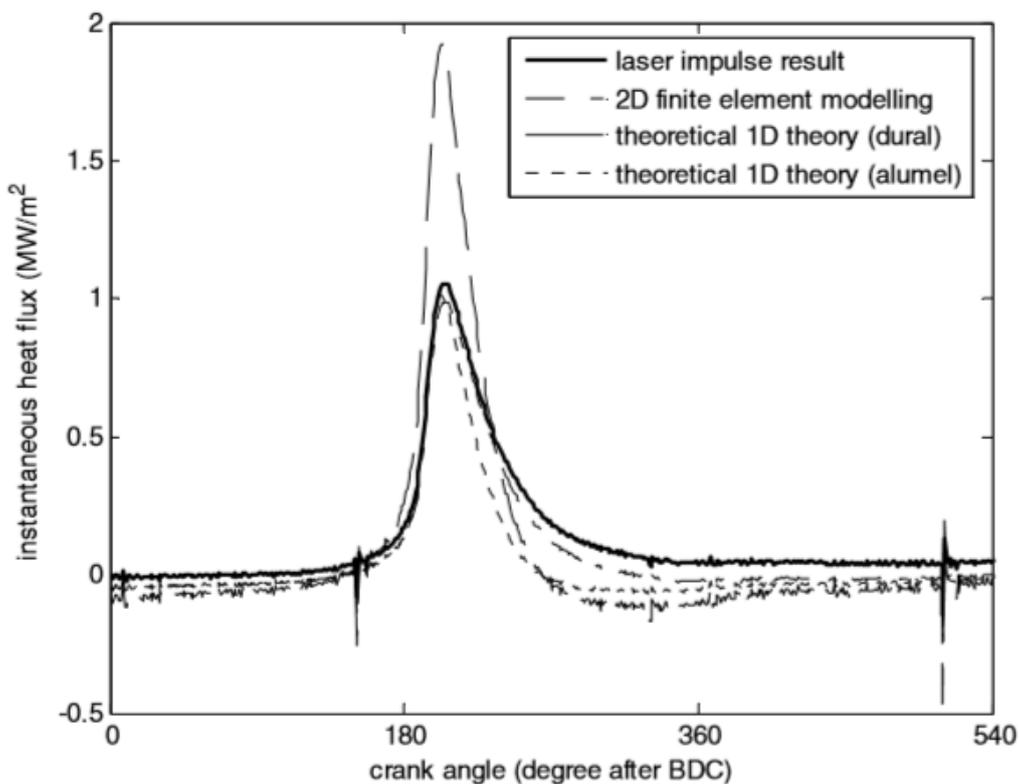


Figure 96 : Comparaison des flux de chaleur aux parois d'un moteur à piston obtenus par calibration laser, modèle numérique 2D et modèles numériques 1D avec différentes propriétés thermiques [98].

Les erreurs liées à une mesure erronée de la température de surface de la chambre de combustion, c'est-à-dire dans des conditions où l'écoulement de la chaleur n'est pas monodimensionnel et / ou à l'utilisation de propriétés thermiques erronées sont parfois particulièrement visibles dans la littérature. C'est le cas notamment de Lawton [112] lors d'une étude expérimentale sur les flux de chaleur aux parois de la culasse d'un moteur entraîné. Il utilise une sonde constituée de plastique laminé (Tufnol) dans laquelle un thermocouple coaxial est inséré, comme on peut le voir sur la Figure 97, et obtient la mesure

de flux de chaleur présentée par la Figure 98. Afin de pouvoir comparer un profil de flux de chaleur dans le cas d'un moteur entraîné, la Figure 99 présente les mesures effectuées par Demuyne et al. [39] avec un capteur de flux de chaleur Vatell pour trois positions de papillon.

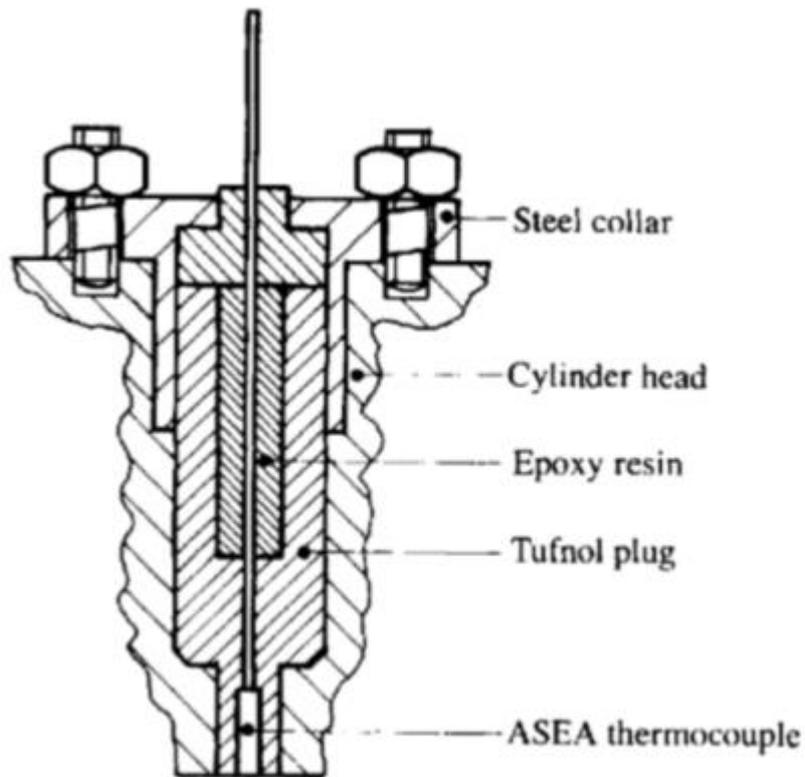


Figure 97 : Schéma de la sonde utilisée par Lawton [112]

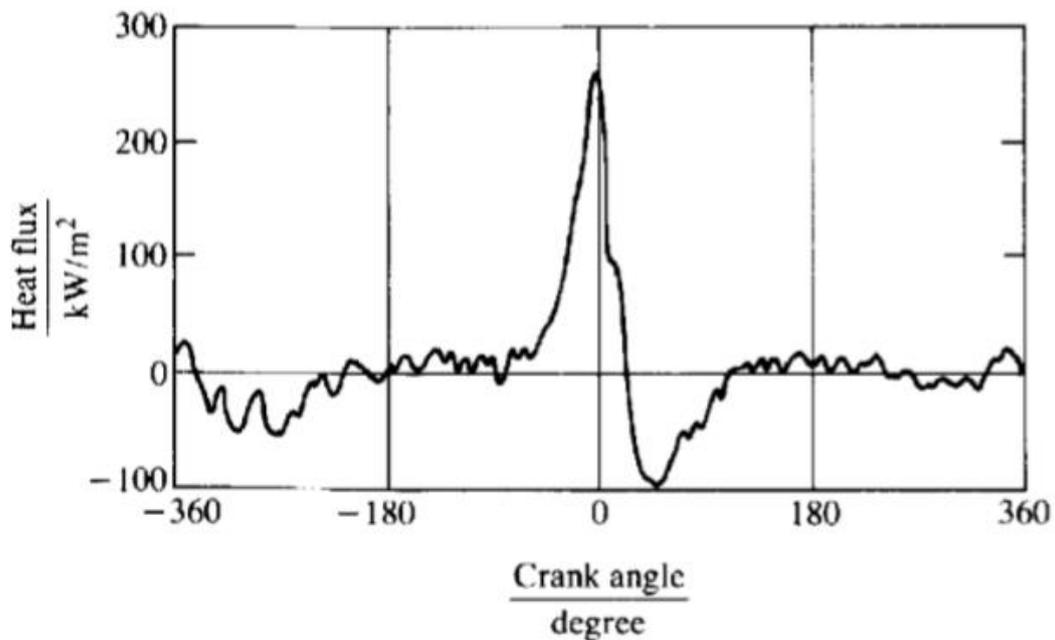


Figure 98 : Mesure de flux de chaleur moteur entraîné effectuée par Lawton [112].

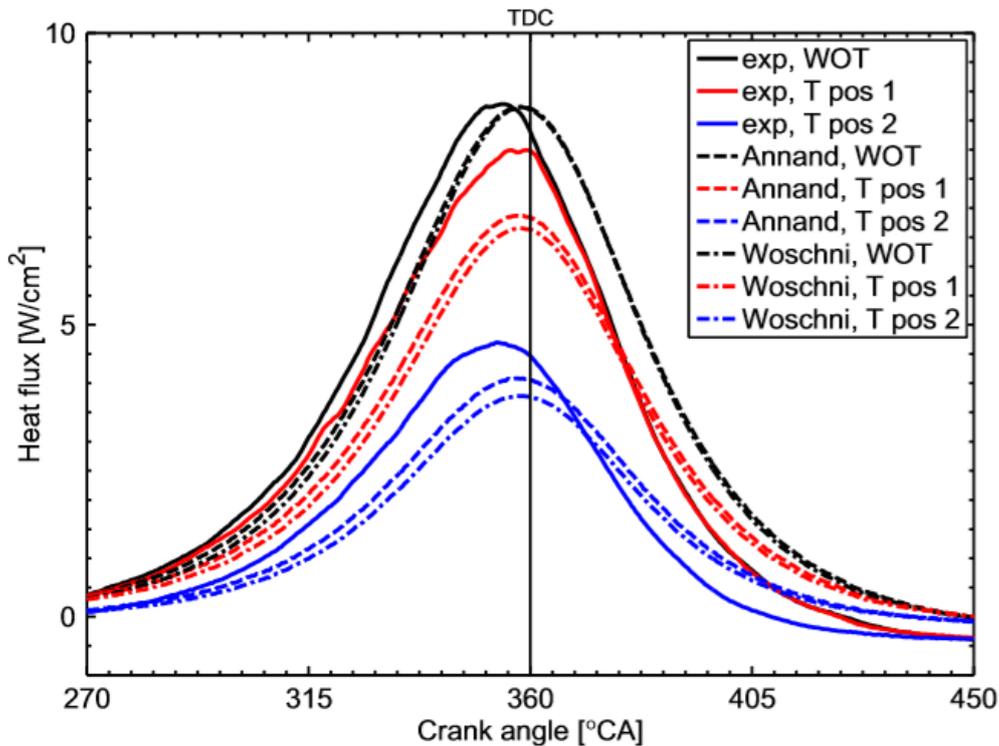


Figure 99 : Mesures de flux de chaleur moteur entraîné effectuées par Demuyneck et al. [39]

On remarque que dans le cas des mesures de Demuyneck et al., le flux de chaleur atteint son maximum peu avant le PMH puis diminue ensuite progressivement et devient légèrement négatif à partir de la seconde partie de la détente. Le fait que le flux soit négatif est normal car le gaz ayant cédé de la chaleur aux parois, sa température est plus basse lors de la détente que lors de la compression pour une même position du piston. Dans le cas de la mesure de Lawton, le flux de chaleur devient fortement négatif immédiatement après le PMH, puis augmente progressivement jusqu'à devenir positif. Ce résultat est aberrant car juste après le PMH, la température du gaz est nettement supérieure à celle des parois et en fin de détente, le flux de chaleur devrait être négatif et non positif. Ce comportement est sans nul doute dû à la présence de matière plastique dans le corps de la sonde, les propriétés thermiques de cette dernière étant très différentes de celle des métaux. Ceci induit non seulement une erreur lors de la reconstruction du flux, mais aussi via le comportement thermique de la sonde qui est fortement non-monodimensionnel.

Un autre exemple de mesure de flux erronée est issu de la campagne expérimentale réalisée par Oude Nijeweme et al. [103], qui utilisent une sonde composée d'un corps en aluminium dans lequel un thermocouple ruban est inséré. Ils réalisent des mesures sur un moteur entraîné et allumé, dont les résultats sont présentés respectivement par la Figure 100 et la Figure 101. De façon similaire aux mesures de Lawton [112], le flux de chaleur en entraîné devient fortement négatif peu après le PMH. Néanmoins dans ce cas le flux de chaleur reste

négatif durant la détente. Dans le cas moteur allumé, bien que le flux de chaleur soit positif durant la majeure partie de la détente, il devient négatif avant l'ouverture des soupapes d'échappement alors que la température du gaz est largement supérieure à celle des parois, ce qui est également aberrant.

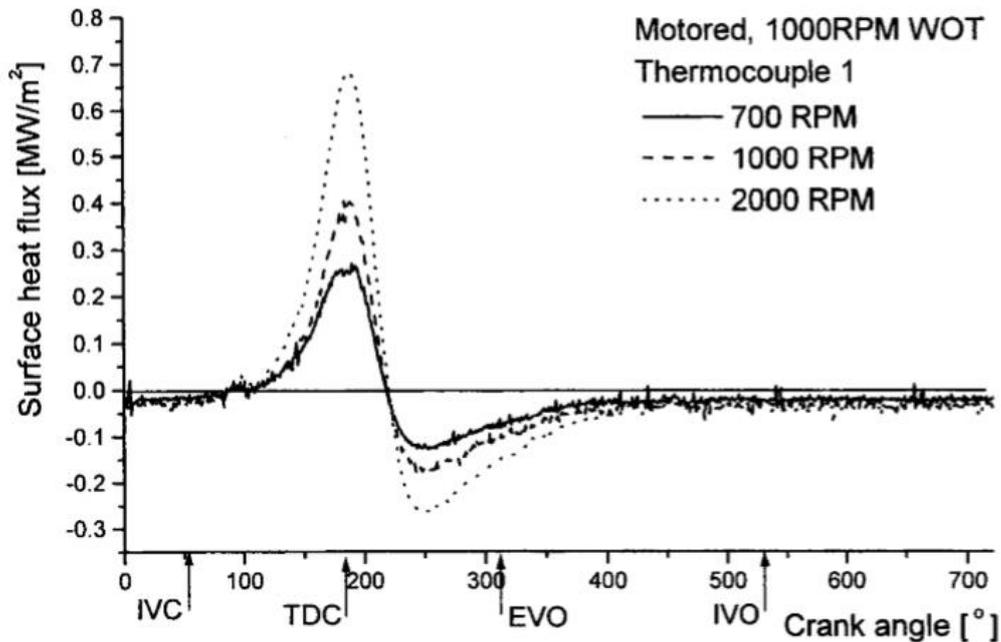


Figure 100 : Mesures de flux de chaleur moteur entraîné effectuées par Oude Nijeweme [103].

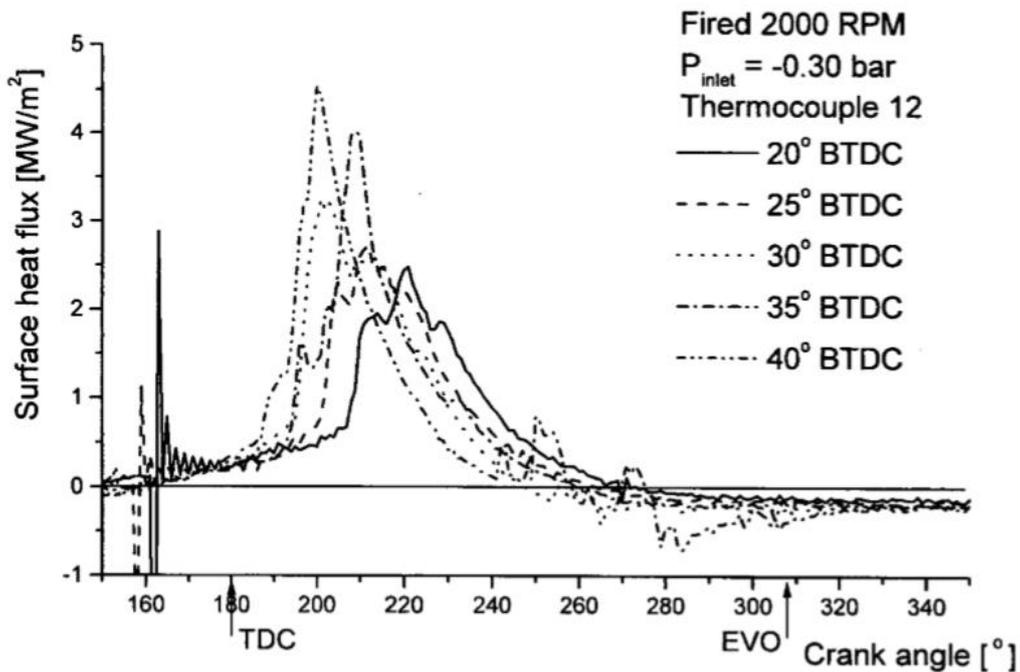


Figure 101 : Mesures de flux de chaleur moteur allumé effectuées par Oude Nijeweme [103].

Ces résultats, du fait de la forte ressemblance à l'effet illustré par Buttsworth [116] sur la Figure 95, sont probablement dus à l'utilisation inappropriée des propriétés de l'aluminium dans le modèle de reconstruction de flux. Lawton, Oude Nijeweme ainsi que Ma et al. [113] ont tenté d'expliquer ces résultats par le fait que le transfert de chaleur aux parois ne satisfait pas la loi de Newton à cause de phénomènes de détente dans la couche limite thermique, néanmoins comme indiqué par Buttsworth et al. [117], il est impossible de remettre en question la loi de Newton sur la base de mesures réalisées dans de telles conditions.

Afin d'assurer la validité d'une mesure de flux de chaleur il est donc nécessaire :

- D'utiliser des propriétés thermiques appropriées,
- De maximiser le comportement monodimensionnel de la sonde lors de la conception.

Concernant ce dernier point, il est judicieux d'isoler thermiquement la sonde de son environnement comme dans le cas de celle de Gilabert et al. [111], et de la refroidir comme montré par Hohenberg [27]. En effet dans le cadre de ses travaux sur les modèles de pertes de chaleur aux parois, il a mis au point une sonde de flux de chaleur stationnaire, dont le schéma est donné par la Figure 102.

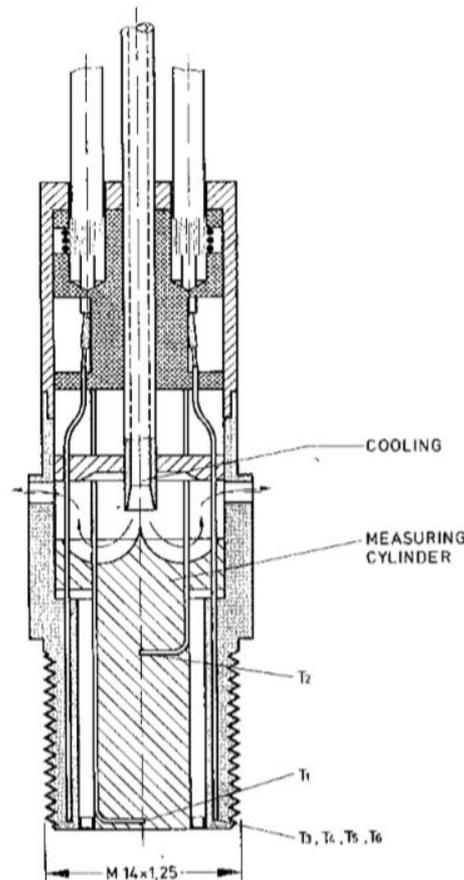


Figure 102 : Schéma du capteur de flux stationnaire mis au point par Hohenberg [27].

Le corps de la sonde, où sont réalisées les mesures de température, est séparé de son fourreau par une couche d'air afin de réduire l'influence du métal entourant la sonde. Comme la sonde n'est plus refroidie par le système de refroidissement moteur, il est nécessaire de la refroidir. A cette fin, Hohenberg conçoit un système de refroidissement par air et le pilote via des mesures de températures effectuées sur les côtés du fourreau (c.f. T3 à T6 sur la Figure 102). Ainsi cela permet d'obtenir non seulement une mesure peu intrusive du fait que la sonde est maintenue à la même température que la paroi, mais cela permet aussi de limiter davantage les flux de chaleur transversaux et donc le biais de mesure puisque ceux-ci sont générés par la différence de température entre la sonde et son environnement.

III.1.3.2 Influence de la position de la mesure de flux de chaleur

La mesure de flux de chaleur aux parois de la chambre de combustion étant une mesure locale, des différences parfois significatives sont observées selon la position du capteur. En effet la valeur maximale atteinte par le flux ainsi que sa position angulaire varie en fonction non seulement de la surface considérée (piston, culasse et chemise) mais aussi de la distance séparant la mesure de la bougie. Ces disparités s'expliquent notamment par la propagation de la flamme, comme montré par Alkidas [100]. La Figure 103 montre la position des quatre capteurs installés dans la culasse par Alkidas, ainsi que les mesures de flux de chaleur correspondantes. On remarque que plus le capteur est éloigné de la bougie, plus l'augmentation du flux est retardée. Alkidas explique la valeur plus élevée du flux à la position HT2 par une propagation de flamme plus rapide dans cette direction.

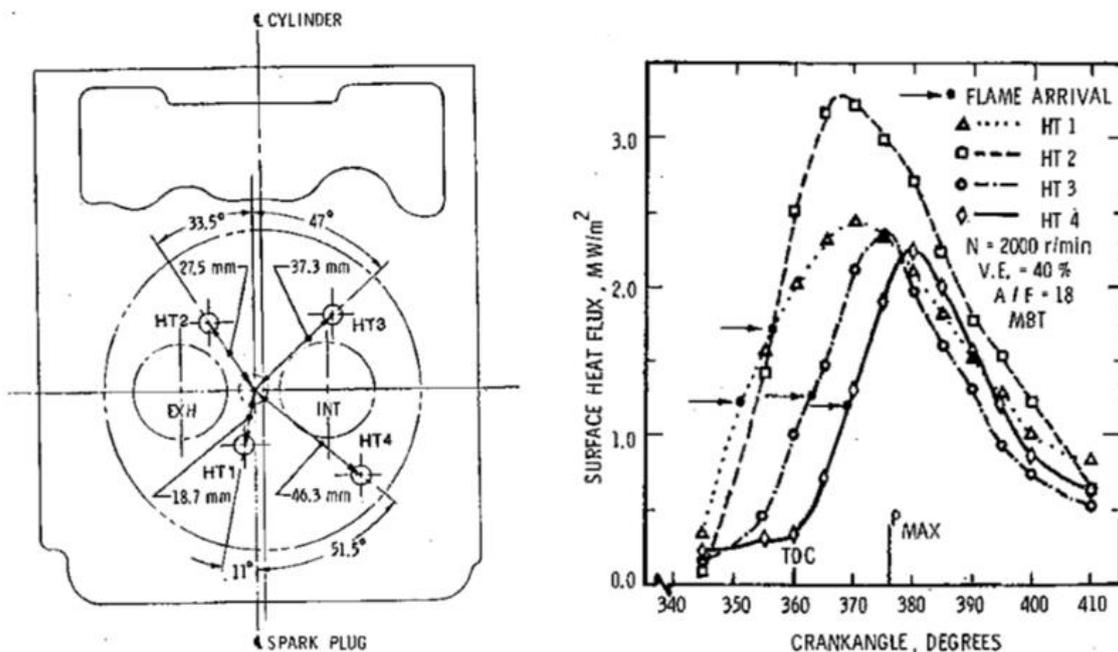


Figure 103 : Mesures de flux de chaleur en différentes positions de la culasse d'un moteur à allumage commandé [100].

Cho et al. [38] réalisent en 2008 des mesures de flux de chaleur sur la culasse et le piston d'un moteur à allumage commandé, leurs résultats étant présentés sur la Figure 104. On peut noter que le flux de chaleur est non seulement beaucoup plus élevé dans le cas du piston que de la culasse, mais que le maximum est atteint sensiblement plus tard dans le cycle. Ce déphasage peut s'expliquer là aussi par la propagation de la flamme, les capteurs de la culasse étant plus excentrés que ceux du piston. On remarque que le flux de chaleur aux positions P4 et P5 devient négatif avant la seconde moitié de la course de détente, ce qui semble indiquer une erreur liée soit à l'implantation de la mesure (les thermocouples de surface sont simplement insérés dans le piston), soit à la reconstruction du flux (les propriétés thermiques utilisées ne sont pas précisées).

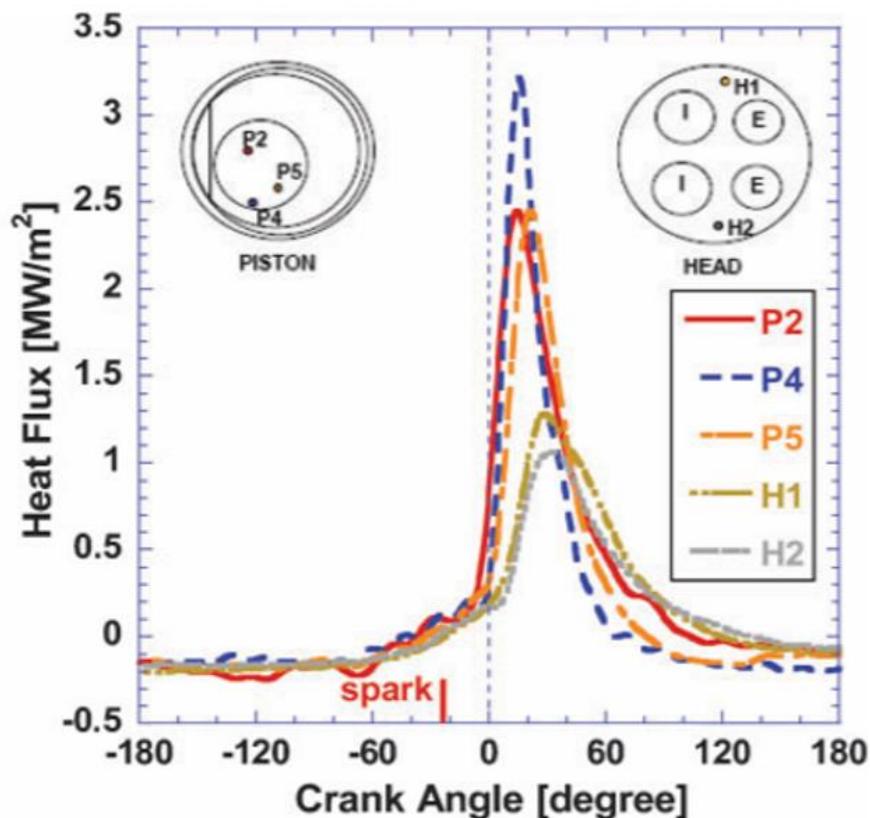


Figure 104 : Mesures de flux de chaleur en différentes positions de la culasse et du piston d'un moteur à allumage commandé [38].

Concernant la dispersion spatiale du flux de chaleur, Huegel et al. [35] comparent sur la Figure 105 les moyennes des mesures obtenues sur la culasse (6 capteurs) et le piston (13 capteurs) d'un moteur allumage commandé à injection directe opéré en mode homogène et stratifié. Dans le cas de la combustion d'un mélange air-carburant homogène, la culasse reçoit un flux de chaleur nettement plus élevé que le piston, alors que le flux de chaleur est similaire dans le cas d'une combustion stratifiée. Les auteurs expliquent cette différence par l'existence ou non d'impact de la flamme sur les parois. En effet en mode stratifié, la flamme ne se propage

pas dans l'intégralité de la charge gazeuse et une couche de gaz plus froids limite le transfert de chaleur aux parois.

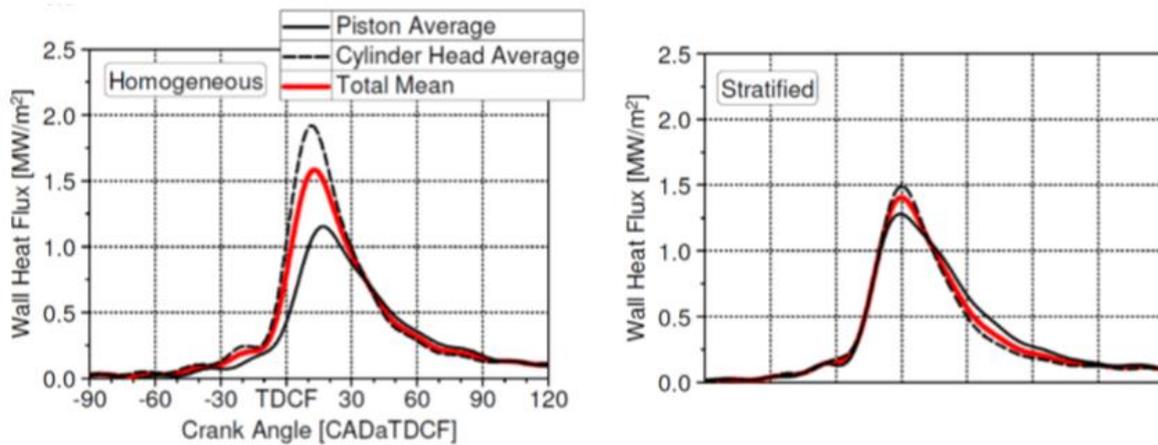


Figure 105 : Comparaison de mesures de flux de chaleur moyennées sur la culasse et le piston d'un moteur à allumage commandé opéré en mode homogène et stratifié [35].

De façon similaire à Huegel et al., Chang et al. [24] montrent lors de leur étude expérimentale sur les transferts thermiques aux parois d'un moteur HCCI, que ce type de combustion présente de faibles disparités de flux de chaleur selon la position de la mesure comparé à un moteur à allumage commandé opéré en mode homogène, comme on peut le voir sur la Figure 106. Encore une fois, ceci peut s'expliquer par l'absence d'impact du front de flamme sur les parois.

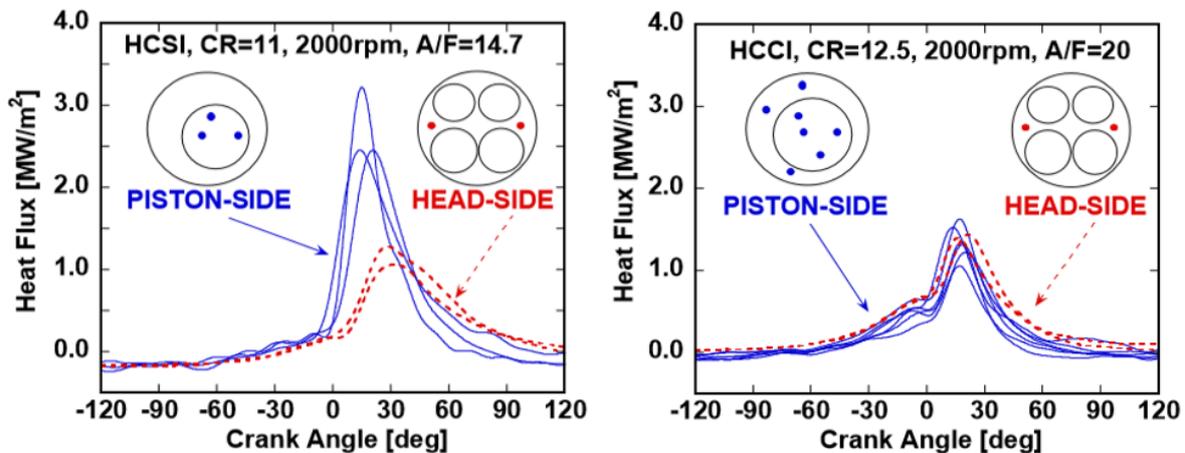


Figure 106 : Comparaison de mesures de flux de chaleur sur la culasse et le piston d'un moteur à allumage commandé opéré en mode homogène et HCCI [24].

Comme indiqué par Cho et al. [38] dans le cas des moteurs à allumage commandé opérés en mode homogène, il est difficile de justifier l'utilisation de mesures directes de flux afin de calibrer un modèle global du fait du caractère local de celles-ci. De plus, comme nous l'avons vu dans la partie précédente III.1.3.1, les erreurs provenant de la mesure de la température

de surface et de la reconstruction du flux de chaleur peuvent être importantes. Néanmoins ce type de mesure est particulièrement intéressant afin d'étudier l'influence des paramètres de fonctionnement moteur sur les transferts thermiques aux parois de la chambre de combustion.

III.1.3.3 Influence des paramètres de fonctionnement moteur

Dans le cadre d'études sur les transferts thermiques aux parois de différents moteurs, nombre d'auteurs se sont intéressés à l'influence de la charge, du régime, de l'avance à l'allumage et de la richesse sur les flux de chaleur cédés aux parois du cylindre. Bien qu'il soit difficile d'isoler les effets de chacun de ces paramètres, ces études permettent de mieux appréhender les phénomènes mis en jeu.

Gilaber et al. [111] ont montré que plus la charge augmente, plus le flux de chaleur est important. Ils font varier l'ouverture du papillon, et donc le rendement volumétrique, et obtiennent les mesures présentées par la Figure 107.

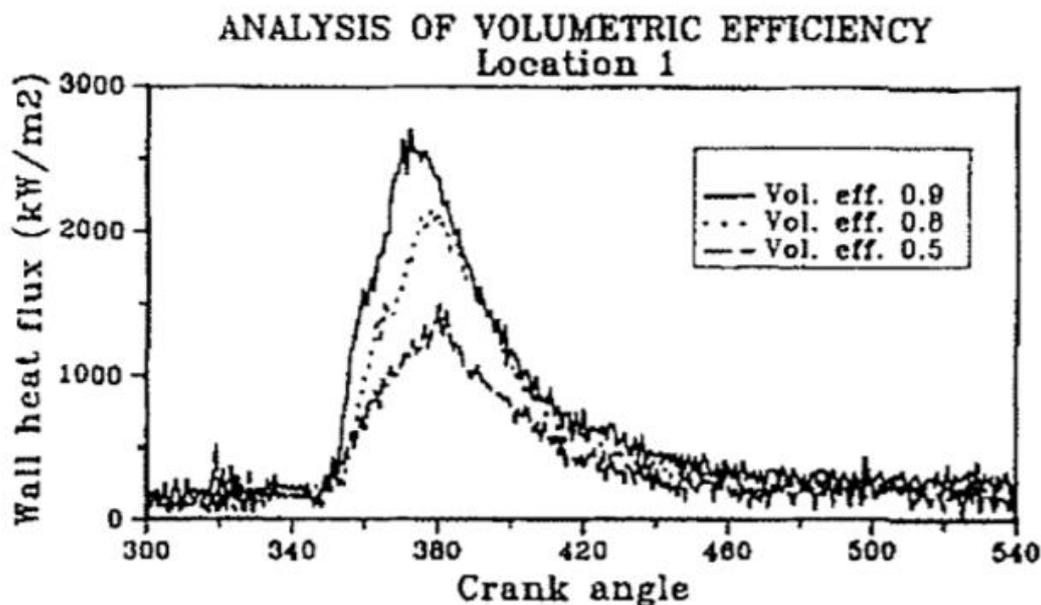


Figure 107 : Influence du rendement volumétrique sur la mesure de flux de chaleur [111]

Cette relation entre la charge et le niveau de flux de chaleur a aussi été observé par Chang et al. [24] sur un moteur HCCI. Ils font varier la masse de carburant injectée et ajustent la pression à l'admission afin de conserver un phasage de combustion constant, ce qui s'accompagne de variations du rapport air carburant et de la quantité de gaz résiduels. Les mesures obtenues sont visibles sur la Figure 108.

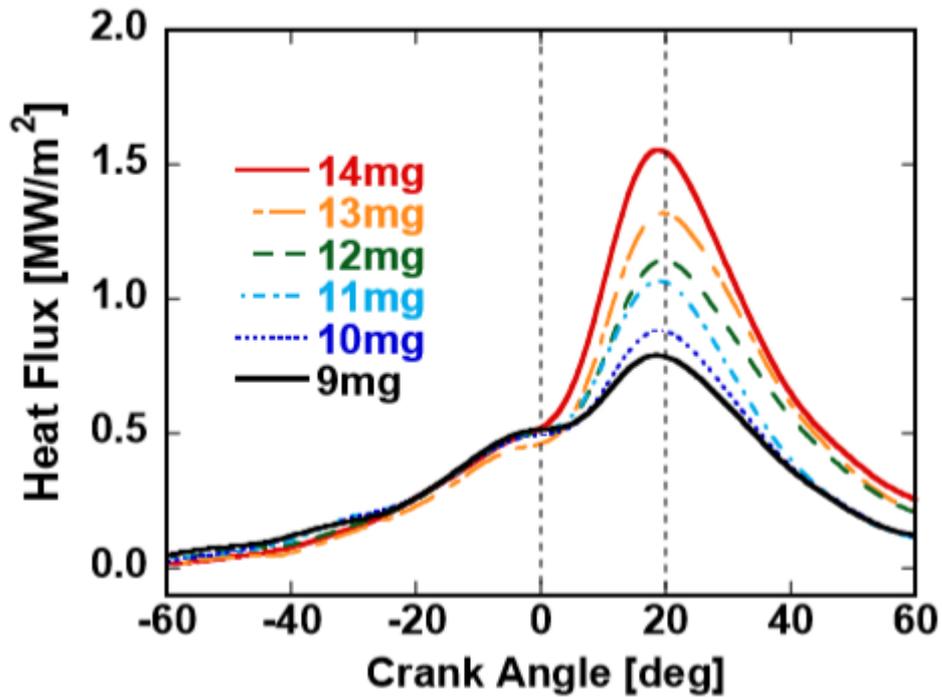


Figure 108 : Influence de la quantité de carburant injectée sur la mesure de flux de chaleur [24].

Concernant le régime moteur, Gilaber et al. [111] ont réalisé des mesures sur trois régimes moteur à richesse et rendement volumétrique constants. Néanmoins ils ont dû ajuster l'avance à l'allumage afin d'obtenir des profils angulaires d'évolution de fraction de masse de carburant brûlée similaire, ce qui implique une vitesse de combustion différente. La Figure 109 présente les mesures associées.

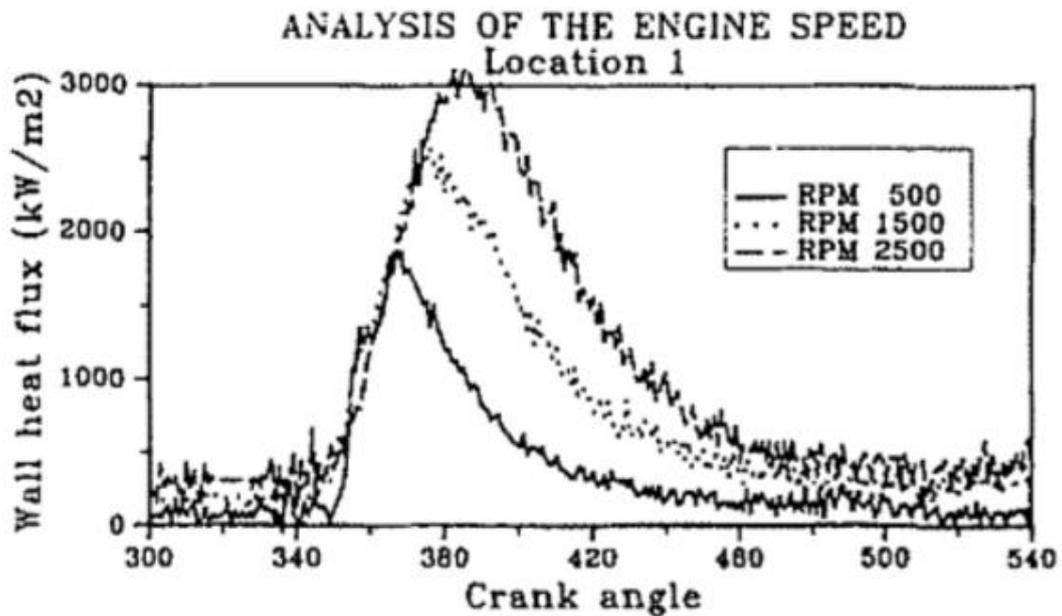


Figure 109 : Influence du régime de rotation du moteur sur la mesure de flux de chaleur [111].

Bien que le flux de chaleur soit plus intense à haut régime, les auteurs précisent que les pertes de chaleur aux parois cumulées diminuent avec le régime moteur du fait d'un temps d'exposition plus court. Gilaber et al. estiment que seule la différence de vitesse d'écoulement des gaz impacte le flux de chaleur, en dépit d'une combustion nettement plus rapide dans le cas à 2500 tr/min.

L'influence de la richesse a été investiguée par Demuynck et al. [39] dans le cadre d'essais sur un moteur à allumage commandé monocylindre fonctionnant à l'hydrogène. Leurs mesures, effectuées à l'aide d'un capteur de flux Vatell, sont données par la Figure 110. L'excès d'air varie de 1 (mélange stœchiométrique) à 2 (mélange pauvre). L'allumage est retardé lorsque la richesse augmente afin d'éviter d'endommager le moteur. On remarque qu'en dépit d'un allumage plus tardif, le flux de chaleur aux parois augmente considérablement avec la richesse. Ceci est dû d'une part à une température de combustion plus élevée du fait d'une dilution plus faible, et d'autre part à une combustion plus rapide.

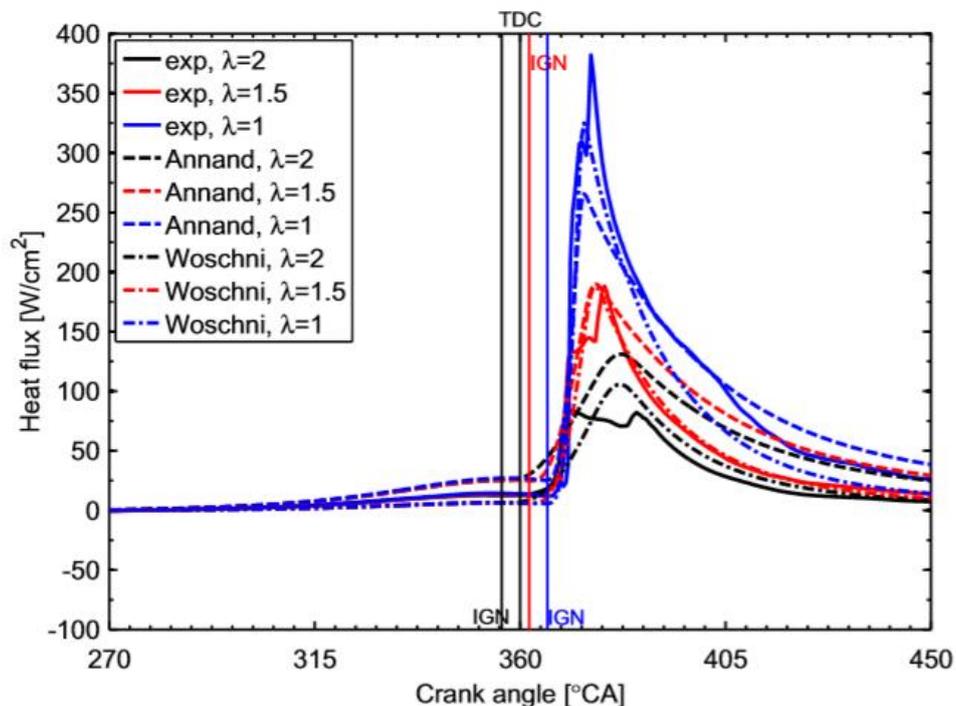


Figure 110 : Influence de l'excès d'air sur la mesure de flux de chaleur [39].

Wang et al. [25] ont réalisé un balayage d'excès d'air sur un moteur à allumage commandé et injection directe, dont les résultats sont présentés sur la Figure 111 pour trois positions dans la chambre de combustion. L'excès d'air varie de 1,2 (mélange pauvre) à 0,8 (mélange riche) tout en conservant une position papillon et une avance à l'allumage constante. Comme Demuynck et al., ils notent que pour chaque position, plus le mélange est riche, plus le flux de chaleur est intense. Néanmoins l'augmentation est moins prononcée lorsque l'excès d'air passe de 0,9 et 0,8.

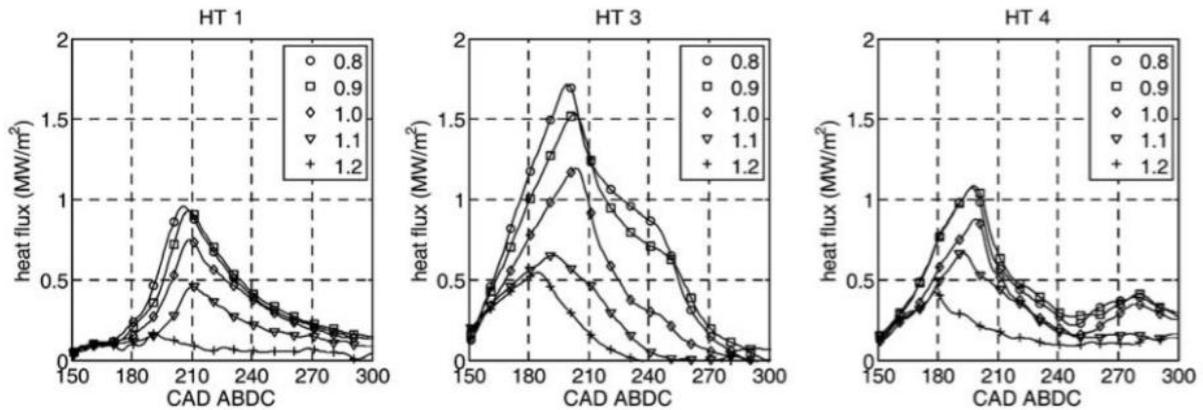


Figure 111 : Influence de l'excès d'air sur la mesure de flux de chaleur [25].

Demuyne et al. [93] et Gilaber et al. [111] ont réalisé des variations d'avance à l'allumage. Celles-ci sont présentées respectivement sur la Figure 112 et la Figure 113. On remarque que plus l'allumage est tardif, plus la valeur maximale atteinte par le flux de chaleur est basse et plus celui-ci reste élevé tard dans la course de détente.

La mesure de flux de chaleur aux parois des chambres de combustion des moteurs à piston, en dépit d'être complexe à réaliser, est un moyen unique d'obtenir des informations sur la phénoménologie des transferts thermiques lors de la combustion. Bien qu'il ne soit pas pertinent d'utiliser cette mesure pour calibrer précisément des modèles de pertes aux parois zéro-dimensionnels du fait de son caractère local, celle-ci peut néanmoins être utilisée afin d'analyser le comportement qualitatif de ces modèles.

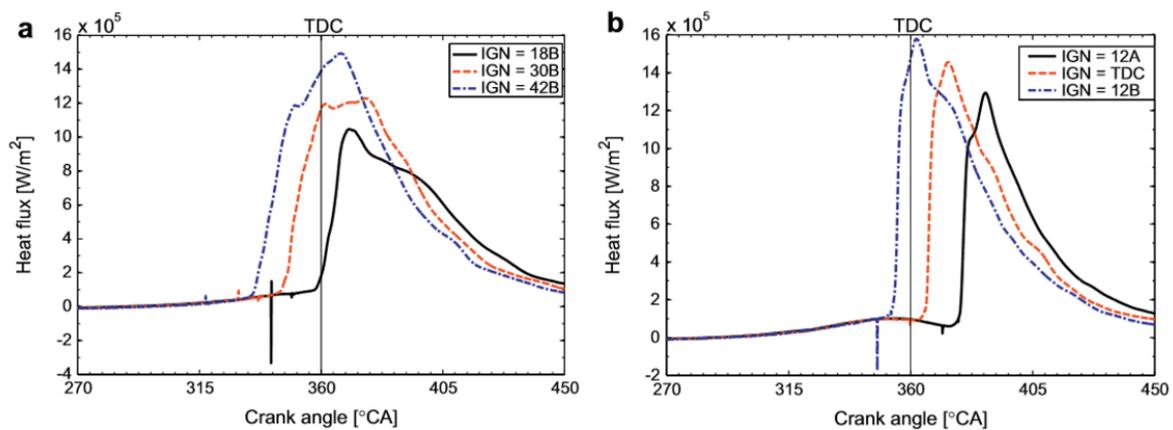


Figure 112 : Influence de l'avance à l'allumage sur la mesure du flux de chaleur. A gauche le carburant est du méthane, à droite le carburant est de l'hydrogène [93].

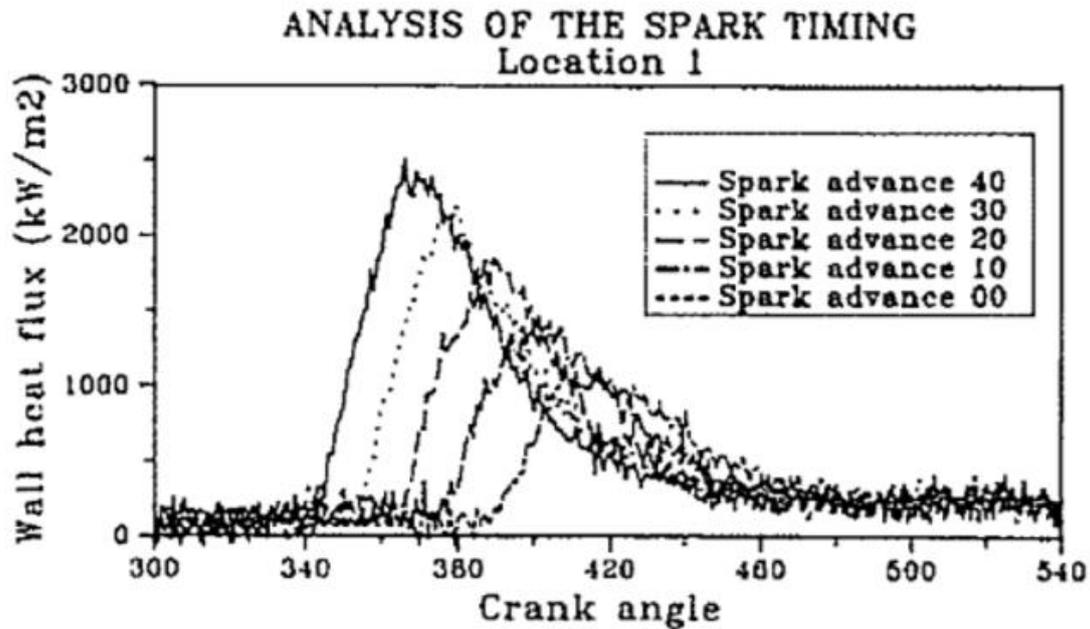


Figure 113 : Influence de l'avance à l'allumage sur la mesure du flux de chaleur [111].

III.2 Moyens et méthodes mis en place pour la mesure des flux de chaleur

L'étude bibliographique présentée précédemment a fait ressortir deux points de vigilance afin de mesurer le plus précisément possible les flux de chaleur aux parois du cylindre. La conception du capteur doit minimiser les effets thermiques bi et tridimensionnels et l'utilisation des méthodes de reconstruction du flux de chaleur à partir des mesures de température doit permettre de prendre en compte ces effets. Dans le cadre des travaux présentés ici, il a été choisi de privilégier la qualité de la mesure plutôt que le nombre de mesures. En effet un unique capteur a été conçu et utilisé, mais un soin particulier a été apporté afin d'obtenir des mesures fiables.

III.2.1 Conception du capteur et acquisition de la température de surface

Dans cette partie, nous allons présenter la conception du capteur ainsi que son implantation et l'acquisition du signal de température de surface.

III.2.1.1 Choix du capteur de température de surface

La première étape du processus de conception du capteur consiste en la détermination de la technologie la plus pertinente pour mesurer la variation de la température de surface au cours du cycle moteur. Comme on l'a vu précédemment, il existe différentes technologies.

Les capteurs à film fin de type thermo résistance, bien que se rapprochant le plus d'un comportement thermique monodimensionnel, sont particulièrement difficiles à produire et nécessitent des moyens et une expertise technique qui n'étaient pas disponibles dans le cadre de ce travail de doctorat. Il a donc été nécessaire de se tourner vers l'utilisation de thermocouples de surface.

Parmi les trois types de thermocouples de surface, il convient de rappeler que la géométrie de leurs sections, visibles sur la Figure 89, va influencer fortement leur comportement thermique. Deux aspects sont à prendre en compte ici :

- La géométrie de la jonction : forme et surface en contact avec la matière isolante,
- La géométrie des matériaux composant le thermocouple.

Ainsi dans le cas :

- du thermocouple de type paire de fils, la jonction possède une surface importante et la géométrie du capteur est fortement tri-dimensionnelle.
- du thermocouple de type rubans, la jonction possède une faible surface et la géométrie du capteur est tri-dimensionnelle.
- du thermocouple de type coaxial, la jonction possède une faible surface et la géométrie du capteur est de type axisymétrique.

Au vu de ces considérations, l'utilisation d'un thermocouple coaxial paraît la plus judicieuse afin de s'affranchir du comportement thermique tridimensionnel et avoir une jonction dont la surface de contact avec le substrat isolant est minimisée, et ainsi se rapprocher d'un comportement monodimensionnel. De plus, la géométrie cylindrique est propice à l'utilisation d'un modèle thermique 2D-axisymétrique à des fins de reconstruction de flux, ce qui n'est pas le cas des thermocouples de type rubans avec les modèles thermiques 2D.

Concernant le type de jonction, la réalisation d'un dépôt sous vide de métal apparaît comme la solution la plus pertinente afin de maîtriser l'épaisseur de celle-ci et de maximiser sa robustesse dans l'environnement hostile de la chambre de combustion.

Le principal fournisseur de thermocouples coaxiaux pour la mesure de température de surface est Medtherm Corporation, une entreprise basée aux Etats-Unis. Une première version du capteur de flux de chaleur a été développée et incorporait un de leurs thermocouples (type K), similaire à celui illustré sur la Figure 88. Néanmoins une fois le capteur installé dans

l'environnement moteur, le signal était inutilisable du fait d'importantes perturbations électriques. Après diagnostic, il est apparu que le thermocouple n'était pas isolé électriquement au niveau de l'enveloppe (*grounded junction*) et ainsi les pulsations électromagnétiques provenant de la machine électrique utilisée pour freiner ou entrainer le moteur thermique se propageaient jusqu'au système d'acquisition via le bloc moteur.

Il a donc fallu acquérir un nouveau thermocouple coaxial, cette fois en s'assurant qu'il disposait d'un revêtement l'isolant électriquement. Comme Medtherm Corporation ne fournit que des thermocouples triaxiaux si l'on souhaite avoir une isolation extérieure, il a été jugé plus judicieux de se fournir chez Muller Instruments, auprès desquels un thermocouple coaxial MT 092 de type K a été acheté. Ce thermocouple, dont la photo est donnée par la Figure 114, a un diamètre de 0,92 millimètre et une longueur de 2 centimètres. Il possède une jonction en nickel de 2 micromètres d'épaisseur, appliquée par dépôt sous vide, ce qui confère au thermocouple un temps de réponse de l'ordre de trois microsecondes. De plus, un revêtement en DLC (*Diamond like carbon*) isole électriquement le thermocouple de l'environnement.

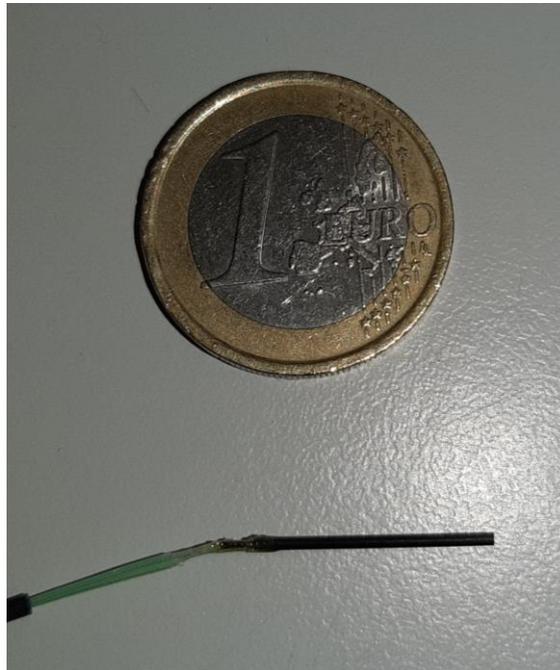


Figure 114 : Photographie du thermocouple MT 092 à côté d'une pièce de monnaie.

III.2.1.2 Sonde, implantation et système de refroidissement

Le thermocouple est inséré dans un corps métallique de forme cylindrique de conception similaire à la sonde utilisée par Guralp et al. [44] montrée sur la Figure 93. Le matériau choisi est de l'aluminium car :

- C'est le même métal que celui constituant la culasse, ce qui donne à la sonde un comportement thermique proche de la paroi non instrumentée.

- Cela permet de refroidir la sonde de façon indépendante du circuit de refroidissement moteur, limitant ainsi les flux de chaleur transversaux.

Au sein du corps métallique est inséré un second thermocouple basse fréquence afin de mesurer la température dans la masse métallique. Il est positionné à deux centimètres de la surface de la chambre de combustion, juste à l'arrière du thermocouple coaxial. Les deux thermocouples sont maintenus en place grâce à une résine de type époxy haute température. La Figure 115 est un schéma de principe de la sonde obtenue, où sont indiquées les dimensions des différentes parties. La plus faible section de la partie 4 a pour but de fournir un appui afin d'assurer l'étanchéité de la chambre de combustion par contact métal-métal avec le fourreau d'insertion, une vis permettant de faire pression sur le haut de la sonde.

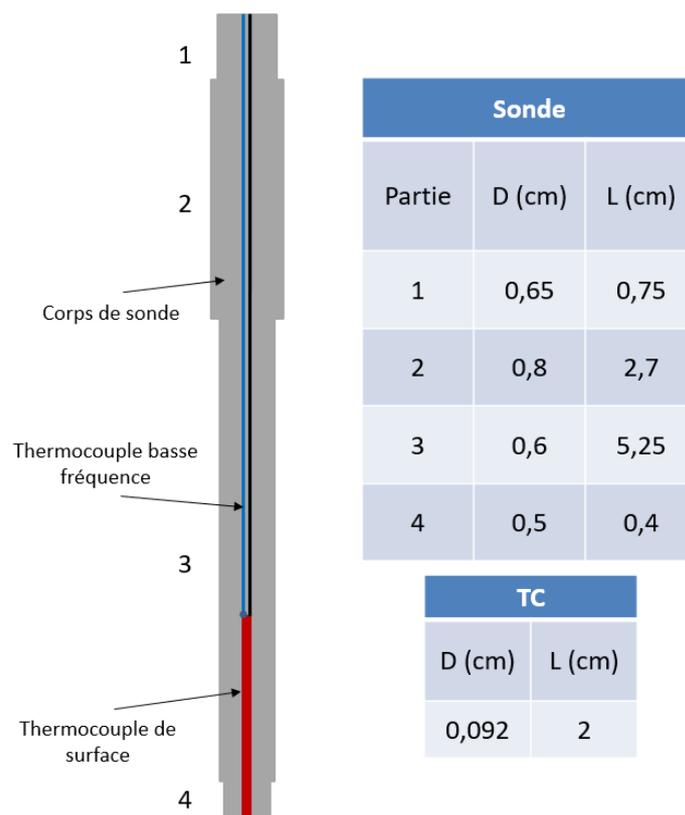


Figure 115 : Schéma de principe et dimensions de la sonde.

La Figure 116 montre le fourreau d'insertion dans la culasse du CRF250, à gauche vu de côté à l'extérieur et à droite vu de dessous à l'intérieur de la chambre de combustion. Le fourreau comporte deux ouvertures afin de pouvoir refroidir la sonde avec de l'eau glycolée et ainsi forcer la chaleur à s'écouler dans le corps de la sonde et non radialement vers la culasse.

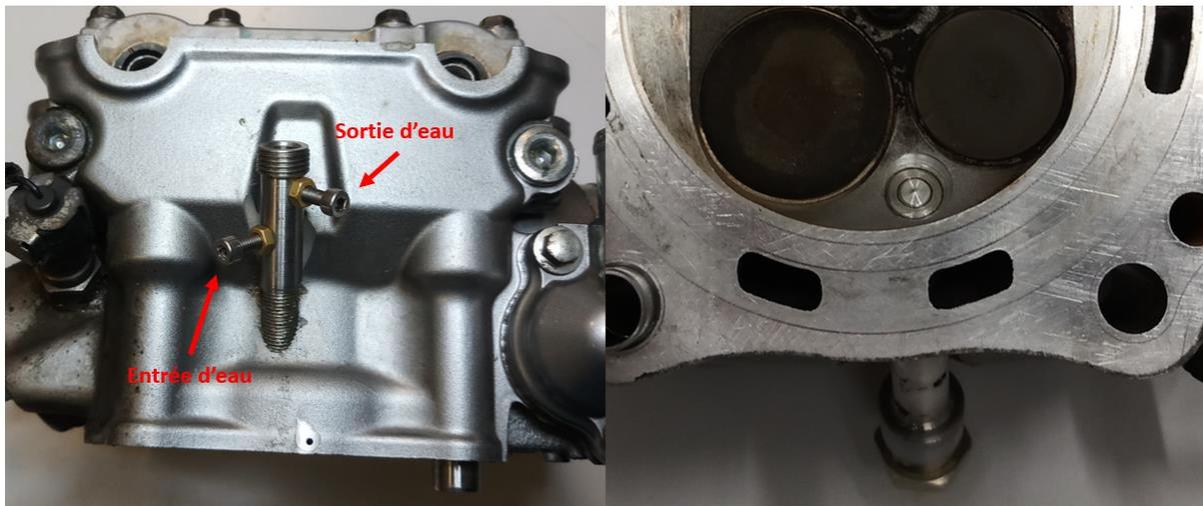


Figure 116 : Photographies montrant le fourreau d'insertion de la sonde dans la culasse, vue de côté à gauche, vue de dessous à droite.

La Figure 117 est un schéma détaillé de l'implantation de la sonde dans la culasse du moteur CRF250.

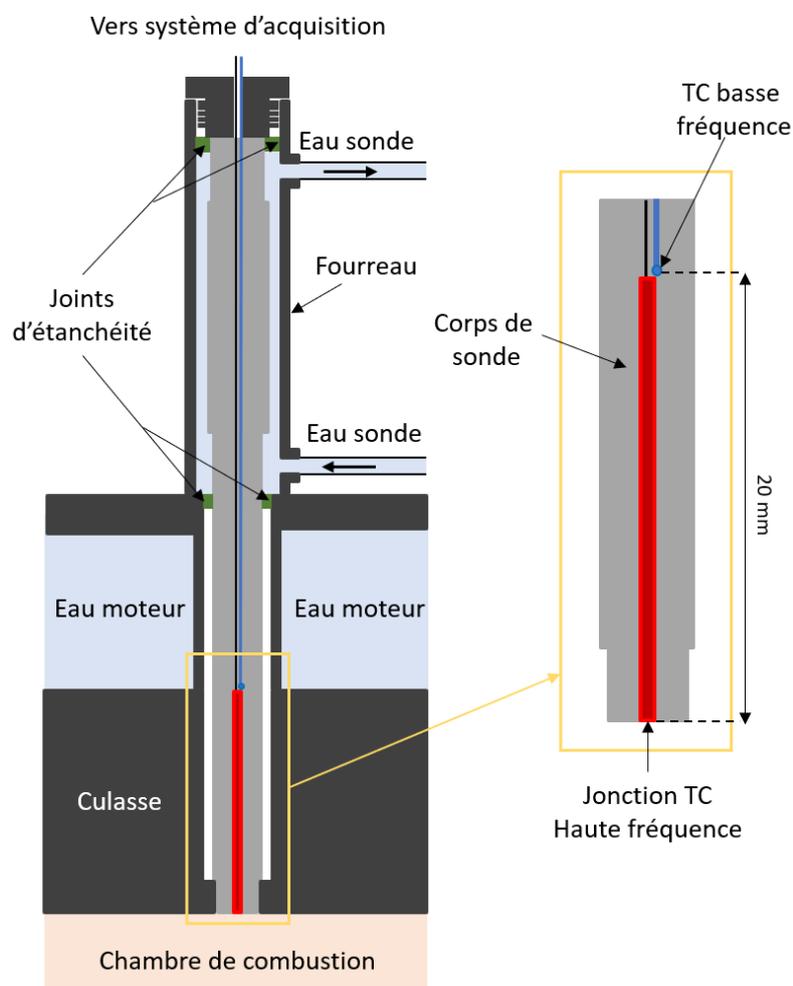


Figure 117 : Schéma détaillé de l'implantation de la sonde dans la culasse du CRF250.

Le diamètre de la sonde étant inférieur au diamètre interne du fourreau, une fine couche d'air permet de limiter les transferts de chaleur entre la sonde et son environnement. La partie supérieure de la sonde est refroidie par circulation d'eau glycolée. Celle-ci est mise en mouvement au moyen d'une pompe volumétrique et refroidie grâce à une machine frigorifique. Un système de by-pass permet de modifier le débit d'eau traversant le fourreau.

Comme nous l'avons vu au Chapitre II, la température T_2 de la culasse est mesurée dans le métal juste à côté du fourreau d'insertion de la sonde. Cette mesure permet de définir une cible de température pour le refroidissement de la sonde, l'objectif étant d'obtenir une température de surface de sonde égale à la température T_2 .

Néanmoins après une série d'essais préliminaires, il est apparu que :

- Le système de refroidissement de la sonde n'est pas assez performant pour refroidir suffisamment celle-ci lors d'un fonctionnement moteur à forte charge,
- Il est difficile de réguler le débit d'eau glycolée et donc le niveau de refroidissement.

Comme la sonde et la culasse sont en contact au niveau de la partie 4 de la Figure 115, si la température de surface et la température de culasse T_2 sont différentes, alors il existe un flux de chaleur en provenance de ou vers la sonde. Ceci est illustré par la Figure 118.

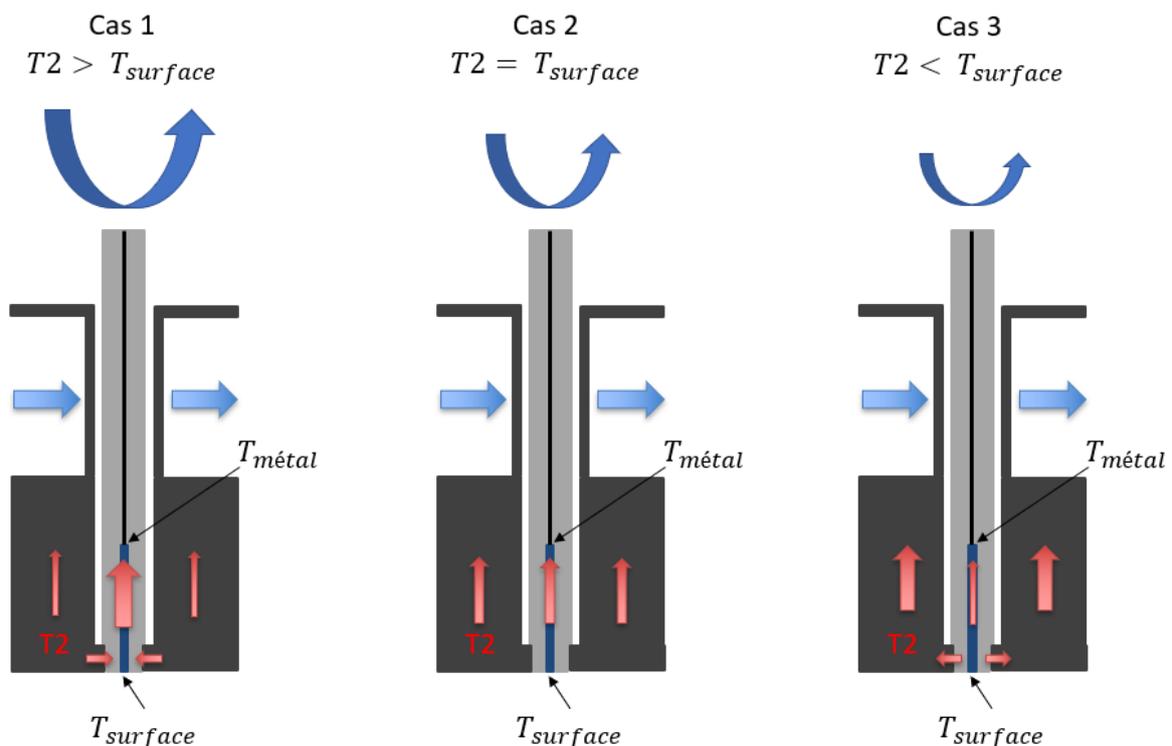


Figure 118 : Illustration des flux de chaleur transversaux selon le niveau de refroidissement de la sonde.

Dans le cas 1, le refroidissement de la sonde est trop important et la température de surface de la sonde est inférieure à la température de la culasse. La sonde reçoit donc un flux de chaleur en provenance de la culasse et le couple de température $T_{surface}/T_{métal}$ surestime le flux de chaleur réel cédé à la paroi. Dans le cas 2, comme les deux températures sont égales, il n'y a pas de flux de chaleur radial et le couple de température $T_{surface}/T_{métal}$ est représentatif du flux réel. Enfin dans le cas 3, le refroidissement de la sonde est insuffisant et la température de surface de la sonde est supérieure à celle de la culasse. La sonde cède donc de la chaleur à la culasse et le couple de température $T_{surface}/T_{métal}$ sous-estime le flux de chaleur réel.

Pour un flux de chaleur à la paroi donné, l'écart entre la température de surface de la sonde $T_{surface}$ et celle dans la sonde $T_{métal}$ est donc dépendant de l'écart de température entre la surface de la sonde et la surface de la culasse, cette dernière étant approchée par la température T_2 . Afin de remédier à ce biais de mesure, il est donc nécessaire de corriger la température $T_{métal}$. Pour ce faire, deux séries d'essais ont été réalisées, la première à différents régimes moteurs et la seconde à différentes charges, avec respectivement trois et deux points de fonctionnement. Pour chaque point de fonctionnement stabilisé, le débit de refroidissement de la sonde est d'abord maximal ; il est ensuite réduit progressivement mais sans être complètement annulé. A chaque fois, un point de mesure est enregistré une fois que le moteur s'est stabilisé thermiquement. La Figure 119 et la Figure 120 présentent l'écart de température dans la sonde en fonction de l'écart de température entre la sonde et la culasse respectivement pour trois régimes moteur et deux charges. On remarque que pour les deux séries d'essais, la dépendance de l'écart de température dans la sonde semble linéaire par rapport à l'écart de température entre la culasse et la sonde. Pour chaque point de fonctionnement, une régression linéaire est effectuée et les droites correspondantes sont tracées sur la Figure 119 et la Figure 120, dont l'expression générale est fournie par l'équation (103).

$$T_{surface} - T_{métal} = a(T_{surface} - T_2) + b \quad (103)$$

Dans chaque cas, la valeur du coefficient directeur est similaire, ce qui indique que l'influence de l'écart de température entre la sonde et la culasse est indépendante du régime et de la charge. Ceci n'est pas surprenant car le transfert entre la sonde et la culasse est purement conductif. La constante pour chaque point de fonctionnement diffère ; elle augmente avec la charge et le régime moteur. Sa valeur dépend en fait du flux de chaleur moyen reçu par la sonde.

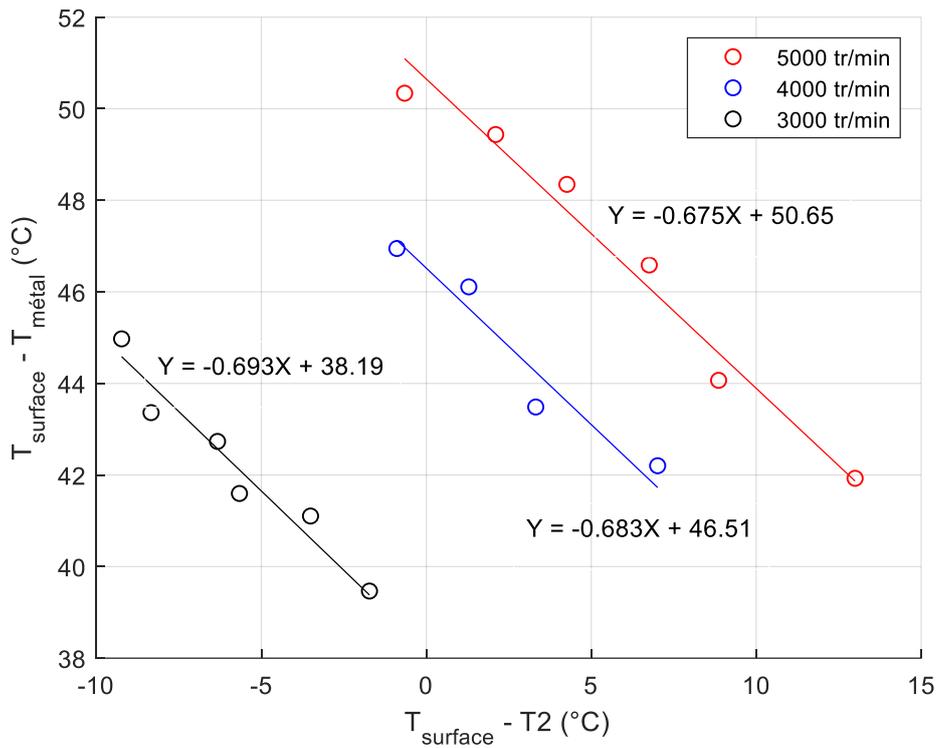


Figure 119 : Evolution de l'ecart des temp\u00e9ratures dans la sonde en fonction de l'ecart de temp\u00e9rature entre la sonde et la culasse pour trois r\u00e9gimes moteurs. 10% d'ouverture du papillon

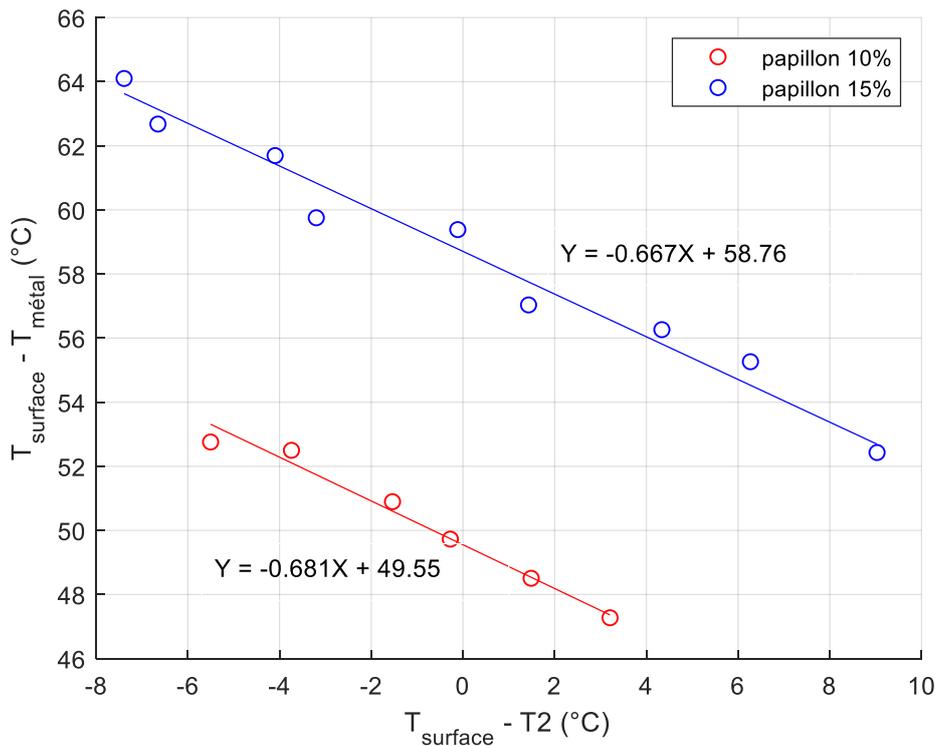


Figure 120 : Evolution de l'ecart des temp\u00e9ratures dans la sonde en fonction de l'ecart de temp\u00e9rature entre la sonde et la culasse pour deux charges. 5000 tr.min⁻¹.

Si l'on prend -0,68 comme valeur de coefficient directeur a et que l'on fait l'hypothèse que celui-ci est valable quel que soit le point de fonctionnement considéré, il est alors possible de déterminer le coefficient b pour chaque essai à partir des mesures de températures $T_{surface}$, $T_{métal}$ et T_2 grâce à l'équation (103). Connaissant ce coefficient, il est alors possible de calculer la température métal équivalente que l'on aurait si la sonde était parfaitement isolée de la culasse via l'équation (104).

$$T_{métal,eq} = T_{surface} - b \quad (104)$$

Où le coefficient b peut être calculé grâce à l'équation (106).

$$b = \frac{T_{surface} - T_{métal}}{0,68(T_{surface} - T_2)} \quad (105)$$

Cette méthodologie simple est appliquée pour toutes les mesures de flux de chaleur présentées dans la suite de ce rapport.

III.2.1.3 Compensation de soudure froide et acquisition de la température de surface

Comme nous l'avons vu précédemment, l'utilisation de thermocouples pour mesurer une température repose sur l'effet Seebeck. Lorsque deux fils constitués de métaux aux propriétés thermoélectriques différentes sont mis en contact dans un milieu à une température T_1 différente de la température T_2 à laquelle se trouvent leurs extrémités, alors une différence de potentiel est générée entre les deux fils, comme illustré sur la Figure 121.

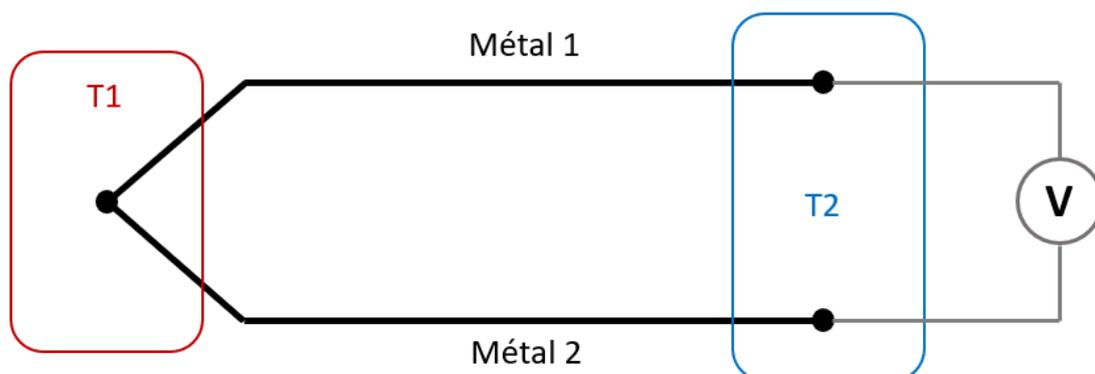


Figure 121 : Schéma du principe de fonctionnement d'un thermocouple.

Cette différence de potentiel augmente avec la différence de température entre T1 et T2 et est faible, de l'ordre de quelques dizaines de microvolts par degré Celsius. Si l'on souhaite mesurer la température T1, il est donc nécessaire de connaître la température T2 ainsi que le comportement thermoélectrique du type de thermocouple utilisé. Ce dernier est généralement accessible sous forme de tables où sont données la différence de potentiel en fonction de l'écart entre la température au niveau de la jonction et la température de zéro degré Celsius.

Dans le cas de la sonde, il a fallu mettre au point un système de compensation de soudure froide. Ce dispositif a pour but de permettre la mesure de la température T2 dite de jonction froide afin de calculer précisément la température T1. Il est constitué d'un boîtier contenant un bloc de cuivre à l'intérieur duquel les fils du thermocouple sont connectés aux câbles allant au système d'acquisition. La température au sein du bloc est mesurée par un thermocouple de type T classique, la très forte conductivité thermique du cuivre assurant une distribution quasi homogène de la température. La Figure 122 est un schéma de principe du dispositif de compensation de soudure froide.

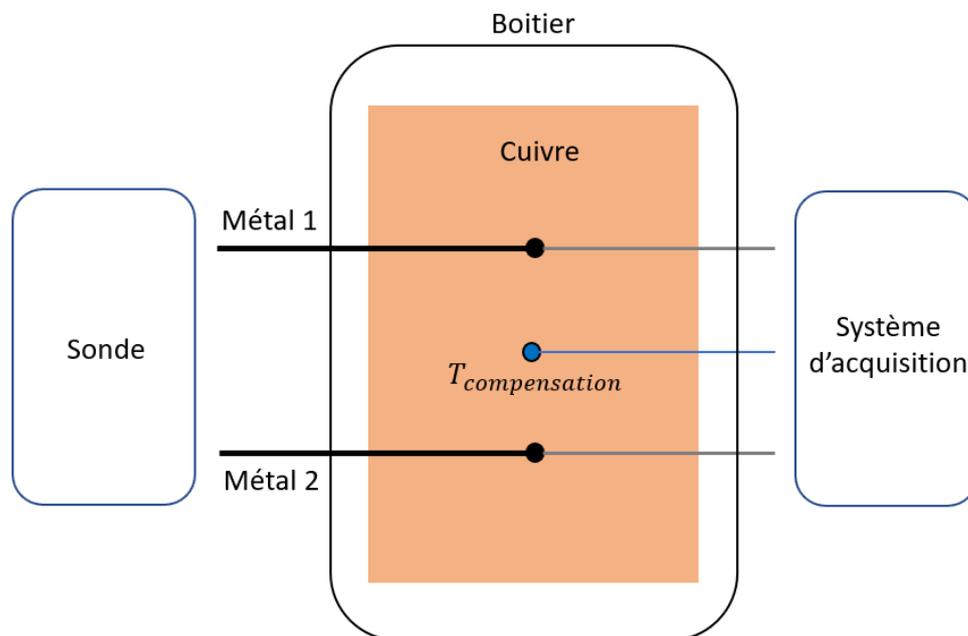


Figure 122 : Schéma du dispositif de compensation de soudure froide.

Afin de calculer la température de la jonction chaude, comme le comportement du thermocouple n'est pas linéaire en fonction de la température, il est nécessaire de raisonner en différence de potentiel et non directement en température. Tout d'abord, la différence de potentiel associée à la différence de température entre la compensation de soudure de froide et zéro degré Celsius est déterminée grâce à la table propre au thermocouple de type K. Cette différence de potentiel est ensuite ajoutée à celle mesurée entre la jonction chaude et la

jonction froide par le système d'acquisition. Enfin la différence de potentiel totale, correspondant à la différence de température entre la jonction chaude et zéro degré Celsius est utilisée afin de déterminer la température de la jonction chaude.

Le signal de sortie du thermocouple étant particulièrement faible (de l'ordre du millivolt), celui-ci doit être amplifié. Comme le signal est également haute fréquence, il faut disposer d'un amplificateur de tension adapté. Un amplificateur de tension haute fréquence MVA 10 et un filtre 1 MHz acquis chez Müller Instruments sont utilisés avec un gain de 200.

De façon similaire à l'acquisition de la pression cylindre, l'acquisition de la température de surface de la sonde est cadencée par le codeur angulaire. La Figure 123 est le résultat de l'acquisition de la température de surface pour dix cycles en moteur entraîné. On remarque la présence de discontinuités entre les cycles, les plus flagrantes étant repérées par des cercles bleus. Ces discontinuités sont dues au fait que les cycles ne sont pas consécutifs car lors d'une acquisition basée sur le codeur angulaire, les délais de traitement de l'information sont trop importants. Si l'on réalise une acquisition temporelle, où l'acquisition est continue, on note que les discontinuités disparaissent, comme visible sur la Figure 124.

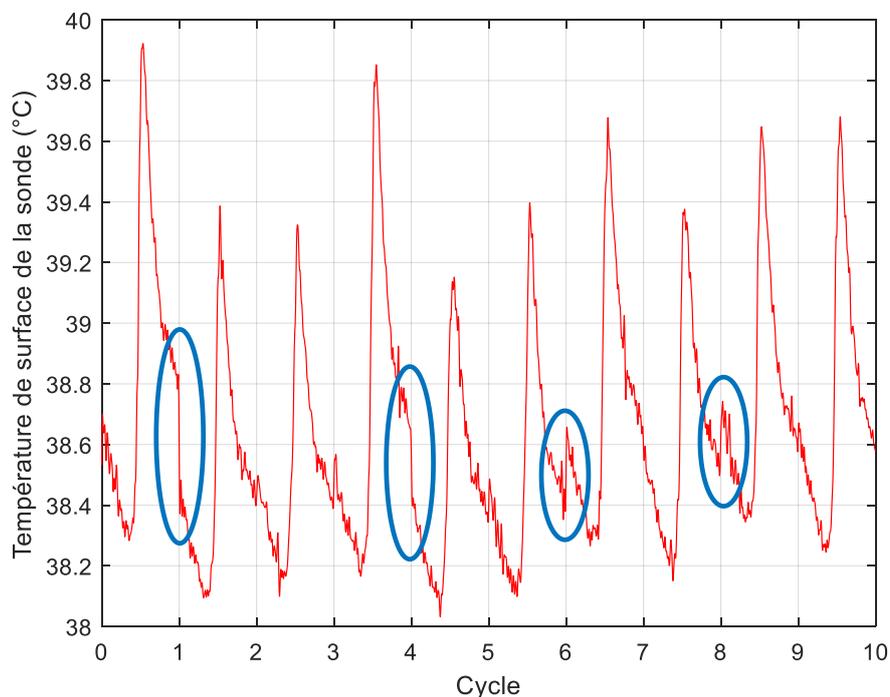


Figure 123 : Acquisition cadencée par le codeur de la température de surface pour dix cycles en moteur entraîné.

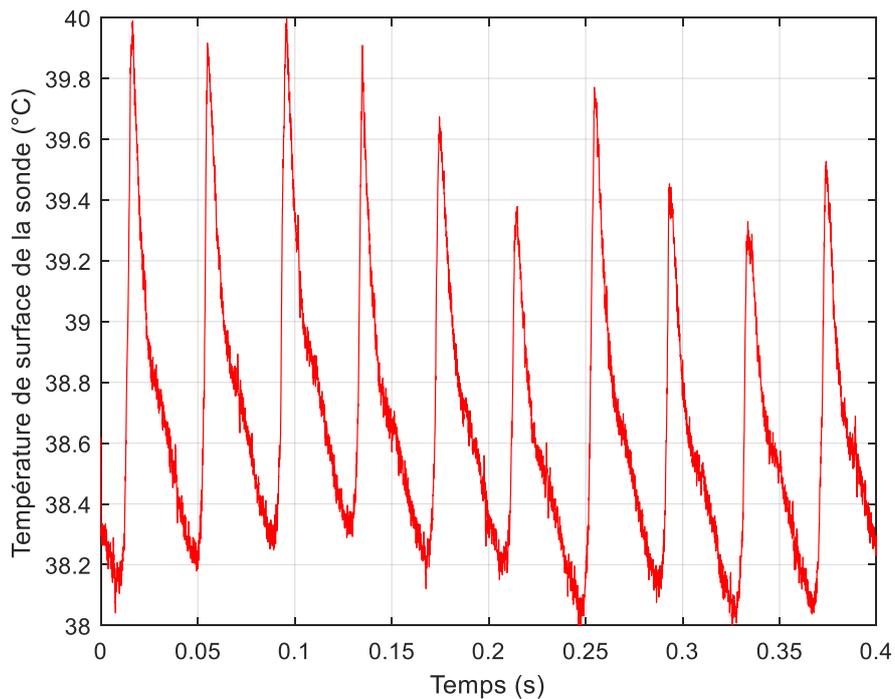


Figure 124 : Acquisition temporelle de la température de surface pour dix cycles en moteur entraîné.

Ceci met en évidence la présence de dispersions cycle à cycle lors d'un fonctionnement sans combustion, ce qui est particulièrement visible sur la Figure 125 où les dix cycles ainsi que le cycle moyen sont superposés.

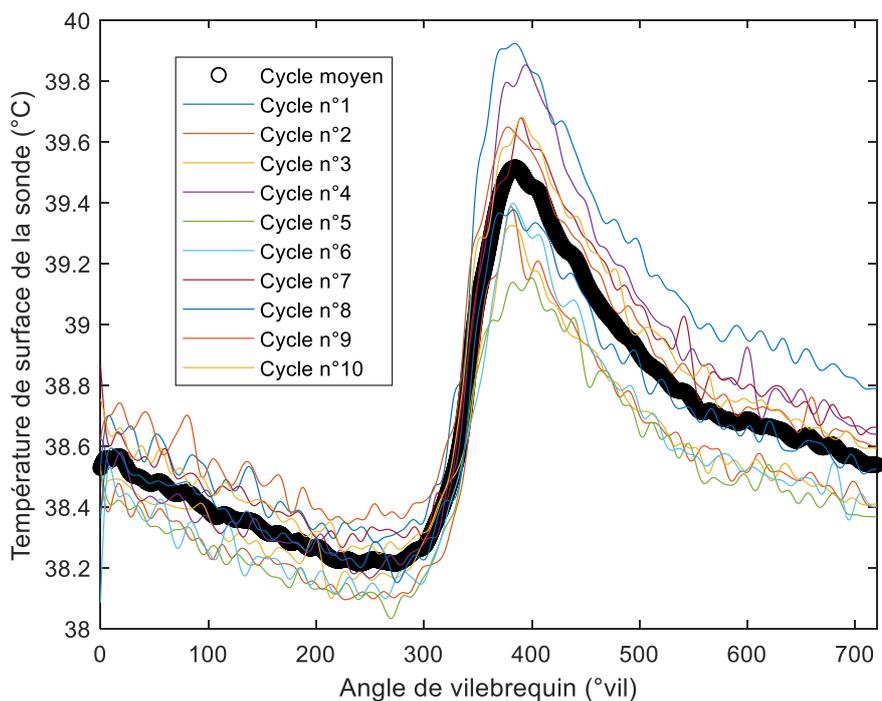


Figure 125 : Température de surface en moteur entraîné et dispersion cycle à cycle.

Bien que la dispersion cycle à cycle de la pression cylindre soit un phénomène connu lorsque le moteur est allumé du fait de la combustion, la dispersion cycle à cycle en fonctionnement entraîné peut paraître étonnante au premier abord. Cette dispersion est négligeable dans le cas de la pression cylindre mais conséquente pour la température de surface, comme observé par Annand et al. [119] et Alkidas et al. [101]. Contrairement à la pression cylindre, la mesure de température de parois est une mesure locale et est donc particulièrement sensible aux différences locales de vitesse d'écoulement du gaz. Cette dispersion est ainsi due à la turbulence, comme montré par Buttsworth [120]. Cette influence peut être visualisée plus aisément grâce à la distribution de la densité de flux de chaleur sur la culasse fournie par Schmitt et al. [121] et issue de calculs DNS en fin de course de compression d'un moteur à piston. La Figure 126 présente cette distribution. On remarque que selon la position, il existe un facteur quatre entre les flux de chaleur maximum et minimum.

Du fait de la plus grande sensibilité de la mesure de température de surface à la dispersion cycle à cycle, il est nécessaire d'acquérir un grand nombre de cycles moteurs. Chaque point de mesure présenté par la suite met en jeu 250 cycles, nombre maximal supporté par le système d'acquisition.

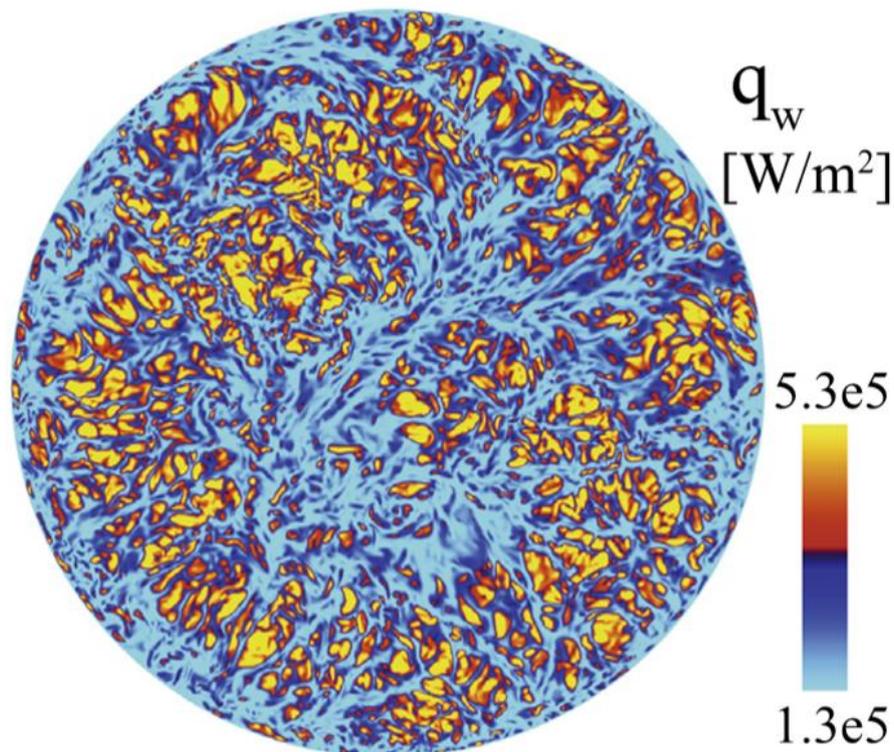


Figure 126 : Distribution de la densité de flux de chaleur sur la culasse lors d'une simulation DNS en fin de course de compression [121].

III.2.2 Reconstruction du flux de chaleur

Comme nous l'avons vu dans la première partie de ce chapitre, la reconstruction du flux de chaleur à la paroi à partir de la variation de sa température de surface est délicate. Il convient de sélectionner des propriétés thermiques appropriées afin de minimiser l'erreur due à l'utilisation d'un modèle monodimensionnel. Le recours à ce type de modèle est nécessaire dans la plupart des cas. En effet les capteurs mesurant la variation de la température de surface fournissent deux mesures ponctuelles qui sont ensuite utilisées comme conditions limites. Si l'on souhaitait avoir recours à un modèle 2D il faudrait alors disposer de la distribution de la température sur la surface, ce qui est impossible avec un thermocouple.

Certains auteurs ont tenté de calibrer leurs capteurs mais cela reste difficile en pratique. Wimmer et al. [32] utilisent une plaque en graphite chauffée par effet joule à plus de 2200 °C et un système d'obturation pour soumettre différents types de capteurs à un flux radiatif. Cornelis et al. [122] comparent différents capteurs employés pour mesurer les flux de chaleur dans les moteurs à pistons et utilisent un canon à air chaud et un obturateur. Néanmoins l'estimation du flux de chaleur réellement cédé, qui sert de référence pour la calibration, reste discutable.

Wang et al. [98] utilisent un laser lors de leur comparaison de la reconstruction du flux de chaleur par différents modèles. En revanche par la suite [25] [37] [99] ils ont recours à un modèle numérique 2D pour calibrer leur reconstruction de flux.

Comme il est particulièrement difficile de calibrer expérimentalement un capteur de flux de chaleur, il a été décidé de recourir à une calibration numérique similaire à celle utilisée par Wang et al.

III.2.2.1 Description du modèle 2D axisymétrique de la sonde

Lors de la phase de conception de la sonde, il a été jugé pertinent de recourir à une géométrie cylindrique afin de s'affranchir du comportement thermique tridimensionnel de celle-ci. Ceci permet l'utilisation d'un modèle numérique 2D axisymétrique. En outre, des dispositions (isolation par couche d'air, refroidissement) ont été prises afin de limiter les interactions avec la culasse et donc les flux de chaleur radiaux, ceux-ci étant particulièrement complexes à prendre en compte lors de la modélisation.

Un modèle volumes finis 2D axisymétrique permettant des calculs instationnaires a été développé sur Matlab. Le schéma numérique choisi est explicite, ce qui simplifie l'écriture mais demande un travail supplémentaire afin d'assurer la stabilité du schéma. Les différents matériaux constituant la sonde ont été modélisés et un maillage régulier est utilisé pour la discrétisation. La Figure 127 fournit une illustration de la géométrie et du maillage utilisé mais

n'est représentative ni des dimensions réelles ni du nombre d'éléments utilisés pour le maillage afin d'améliorer la lisibilité de la figure.

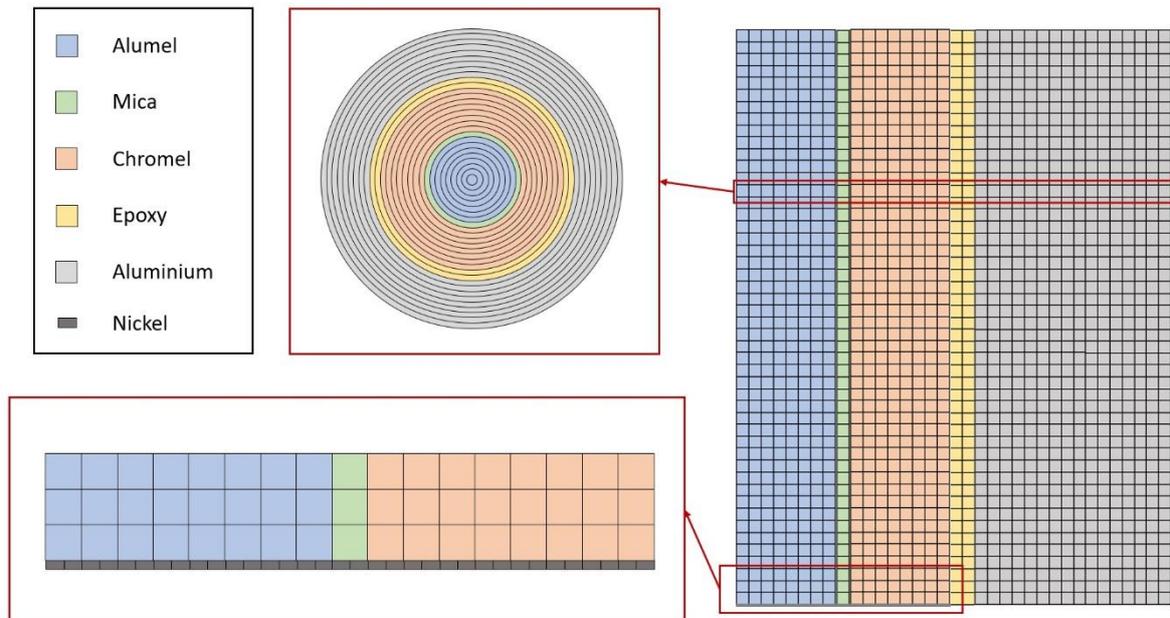


Figure 127 : Représentation qualitative de la géométrie et de la discrétisation de l'extrémité de la sonde.

Les matériaux pris en compte, en partant de l'intérieur de la sonde vers l'extérieur sont :

- L'alumel, celui-ci étant l'élément central du thermocouple coaxial,
- La couche de mica isolant les deux matériaux du thermocouple,
- Le chromel,
- La couche de résine époxy utilisée lors de l'insertion du thermocouple dans le corps de sonde,
- L'aluminium composant le corps de la sonde.

Le dépôt de nickel composant la jonction, d'épaisseur 2 micromètres, est discrétisé avec un maillage plus fin et est en contact avec l'alumel, le mica et le chromel. Les rayons intérieurs et extérieurs des différents matériaux, obtenus du constructeur pour le thermocouple et lors de la phase de conception pour la sonde, sont données par le Tableau 18.

Matériau	Rayon intérieur (mm)	Rayon extérieur (mm)
Alumel	0	0,22
Mica	0,22	0,24
Chromel	0,24	0,46
Résine époxy	0,46	0,5
Aluminium	0,5	2,5

Tableau 18 : Rayons intérieurs et extérieurs des différents matériaux de la sonde.

Les hypothèses principales utilisées sont les suivantes :

- La sonde est considérée comme isolée thermiquement de la culasse,
- Les résistances de contact entre les matériaux sont négligées,
- Les propriétés thermiques des matériaux ne varient pas avec la température.

Les propriétés physiques de l'aluminium et du mica sont données par Buttsworth [116], celles du chromel et de l'alumel proviennent de documentations du constructeur de thermocouple Omega [123] et celles du nickel proviennent de [124]. Concernant la résine époxy, il est difficile de trouver ses propriétés thermiques car celles-ci dépendent du type de résine. Ce type de matériau possède généralement de faibles conductivités thermiques, de l'ordre de $0,15$ à $0,25 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ [125], une chaleur spécifique importante [126] et une masse volumique légèrement supérieure de celle de l'eau [127]. Les propriétés physiques des différents matériaux utilisés ici sont résumées dans le Tableau 19.

Matériau	Masse volumique (kg.m^{-3})	Chaleur spécifique ($\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$)	Conductivité thermique ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$)
Alumel	8600	523	29,7
Mica	2800	56,5	1,581
Chromel	8700	448	19,2
Résine époxy	1150	1000	0,25
Aluminium	2800	1000	140
Nickel	8900	457	90,7

Tableau 19 : Propriétés physiques des différents matériaux de la sonde.

Concernant les conditions limites du domaine de discrétisation, celles-ci sont illustrées par la Figure 128. A l'extrémité de la sonde, une densité de flux de chaleur est appliquée aux éléments frontières. Comme nous le verrons par la suite ce flux de chaleur est soit constant soit périodique. Sur le côté de la sonde, comme l'influence de la culasse est négligée, la condition limite est adiabatique. Enfin à la distance L de l'extrémité de la sonde, une température constante est imposée sur tout le rayon.

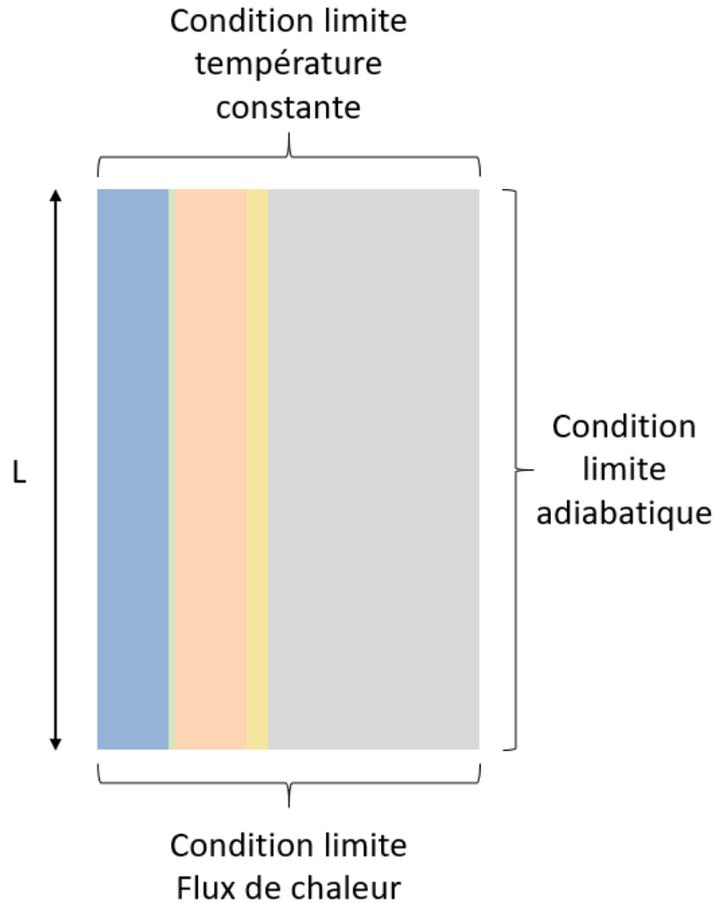


Figure 128 : Schéma descriptif des conditions limites appliquées au modèle.

L'équation de la chaleur (97) est résolue dans chaque maille en exprimant les flux de chaleur conductifs aux interfaces entre les mailles à l'aide de conductances. L'équation générale utilisée pour calculer la température de la maille de coordonnées (i, j) à l'instant $t + dt$ échangeant avec N autres mailles est donnée par l'expression (106).

$$T_{i,j}(t + dt) = \frac{\sum_n F_n(t) dt}{C p_i \cdot \rho_i \cdot V_i} + T_{i,j}(t) \quad (106)$$

Avec $F_n(t)$ le flux de chaleur échangé avec une maille adjacente, dt le pas de temps et $C p_i$, ρ_i et V_i respectivement la chaleur spécifique, la masse volumique et le volume de la maille i, j . Comme le maillage est régulier, le volume V_i des mailles ne dépend que du rayon. Il est calculé de la façon suivante (107).

$$\begin{cases} V_i = \pi \cdot dl \left(\left(r_i + \frac{dr}{2} \right)^2 - \left(r_i - \frac{dr}{2} \right)^2 \right) & \text{si } i > 1 \\ V_1 = \pi \cdot dl \cdot dr^2 \end{cases} \quad (107)$$

Où dl et dr sont respectivement les pas d'espace suivant les direction axiales et radiales et r_i le rayon de la maille. Le flux de chaleur $F(t)$ échangé axialement entre deux mailles de coordonnées (i, j) et $(i, j + 1)$ à l'instant t est donné par l'équation (108).

$$F(t) = \frac{k_i \cdot S_i}{dl} (T_{i,j+1}(t) - T_{i,j}(t)) \quad (108)$$

Avec k_i la conductivité thermique et S_i la surface séparant deux mailles dans la direction axiale, dont l'expression est donnée par l'équation (109).

$$\begin{cases} S_i = \pi \left(\left(r_i + \frac{dr}{2} \right)^2 - \left(r_i - \frac{dr}{2} \right)^2 \right) \text{ si } i > 1 \\ S_1 = \pi \cdot dr^2 \end{cases} \quad (109)$$

Concernant le transfert de chaleur radial, deux cas de figure se présentent et sont illustrés par la Figure 129. Dans le cas 1, l'échange s'effectue entre deux mailles constituées d'un même matériau. Dans ce cas, le flux de chaleur $F(t)$ échangé radialement entre deux mailles de coordonnées (i, j) et $(i + 1, j)$ à l'instant t est donné par l'équation (110).

$$F(t) = \frac{2\pi \cdot k_i \cdot dl}{\ln\left(\frac{r_{i+1}}{r_i}\right)} (T_{i+1,j}(t) - T_{i,j}(t)) \quad (110)$$

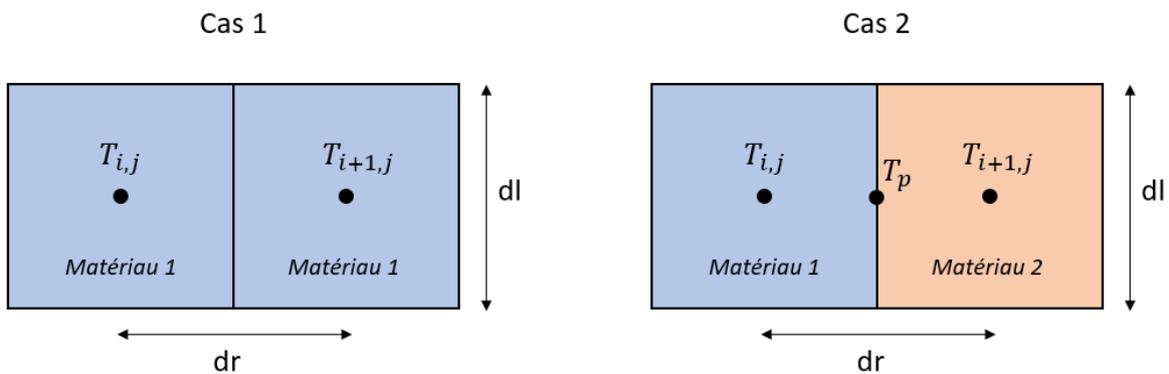


Figure 129 : Cas de figure pour l'échange radial entre deux mailles. Cas 1 : les mailles ont les mêmes propriétés physiques. Cas 2 : les mailles ont des propriétés physiques différentes.

Dans le cas 2, les mailles ne partagent pas les mêmes propriétés. Il n'est donc pas possible d'utiliser l'équation (110). On a alors recours à un élément virtuel à l'interface des deux mailles, dont la capacité thermique est nulle et dont la température est notée T_p . Comme cet élément ne possède pas de capacité thermique, la somme des flux de chaleur qu'il échange

avec les deux mailles est nulle. A chaque pas de temps, il est donc possible de calculer la température de l'élément virtuel grâce à l'équation (111).

$$T_p(t) = \frac{\frac{2\pi \cdot k_i \cdot dl}{\ln\left(\frac{r_i + \frac{dr}{2}}{r_i}\right)} T_{i,j}(t) + \frac{2\pi \cdot k_{i+1} \cdot dl}{\ln\left(\frac{r_{i+1}}{r_{i+1} - \frac{dr}{2}}\right)} T_{i+1,j}(t)}{\frac{2\pi \cdot k_i \cdot dl}{\ln\left(\frac{r_i + \frac{dr}{2}}{r_i}\right)} + \frac{2\pi \cdot k_{i+1} \cdot dl}{\ln\left(\frac{r_{i+1}}{r_{i+1} - \frac{dr}{2}}\right)}} \quad (111)$$

Les flux de chaleur $F_{i,j}(t)$ et $F_{i+1,j}(t)$ cédés ou reçus par la maille (i, j) et la maille $(i + 1, j)$ peuvent alors être calculés respectivement par les équations (112) et (113).

$$F_{i,j}(t) = \frac{2\pi \cdot k_i \cdot dl}{\ln\left(\frac{r_i + \frac{dr}{2}}{r_i}\right)} (T_p(t) - T_{i,j}(t)) \quad (112)$$

$$F_{i+1,j}(t) = \frac{2\pi \cdot k_{i+1} \cdot dl}{\ln\left(\frac{r_{i+1}}{r_{i+1} - \frac{dr}{2}}\right)} (T_p(t) - T_{i+1,j}(t)) \quad (113)$$

Concernant le maillage du dépôt de nickel, celui-ci est discrétisé uniquement dans la direction radiale du fait de la faible épaisseur du dépôt. Les éléments de nickel, en plus d'échanger radialement entre eux, échangent axialement avec les éléments frontières de l'alumel, du mica et du chromel. De façon similaire au transfert radial entre deux mailles de matériaux différents, le schéma numérique a recours à des éléments virtuels. La température $T_{p,Ni}$ d'un tel élément virtuel peut être calculée grâce à l'équation (114).

$$T_{p,Ni}(t) = \frac{\frac{2k_{Ni} \cdot S_{Ni}}{dl_{Ni}} T_{Ni,i}(t) + \frac{2k_i \cdot S_{Ni}}{dl} T_{i,1}(t)}{\frac{2k_{Ni} \cdot S_{Ni}}{dl_{Ni}} + \frac{2k_i \cdot S_{Ni}}{dl}} \quad (114)$$

Avec dl_{Ni} l'épaisseur du dépôt de nickel vu que celui-ci ne comporte qu'une seule maille dans la direction axiale, k_{Ni} sa conductivité thermique et S_{Ni} la surface de contact entre la maille de Nickel et la maille sous-jacente. Les flux de chaleur $F_{Ni}(t)$ et $F_{i,1}(t)$ cédés ou reçus par la maille de nickel et la maille $(i, 1)$ peuvent alors être calculés respectivement par les équations (115) et (116).

$$F_{Ni}(t) = \frac{2k_{Ni} \cdot S_{Ni}}{dl_{Ni}} (T_{p,Ni}(t) - T_{Ni,i}(t)) \quad (115)$$

$$F_{i,1}(t) = \frac{2k_i \cdot S_{Ni}}{dl} (T_{p,Ni}(t) - T_{i,1}(t)) \quad (116)$$

III.2.2.2 Méthodologie de reconstruction

Plusieurs versions du modèle 2D axisymétrique ont été développées afin de réaliser différentes tâches. In fine le but est de reconstruire le flux de chaleur via un modèle monodimensionnel dont les propriétés physiques sont adaptées à la sonde. La méthodologie suivie est illustrée par Figure 130. Les différentes versions du modèle correspondent à différentes longueurs pour la modélisation de la sonde, à des flux de chaleur constants ou périodiques et à des maillages plus ou moins fins en fonction de la prise en compte du dépôt de nickel.

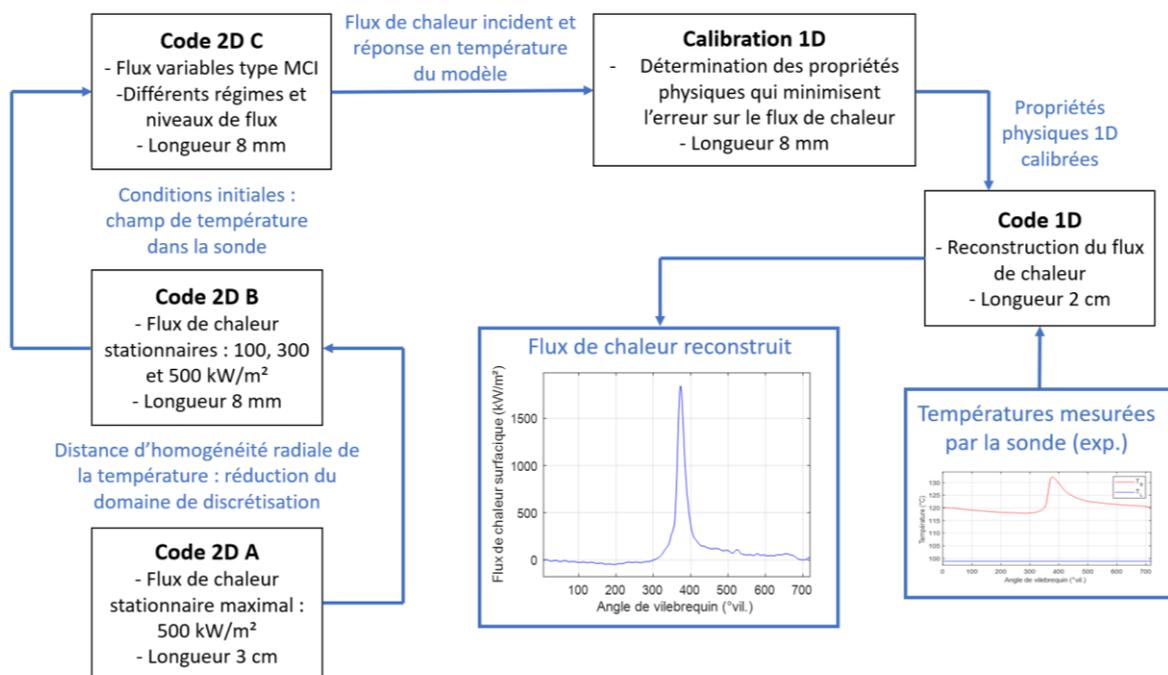


Figure 130 : Illustration de la méthodologie de reconstruction du flux de chaleur via l'utilisation d'un modèle 2D axisymétrique.

La première version du code, désignée Code 2D A, est utilisée afin de déterminer la distance à partir de laquelle la température est uniforme sur la section de la sonde afin de réduire au maximum le domaine de discrétisation dans l'optique de réduire le temps de calcul. En effet, les différents matériaux ayant des propriétés thermiques différentes, lorsque la sonde est soumise à un flux de chaleur, la température des éléments varie en fonction du rayon. Cette

variation s'atténue avec la distance à la surface. Plus le flux de chaleur est important, plus la distance à partir de laquelle la température est uniforme sur la section est importante.

Dans cette version, la longueur de sonde modélisée est de trois centimètres. Elle possède 75000 mailles et le schéma numérique est résolu avec un pas de temps d'une microseconde. Le flux de chaleur incident est constant à 500 kW/m^2 , valeur a priori supérieure au flux de chaleur moyen maximal auquel la sonde sera exposée dans l'environnement moteur. La condition limite en température à la profondeur 3 centimètres est de 320 Kelvins et le dépôt de nickel n'est pas modélisé. La Figure 131 montre deux vues de la distribution de la température dans le modèle de sonde lorsque celui-ci est à l'équilibre thermique, à gauche une vue à l'échelle et à droite une vue agrandie selon le rayon.

On peut remarquer que le gradient de température radial s'atténue rapidement avec la distance à l'extrémité de la sonde. Ce résultat est particulièrement visible sur la Figure 132, qui est une vue détaillée de l'extrémité de la sonde centrée sur la séparation entre le thermocouple coaxial et la matrice en aluminium. On note la présence d'un fort gradient de température axial dans le thermocouple comparé à l'aluminium du fait de la différence de conductivité thermique. A une distance de 8 millimètres de l'extrémité de la sonde, la température est quasiment uniforme sur le rayon. Comme ce cas présente les conditions de flux de chaleur les plus sévères et donc défavorables, la température sera toujours homogène sur le rayon à cette distance de l'extrémité. Par la suite, le domaine de discrétisation a donc été réduit à une longueur de 8 millimètres afin de limiter le temps de calcul.

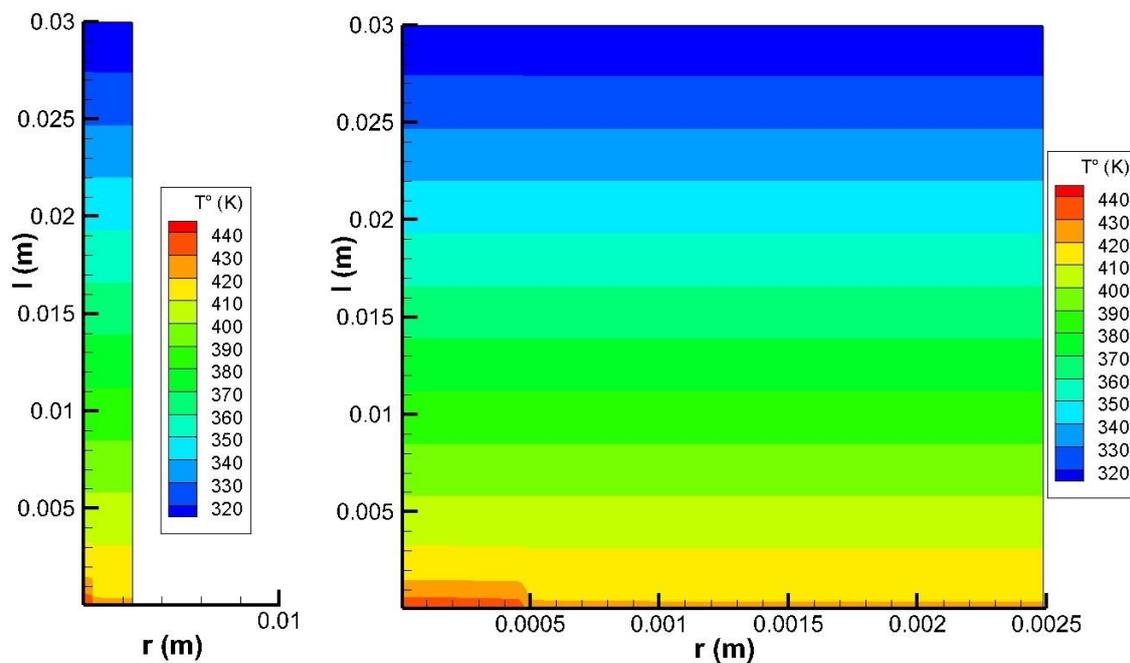


Figure 131 : Distribution de la température dans la sonde avec un flux de chaleur stationnaire de 500 kW/m^2 et une longueur de modélisation de 3 cm.

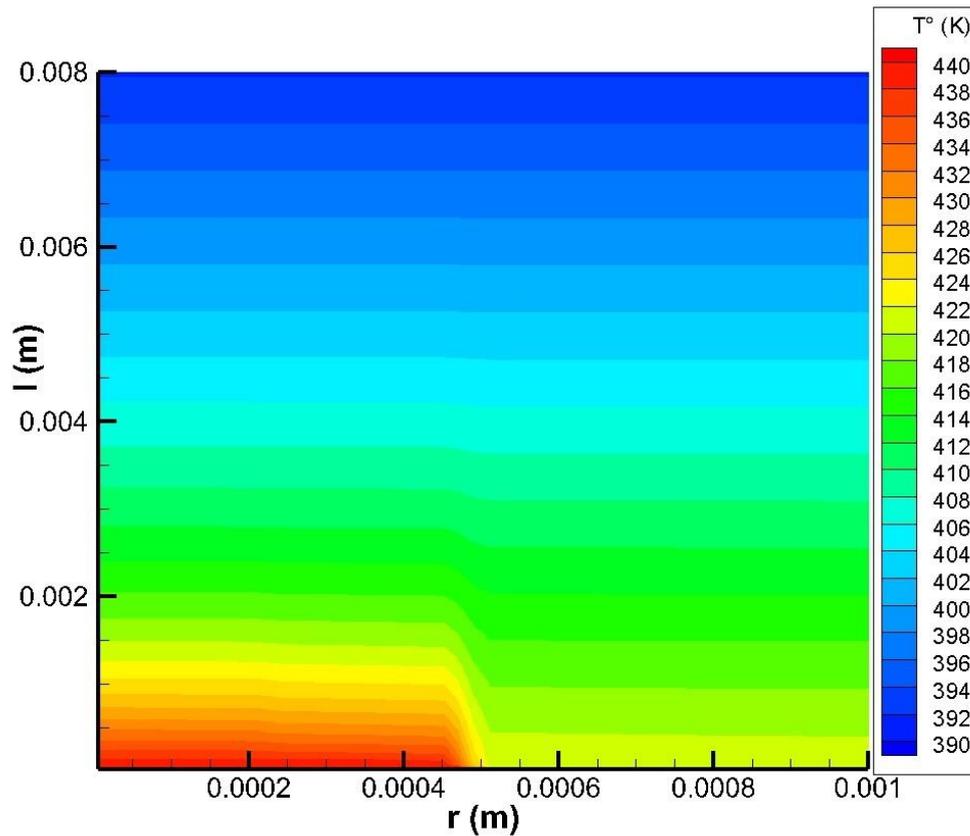


Figure 132 : Vue rapprochée de la distribution de la température à l'extrémité de la sonde avec un flux de chaleur stationnaire de 500 kW/m^2 et une longueur de modélisation de 3 cm.

Une deuxième version du code, désignée Code 2D B, est similaire à la version A mais possède un domaine de discrétisation réduit avec 20000 éléments. Elle est utilisée afin de générer la distribution de température lorsque la sonde est à l'équilibre thermique dans le cas de différents niveaux de flux moyens incidents. L'intérêt de cette seconde version est uniquement de fournir les conditions initiales à appliquer à la principale version du modèle 2D axisymétrique désignée Code 2D C.

Le Code 2D C a pour fonction de modéliser le comportement de la sonde lorsqu'elle est soumise à un flux de chaleur variable de forme similaire à celle que l'on trouve dans les moteurs à piston. Le dépôt de nickel est modélisé et le maillage est légèrement plus fin, notamment dans le cas du mica et de la résine époxy. Le dépôt de nickel est discrétisé en 230 éléments et le reste de la sonde compte 22880 mailles. Comme les éléments du dépôt de nickel sont de très petite taille (2 micromètres de rayon et d'épaisseur), le pas de temps utilisé est de 5 nanosecondes.

Différents scénarii ont été simulés afin d'étudier l'influence de l'amplitude et de la fréquence du flux de chaleur sur la réponse en température de la sonde. Ces scénarii correspondent à différents régimes moteur et niveaux de flux de chaleur moyens sur le cycle. Les cas testés sont donnés dans le Tableau 20.

Scénario	Régime moteur (tr.min ⁻¹)	Durée d'un cycle moteur (720°) (ms)	Flux de chaleur moyen (kW.m ⁻²)
1	2000	60	100
2	3000	40	100
3	4000	30	100
4	5000	24	100
5	5000	24	300
6	5000	24	500

Tableau 20 : Scénarii pour l'étude de la réponse en température du modèle de sonde.

Le modèle de sonde est soumis à un profil de flux de chaleur variable dont la forme est issue d'une première itération de reconstruction de flux de chaleur à partir de mesures de températures de surface. Les propriétés physiques de reconstruction 1D n'étant pas adaptées, ce profil n'est pas idéal mais constitue une bonne approximation. Quoiqu'il en soit, le but ici est d'étudier la réponse du modèle et par la suite de mettre au point une méthodologie de calibration de propriétés physiques permettant de reconstruire le flux incident. Un profil approximatif est donc jugé suffisant.

Le profil de densité de flux de chaleur utilisé, ici adapté en niveau moyen de flux aux scénarii 1 à 4, est donné par la Figure 133. Dans le cas des scénarii 5 et 6, un simple coefficient multiplicatif est utilisé.

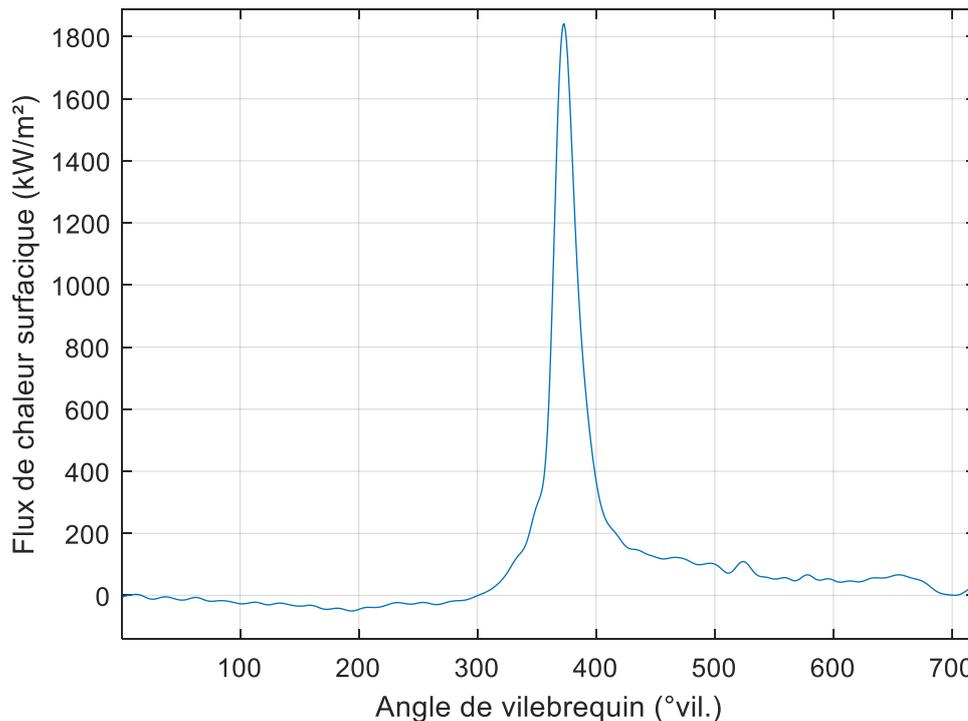


Figure 133 : Profil de densité de flux de chaleur utilisé comme condition limite du Code 2D C pour les scénarii 1 à 4. Valeur moyenne du flux de chaleur sur le cycle moteur 100 kW.m⁻².

Les conditions initiales sont fournies par le Code 2D B et chaque scénario consiste en dix cycles moteurs consécutifs afin d'obtenir une évolution du champ de température stable d'un cycle à l'autre. Cette condition est toujours vérifiée sur les trois derniers cycles, et les résultats du dernier cycle sont utilisés dans la suite de la méthodologie présentée ici.

Avant de nous intéresser au comportement de la température de surface de la sonde, il est intéressant de visualiser l'évolution de la distribution de température dans celle-ci. La Figure 134 présente cette évolution dans le cas du scénario 4 pour différents angles de vilebrequin. Les vues présentées sont un carré d'un millimètre de côté centré sur l'interface entre le thermocouple coaxial à gauche et la matrice en aluminium de la sonde à droite.

Lors des courses d'admission et de compression, les niveaux de température diminuent progressivement. En effet d'une part la densité de flux de chaleur est négative et d'autre part la chaleur s'écoule axialement en direction de l'arrière de la sonde. Lorsque le piston s'approche du PMH, la densité de flux de chaleur augmente fortement. On remarque que du fait des différentes conductivités thermiques des matériaux composant la sonde :

- La chaleur se propage plus rapidement dans l'aluminium.
- L'augmentation de température est beaucoup plus importante dans les matériaux du thermocouple coaxial.

Après le PMH, le flux diminue fortement mais reste positif. La température des éléments proches de la surface diminue du fait de l'évacuation de la chaleur dans la partie supérieure de la sonde.

Après observation du comportement de la sonde lorsqu'elle est soumise à un flux variable, il est évident que la variation de la température de surface de l'aluminium est bien inférieure à celle des matériaux du thermocouple. Il s'ensuit que si les propriétés de l'aluminium sont utilisées afin de reconstruire le flux de chaleur, celui-ci sera surestimé, ce qui est en accord avec les conclusions tirées par Buttsworth [116].

Le signal fourni par la sonde en conditions réelles est la température de la jonction entre l'alumel et le chromel. Cette température est celle du nickel déposé au-dessus de la couche de mica. La température de surface extraite du Code 2D C est donc la moyenne des températures des éléments du dépôt de nickel situés au contact des mailles de mica.

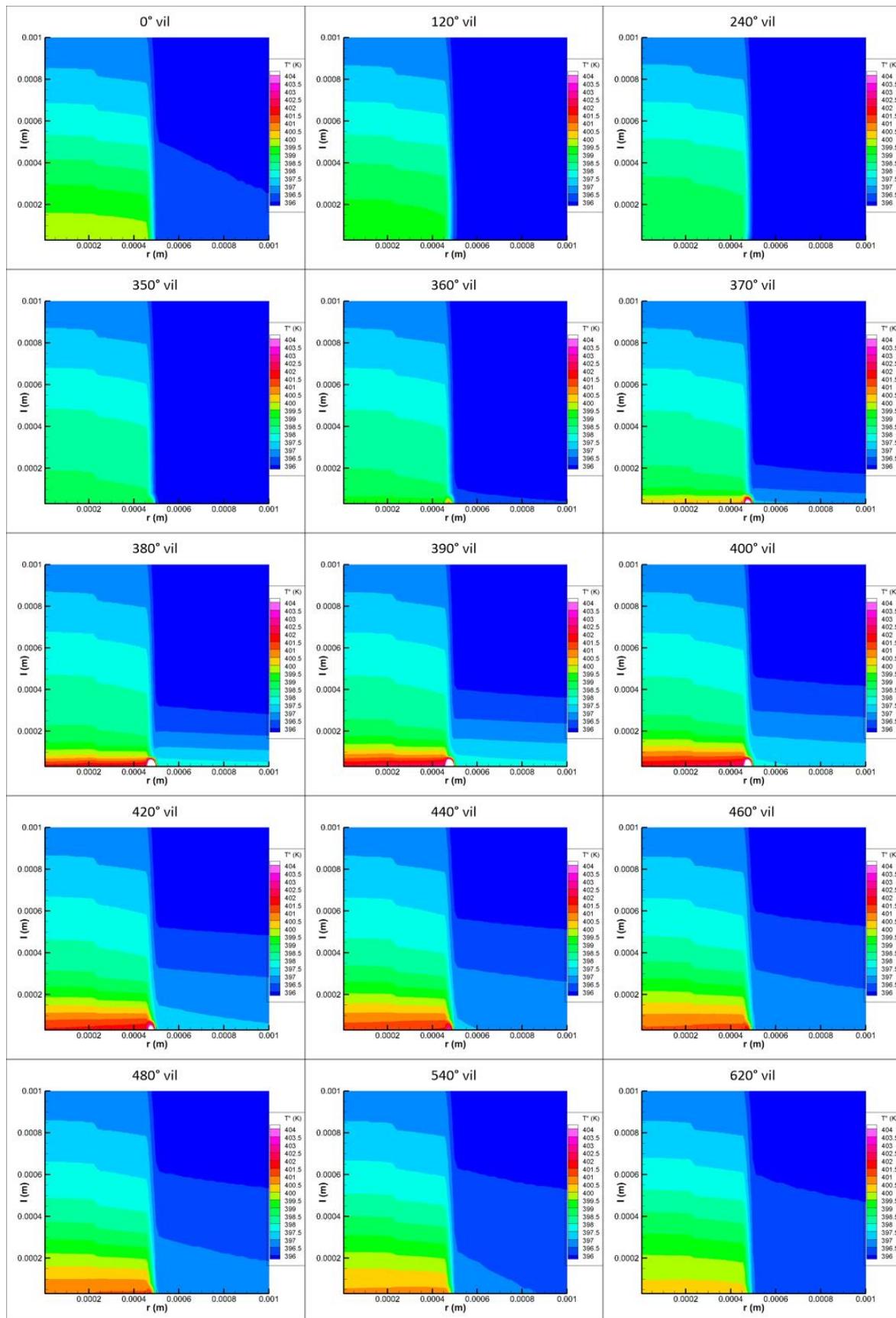


Figure 134 : Distribution de la température dans la sonde à différents angles de vilebrequin dans le cas du scénario 4.

La Figure 135 présente les températures de surface simulées pour les scénarii 1 à 4. Le flux de chaleur moyen surfacique étant identique, la température moyenne est la même pour tous les scénarii. Néanmoins comme le régime moteur est différent dans chaque cas, le temps d'exposition à un niveau de flux de chaleur donné est différent. En effet celui-ci diminue avec le régime, ce qui explique que les variations de température observées pour le scénario 4 soient de plus faible amplitude.

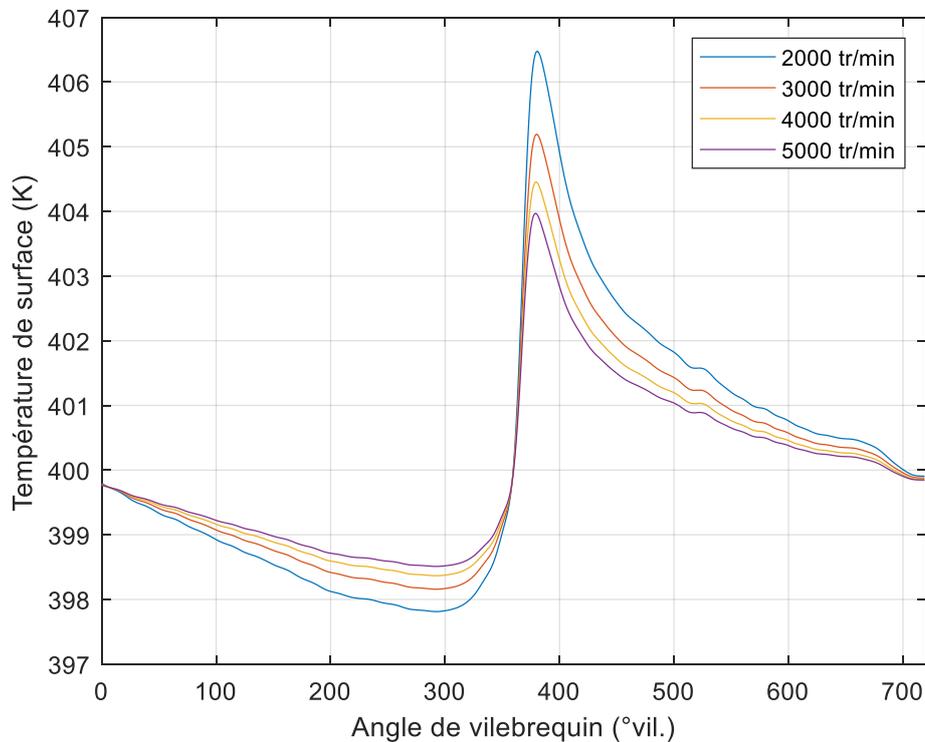


Figure 135 : Comparaison des températures de surfaces pour les scénarii 1 à 4. Densité de flux de chaleur moyenne de $100 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$.

La Figure 136 présente les températures de surface simulées pour les scénarii 4 à 6. Comme le flux de chaleur moyen surfacique est différent dans chaque cas, la température moyenne est différente, celle-ci augmentant avec le flux de chaleur. Afin de mieux visualiser l'influence de ce dernier, les fluctuations de température de surface pour les différents scénarii sont représentées sur la Figure 137. Ces fluctuations de température de surface sont générées en retranchant leur valeur moyenne aux températures.

On remarque que l'amplitude de la fluctuation augmente fortement avec la densité de flux de chaleur. L'ordre de grandeur de cette augmentation est similaire à celui de l'augmentation du flux. Lors de la phase d'admission et au début de la compression, la pente est plus prononcée dans le cas d'une densité de flux de chaleur élevée du fait d'une différence de température entre les deux extrémités de la sonde plus importante.

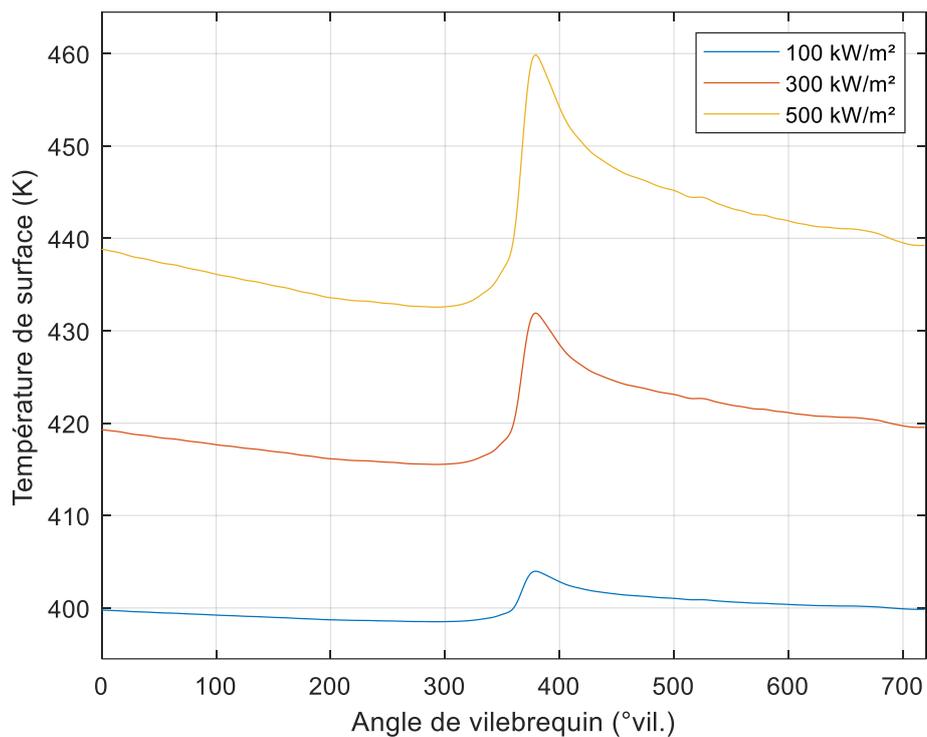


Figure 136 : Comparaison des températures de surfaces pour les scénarii 4 à 6. Régime moteur de 5000 $tr. min^{-1}$.

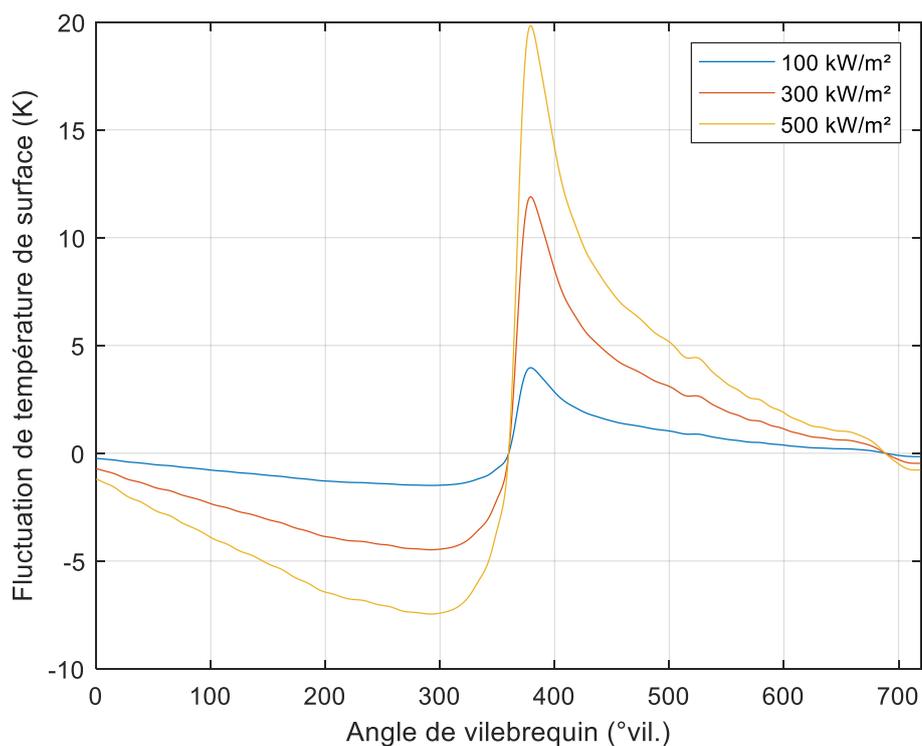


Figure 137 : Comparaison des fluctuations de températures de surfaces pour les scénarii 4 à 6. Régime moteur de 5000 $tr. min^{-1}$.

Afin de reconstruire le flux de chaleur, un schéma numérique de type 1D volumes finis similaire à celui présenté dans la partie III.1.2.3 est utilisé. Dans un premier temps, cette méthode est utilisée pour évaluer l'influence des propriétés physiques 1D sur la reconstruction. A partir de la température de surface obtenue dans le cas du scénario 1, les flux de chaleur obtenus en utilisant les propriétés de l'alumel, du chromel et de l'aluminium sont comparés au flux incident utilisé dans le modèle 2D sur la Figure 138.

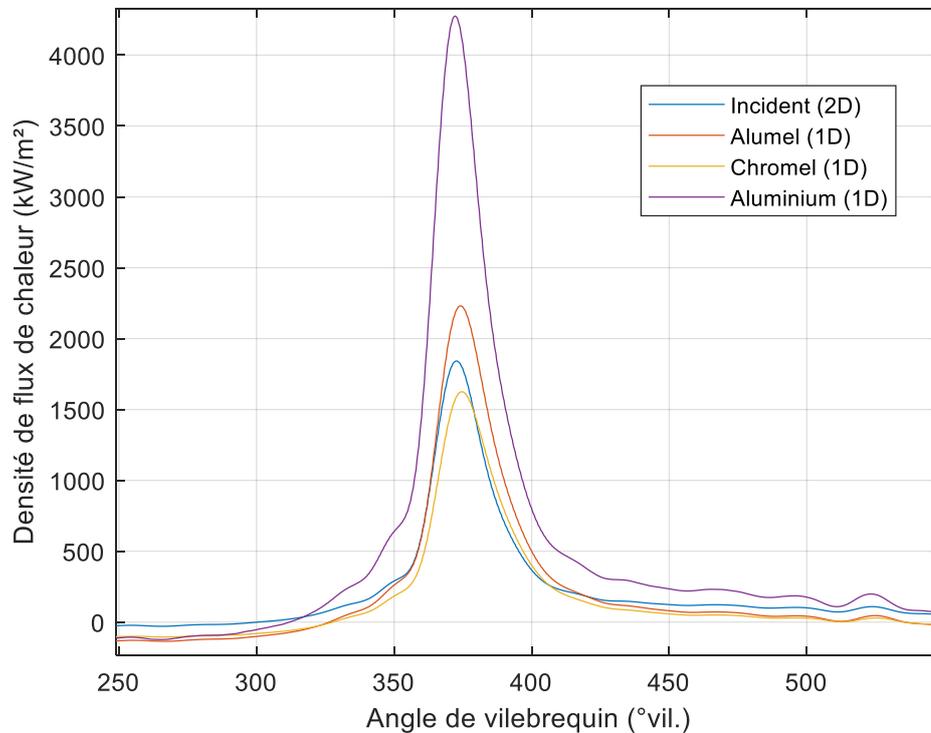


Figure 138 : Comparaison entre la densité de flux de chaleur incidente et reconstruite avec une approche 1D et différents choix de propriétés physiques dans le cas du scénario 1.

On remarque que dans le cas de l'utilisation des propriétés de l'aluminium, le flux de chaleur est largement surestimé sur la majeure partie du cycle, ce qui avait aussi été observé par Assanis et al. [128]. L'utilisation des propriétés de l'alumel et du chromel fournit des flux de chaleur reconstruits plus raisonnables mais respectivement surestime et sous-estime le flux incident lors de la combustion. Ce dernier est ensuite sous-estimé durant la deuxième moitié de la détente et l'échappement. Dans chaque cas, le flux de chaleur est sous-estimé durant l'admission et la compression. Ces résultats sont similaires à ceux de Wang et al. [98] excepté pour le comportement de l'aluminium lors de la détente. Néanmoins comme des différences significatives existent entre le modèle utilisé par Wang et al. et celui présenté ici, ce résultat n'est pas surprenant.

L'utilisation des propriétés physiques de l'un des matériaux constituant la sonde n'étant pas entièrement satisfaisante, il est nécessaire d'ajuster celles-ci. Dans la suite de cette partie, le processus de calibration des propriétés est illustré sur le scénario 1.

Lors de ce processus, la conductivité thermique et le produit de la masse volumique et de la chaleur spécifique sont calculés afin de minimiser l'écart entre le flux de chaleur issu de la reconstruction du modèle 1D et le flux incident imposé dans le Code 2D C. Il est alors possible de définir deux objectifs de calibration :

- Minimisation des écarts absolus
- Minimisation des écarts relatifs

Les formulations des objectifs associés sont données respectivement par les équations (117) et (118).

$$Obj = \frac{1}{n_i} \sum_{\theta_i} \sqrt{[F_{1D} - F_{2D}]^2} \quad (117)$$

$$Obj = \frac{1}{n_i} \sum_{\theta_i} \frac{\sqrt{[F_{1D} - F_{2D}]^2}}{|F_{2D}|} \quad (118)$$

Dans le premier cas, la fonction objectif est la moyenne de l'erreur quadratique entre les flux de chaleur pour chaque position d'angle de vilebrequin, ce qui a pour effet de privilégier la précision lors de la combustion. Dans le second cas, cette erreur est divisée par la valeur absolue du flux incident en chaque point, traitant ainsi chaque partie du cycle de façon égale.

La méthode d'optimisation utilisée est une méthode d'optimisation multivariable locale non-linéaire (fonction *fmincon* de Matlab) où les variables sont contraintes par des bornes inférieures et supérieures afin d'éviter d'obtenir des résultats aberrants (valeurs de propriétés physiques négatives etc.). Comme cette méthode est locale, le processus d'optimisation est effectué avec de multiples points de départs générés grâce à un échantillonnage par hypercube latin.

Le Tableau 21 présente les propriétés physiques des deux solutions obtenues selon l'objectif de calibration sur le scénario 1. Comme la masse volumique et la chaleur spécifique massique sont utilisées dans le code sous forme de produit, celui-ci ainsi que la conductivité thermique et la diffusivité thermique sont fournis.

Solution	Objectif	Conductivité thermique ($W \cdot m^{-1} K^{-1}$)	Chaleur spécifique volumique ($J \cdot m^{-3} K^{-1}$)	Diffusivité thermique ($m^2 s^{-1}$)
1	Ecart absolu	50,9	$1,504 \cdot 10^6$	$3,384 \cdot 10^{-5}$
2	Ecart relatif	76,6	$9,044 \cdot 10^5$	$8,470 \cdot 10^{-5}$

Tableau 21 : Solutions de la calibration des propriétés physiques 1D sur le scénario 1.

On remarque que la solution 1 possède une conductivité thermique plus élevée et une chaleur spécifique volumique plus faible que la solution 2. Sa diffusivité thermique quant à elle est nettement plus faible. La Figure 139 compare les flux de chaleur reconstruits avec les solutions 1 et 2 au flux de chaleur incident.

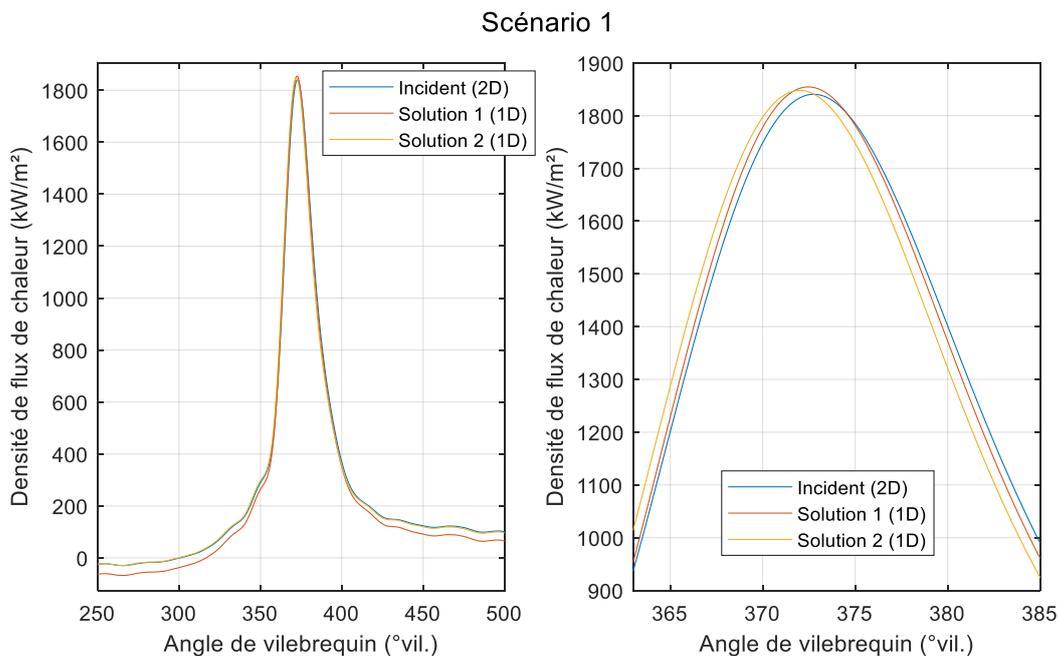


Figure 139 : Comparaison entre la densité de flux de chaleur incidente et les densités de flux de chaleur des solutions 1 et 2 dans le cas du scénario 1.

La figure de gauche présente les densités de flux de chaleur lors de la partie fermée du cycle ; durant la partie ouverte le comportement est similaire à celui au début de la compression et à la fin de l'échappement. Si les deux solutions semblent retrouver convenablement le flux de chaleur lors de la combustion, on peut noter que la solution 1 produit des résultats sensiblement moins bons que la solution 2 lorsque le niveau de flux de chaleur est bas. La figure de droite est un agrandissement centré sur le pic de combustion. On remarque que le flux de chaleur issu de la solution 2 est ici moins précis que celui-ci de la solution 1 et est en avance comparé au flux de chaleur incident. Ces résultats sont en accord avec la formulation des objectifs de calibration.

Comme la solution 1 présente une erreur plus importante sur l'ensemble de la reconstruction comparée à la solution 2, les propriétés physiques associées à cette dernière ont été retenues. Ces propriétés ont été testées sur les cinq autres scénarios avec des résultats satisfaisants, comme on peut le voir sur la Figure 140, la Figure 141, la Figure 142, la Figure 143 et la Figure 144.

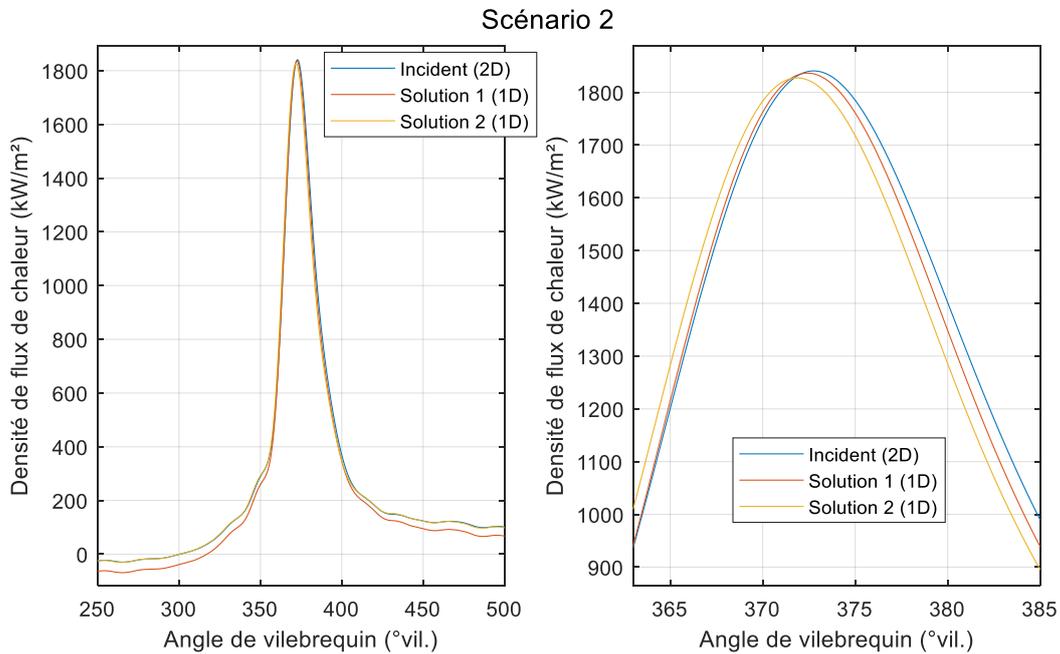


Figure 140 : Comparaison entre la densité de flux de chaleur incidente et les densités de flux de chaleur des solutions 1 et 2 dans le cas du scénario 2.

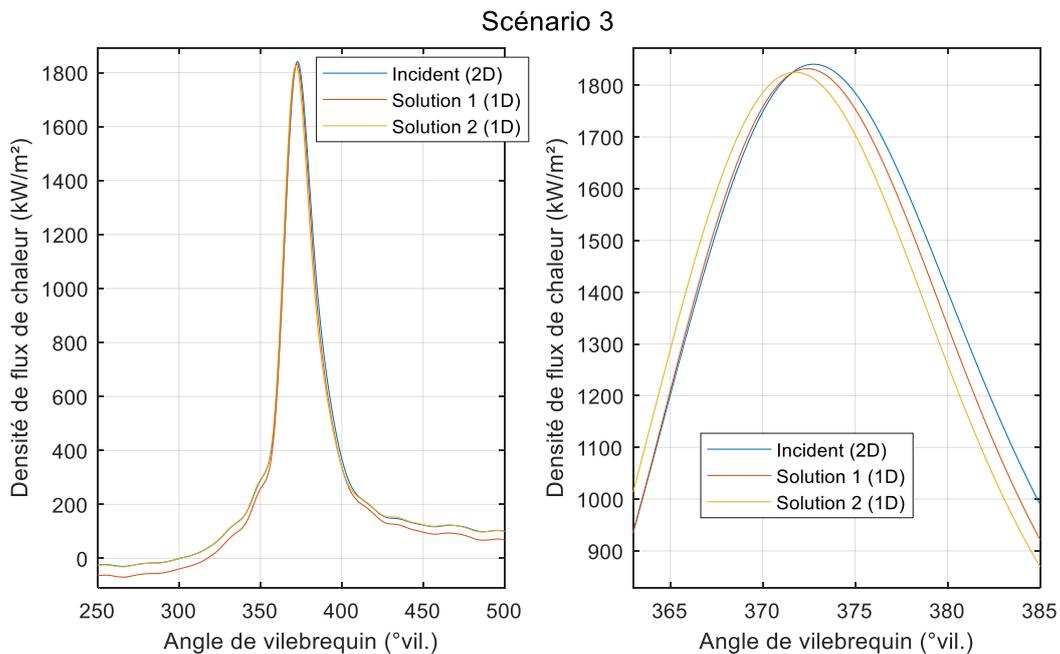


Figure 141 : Comparaison entre la densité de flux de chaleur incidente et les densités de flux de chaleur des solutions 1 et 2 dans le cas du scénario 3.

On note néanmoins que plus le régime moteur augmente, plus le flux de chaleur reconstruit est en avance par rapport au flux incident durant la combustion. Par la suite, les propriétés physiques de la solution 2 sont utilisées pour reconstruire les flux de chaleur expérimentaux.

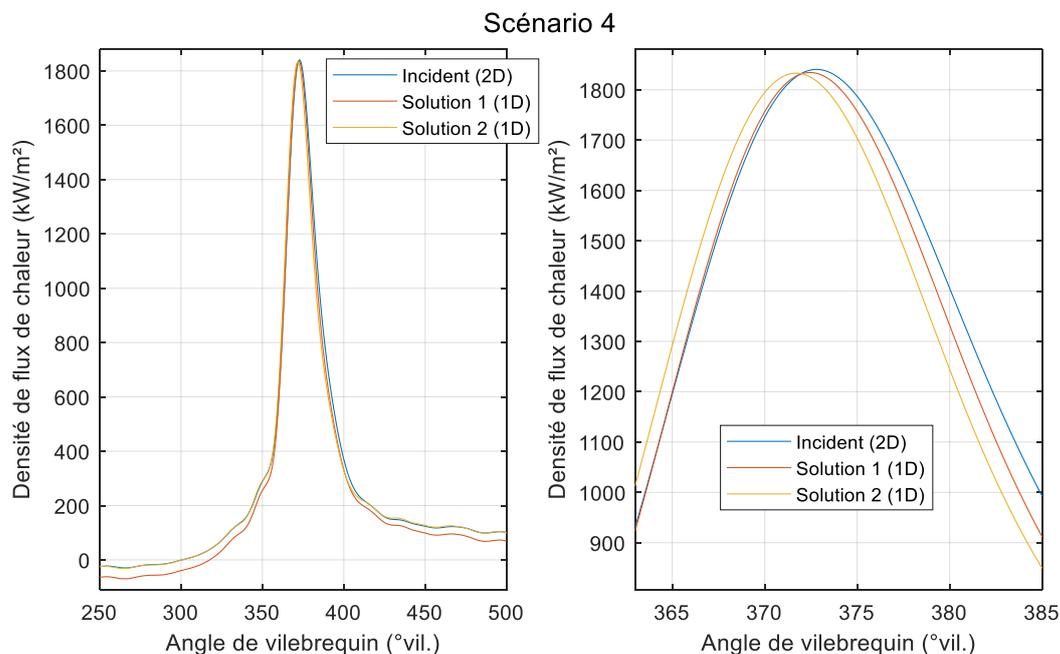


Figure 142 : Comparaison entre la densité de flux de chaleur incidente et les densités de flux de chaleur des solutions 1 et 2 dans le cas du scénario 4.

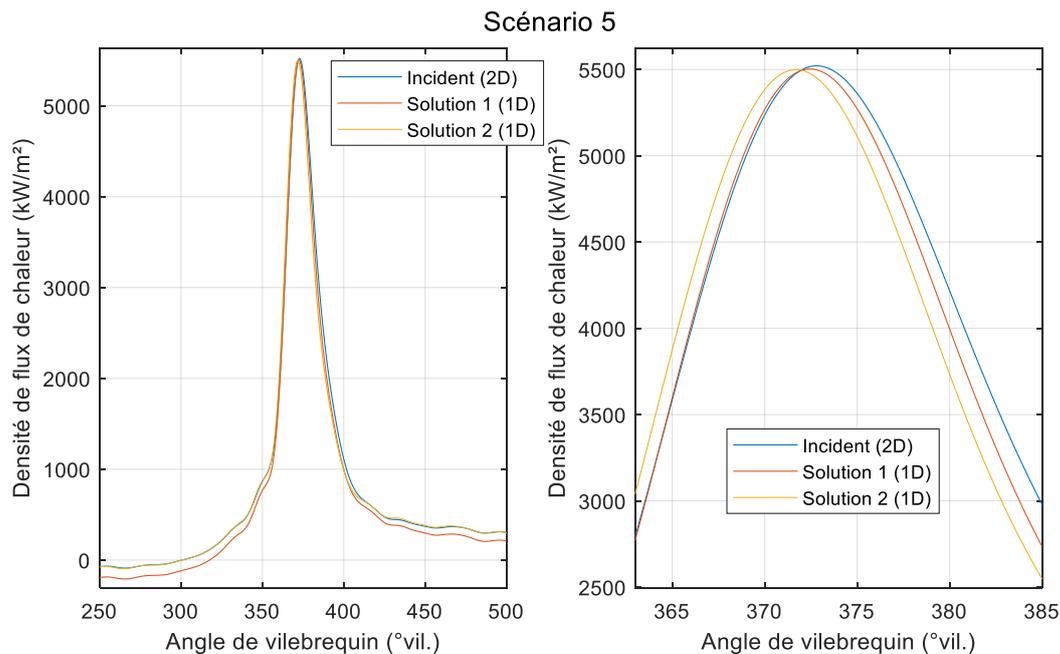


Figure 143 : Comparaison entre la densité de flux de chaleur incidente et les densités de flux de chaleur des solutions 1 et 2 dans le cas du scénario 5.

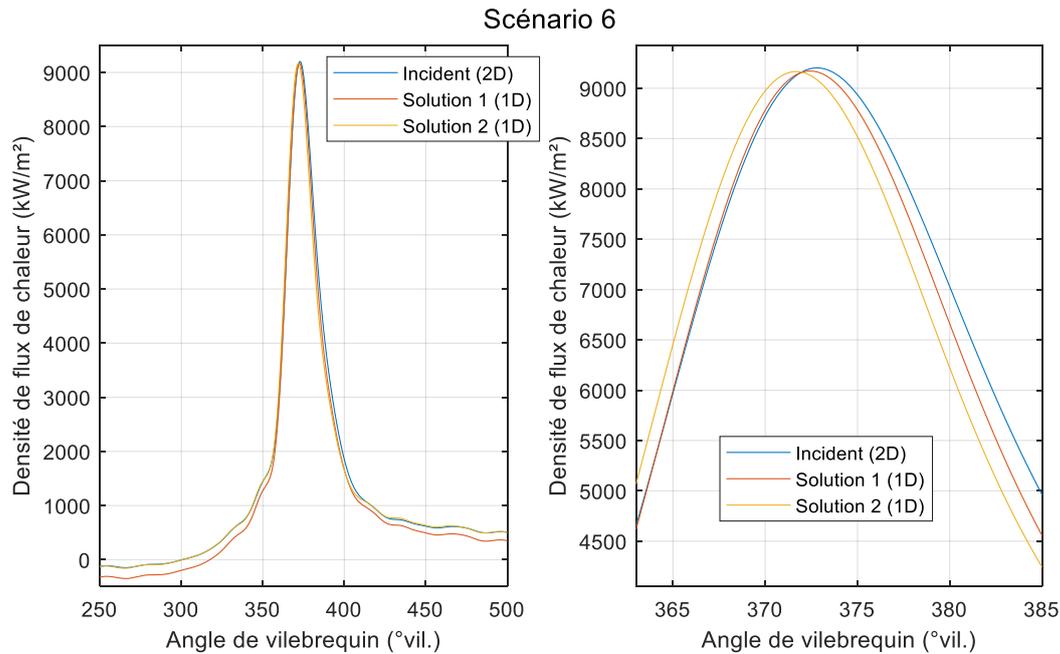


Figure 144 : Comparaison entre la densité de flux de chaleur incidente et les densités de flux de chaleur des solutions 1 et 2 dans le cas du scénario 6.

III.3 Caractérisation expérimentale des flux de chaleur aux parois du moteur CRF250

Dans cette partie, nous allons nous intéresser aux résultats expérimentaux obtenus sur le banc d'essais monocylindre. Il est important de garder à l'esprit que les mesures de flux de chaleur réalisées dans le cadre des travaux présentés ici ne permettent pas de calibrer des modèles de transferts thermiques zéro-dimensionnels car elles :

- ne sont pas complètement fiables quantitativement du fait de l'utilisation d'une approche de calibration purement numérique et d'hypothèses simplificatrices,
- ont un caractère local et ne sont donc représentatives que du flux cédé en un unique point de la culasse.

Néanmoins ces mesures permettent d'analyser la sensibilité des transferts thermiques aux parois des chambres de combustion aux variations de différents paramètres moteur.

Comme mentionné dans la partie II.1.2, des difficultés techniques ont été rencontrées lors des essais réalisés sur le banc monocylindre. Ces difficultés, liées entre autres au contrôle moteur, ont pour résultat de générer d'importantes dispersions de combustion et dans certains cas des ratés d'allumage. En conséquence, une partie des mesures a été écartée, notamment à bas régime, et le nombre d'essais de qualité suffisante est limité.

III.3.1 Essais moteur entraîné

Des essais moteur entraîné ont été réalisés afin d'observer l'influence du régime et de l'ouverture du papillon à température de sortie du liquide de refroidissement constante, fixée à 50°C. La Figure 145, la Figure 146 et la Figure 147 présentent les fluctuations de température de surface et les densités de flux de chaleur dans le cas d'ouvertures du papillon de 15 et 100% pour les régimes moteurs respectivement de 2000, 3000 et 4000 tr/min. Seule la partie haute pression du flux de chaleur est présentée car d'une part c'est celle qui nous intéresse le plus, et d'autre part les mesures lors de la partie basse pression sont moins fiables du fait des faibles variations de température.

On remarque que dans chaque cas, le niveau de densité de flux de chaleur est plus élevé lors de la compression que lors de la détente. Cette asymétrie par rapport au PMH est en accord avec les mesures moteur entraîné présentées dans la revue bibliographique. Ce résultat s'explique par :

- Une énergie cinétique du gaz plus importante lors de la compression du fait de l'énergie cinétique résiduelle provenant de la course d'admission,
- Une pression légèrement plus élevée lors de la compression.

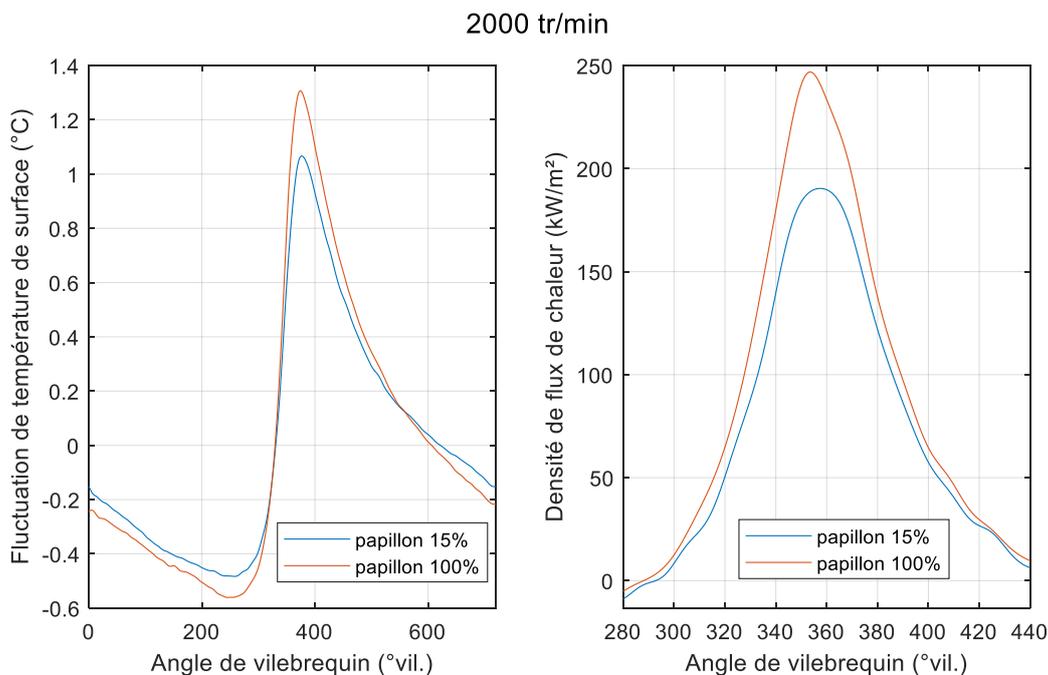


Figure 145 : Fluctuations de température de surface (à gauche) et densités de flux de chaleur (à droite) pour deux positions du papillon en moteur entraîné. 2000 $tr \cdot min^{-1}$.

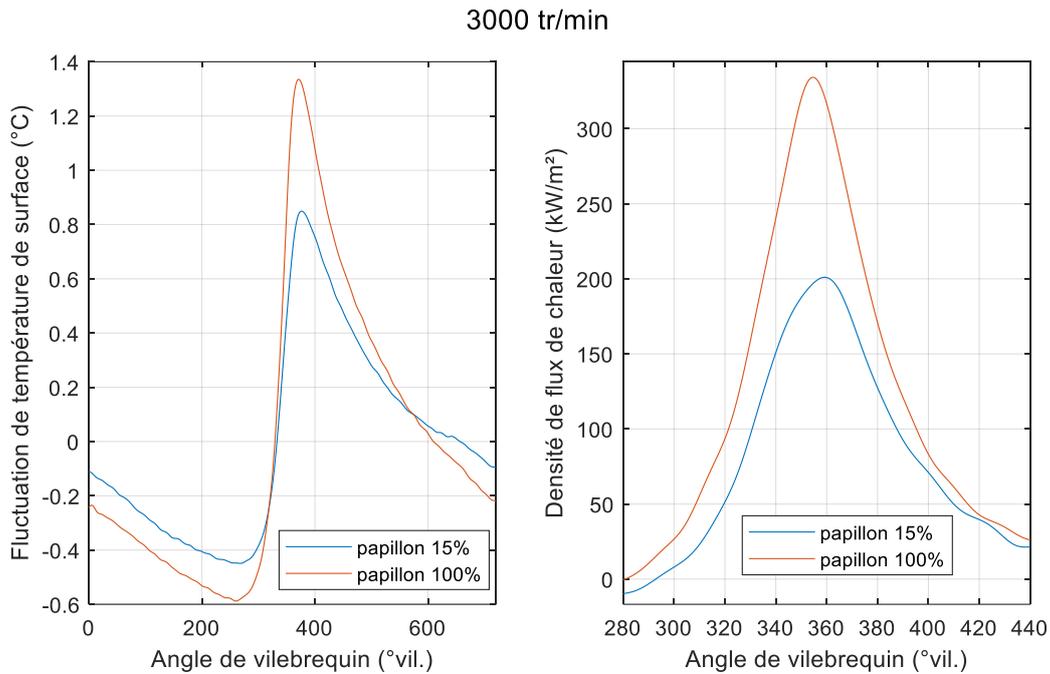


Figure 146 : Fluctuations de température de surface (à gauche) et densités de flux de chaleur (à droite) pour deux positions du papillon en moteur entraîné. $3000 \text{ tr} \cdot \text{min}^{-1}$.

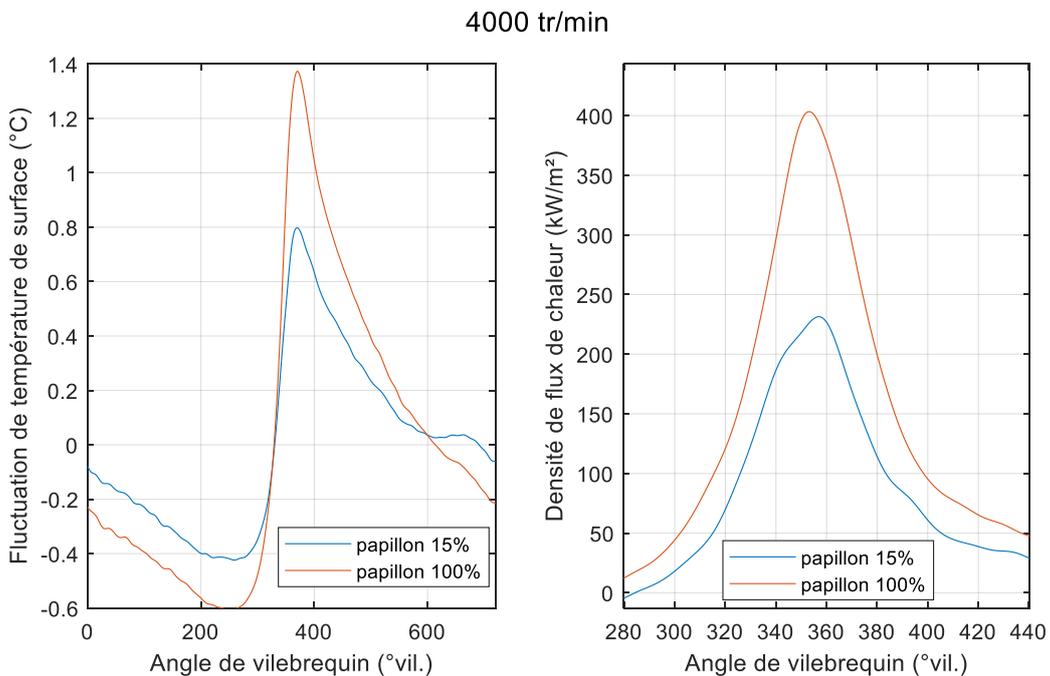


Figure 147 : Fluctuations de température de surface (à gauche) et densités de flux de chaleur (à droite) pour deux positions du papillon en moteur entraîné. $4000 \text{ tr} \cdot \text{min}^{-1}$.

Plus le papillon est ouvert, plus la densité de flux de chaleur est importante. Ceci est dû au fait que la pression dans la chambre de combustion est plus élevée lorsque le papillon est grand ouvert car la pression à l'admission est plus importante. On note que plus le régime moteur augmente, plus la différence de flux de chaleur entre les deux positions de papillon est

prononcée. En effet, la perte de charge provoquée par le papillon augmente avec le régime moteur car la vitesse d'écoulement de l'air augmente elle aussi. Pour une position papillon donnée, la pression dans la chambre de combustion diminue donc avec le régime.

La Figure 148 présente les fluctuations de température de surface et les densités de flux de chaleur pour les régimes moteur 2000, 3000 et 4000 tr/min dans le cas de l'ouverture complète du papillon. On remarque que bien que la fluctuation de température soit quasi-identique pour les trois régimes moteurs, la densité de flux de chaleur augmente avec le régime. En effet comme le temps pris pour effectuer un cycle moteur diminue avec le régime, seul un niveau de flux de chaleur plus important peut permettre d'obtenir une variation équivalente de la température de surface.

Après cette analyse des mesures de flux de chaleur lorsque le moteur est entraîné, nous allons nous intéresser au comportement du moteur lorsque celui-ci est allumé.

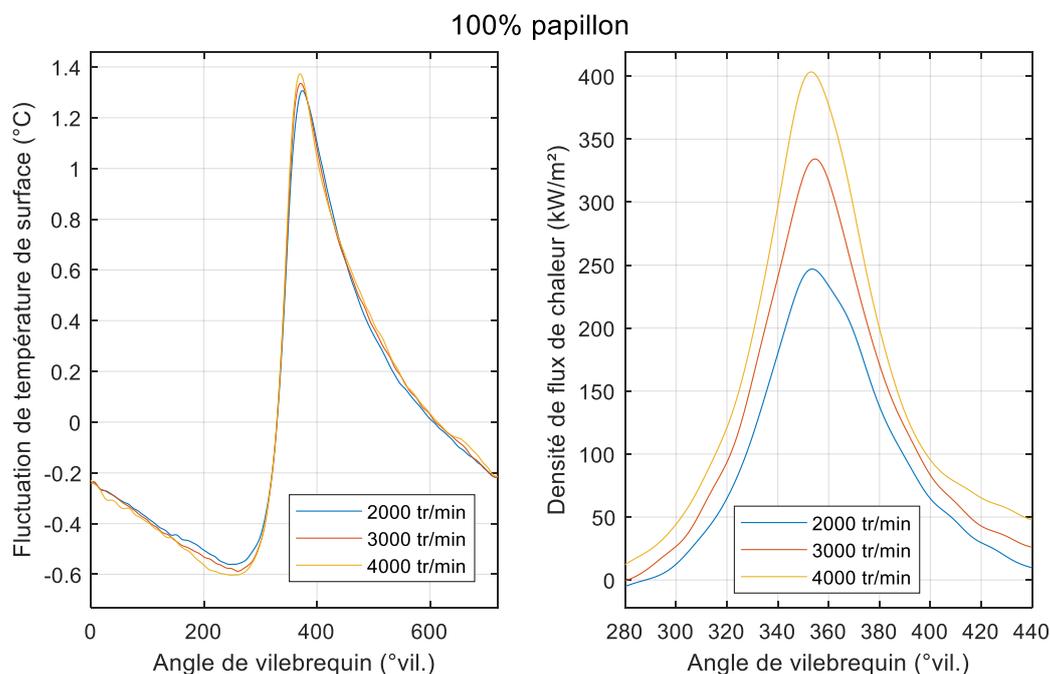


Figure 148 : Fluctuations de température de surface (à gauche) et densités de flux de chaleur (à droite) pour trois régimes de rotation en moteur entraîné. Papillon grand ouvert.

III.3.2 Variation de la richesse

Dans cette partie, les mesures associées à des balayages de richesse sur trois points de fonctionnement sont présentées. Ces points de fonctionnement ont des régimes moteur de 3000, 4000 et 5000 tr.min⁻¹ pour une ouverture du papillon de 15%. Pour chaque point, la richesse varie de 0,9 à 1,3 par pas de 0,1 en gardant la position papillon et l'avance à allumage constantes. Les pressions moyennes indiquées haute pression associées sont données par le Tableau 22.

Point de fonctionnement	$Ri = 0,9$	$Ri = 1$	$Ri = 1,1$	$Ri = 1,2$	$Ri = 1,3$
3000 $tr. min^{-1}$ 15%	5,55 bars	6 bars	6,14 bars	6,08 bars	6,03 bars
4000 $tr. min^{-1}$ 15%	5,33 bars	5,6 bars	5,69 bars	5,67 bars	5,65 bars
5000 $tr. min^{-1}$ 15%	4,63 bars	4,95 bars	5,05 bars	5,04 bars	5,03 bars

Tableau 22 : Pressions moyennes indiquées haute pression dans le cas des variations de richesse.

Les fluctuations de température de surface et les densités de flux de chaleur sont présentés par la Figure 149, la Figure 151 et la Figure 153, tandis que les pressions cylindre et les dégagements de chaleur nets associés sont donnés par la Figure 150, la Figure 152 et la Figure 154.

On remarque que dans chaque cas, lorsque le mélange est pauvre, la vitesse de combustion plus faible couplée à une quantité d'énergie disponible réduite produit des pressions cylindre et des flux de chaleur nettement moins importants.

Lorsque la richesse est élevée, la combustion est sensiblement plus rapide, ce qui produit des pressions cylindre maximales plus importantes que dans le cas d'un mélange stœchiométrique. Néanmoins cela ne se traduit pas systématiquement par des niveaux de densité de flux de chaleur plus élevés, comme on peut le constater lorsque l'on compare les mesures effectuées à richesse 1 et 1,3. En effet pour les régimes 3000 et 5000 $tr. min^{-1}$, les flux de chaleur surfaciques associés sont similaires bien que légèrement déphasés, tandis que dans le cas d'un régime de 4000 $tr. min^{-1}$, le flux de chaleur pour le mélange stœchiométrique est nettement supérieur. Ceci peut s'expliquer par une température des gaz brûlés plus élevée du fait d'une dilution moindre.

Les mesures effectuées lors de ces balayages de richesse sont à prendre avec précautions. Bien que le phasage de combustion semble impacter le flux de chaleur de façon notable, il est difficile de tirer des conclusions claires quant à l'effet général de la richesse du mélange. Il est possible que différents effets antagonistes soient à l'œuvre et que leur importance relative diffère d'un moteur à un autre, voire d'un point de fonctionnement à un autre.

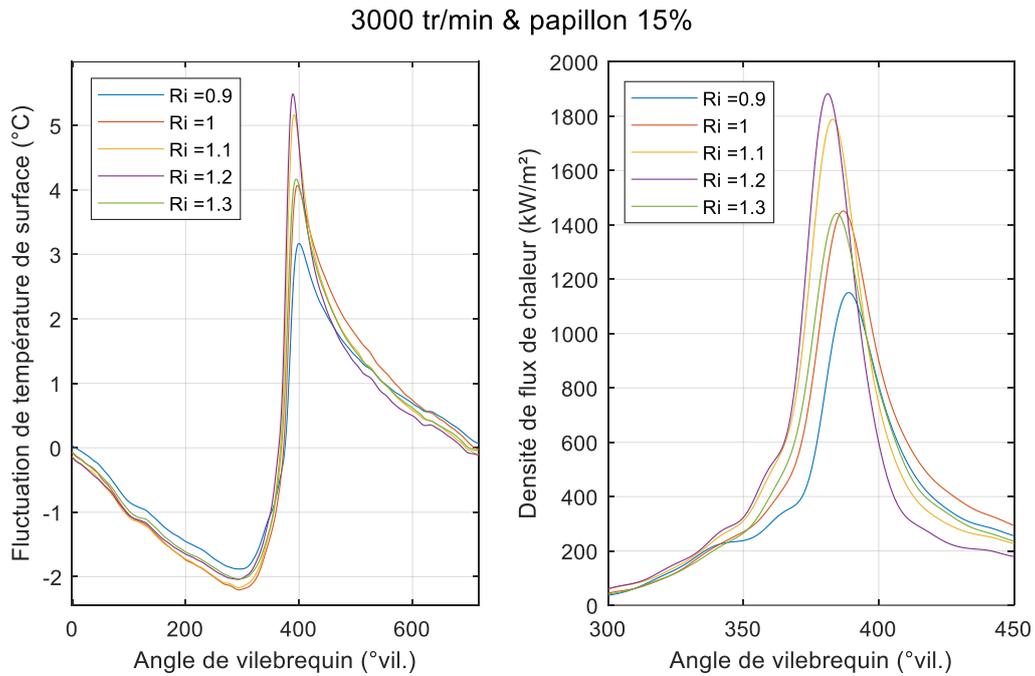


Figure 149 : Influence de la richesse sur la fluctuation de température de surface (à gauche) et la densité de flux de chaleur (à droite). $3000 \text{ tr. min}^{-1}$ et papillon 15%.

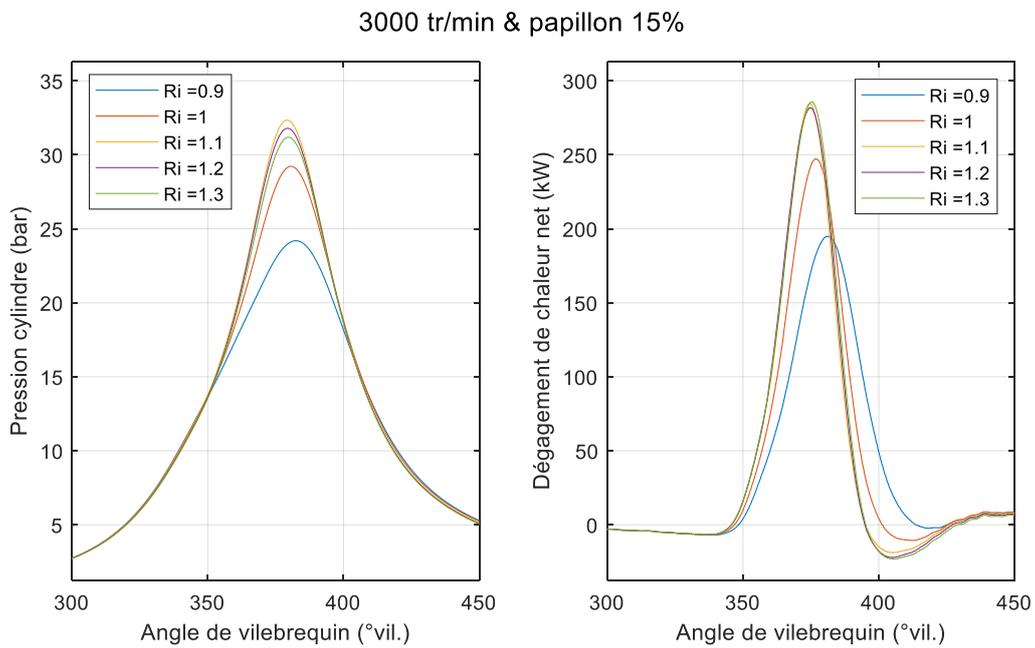


Figure 150 : Influence de la richesse sur la pression cylindre (à gauche) et le dégagement de chaleur net (à droite). $3000 \text{ tr. min}^{-1}$ et papillon 15%.

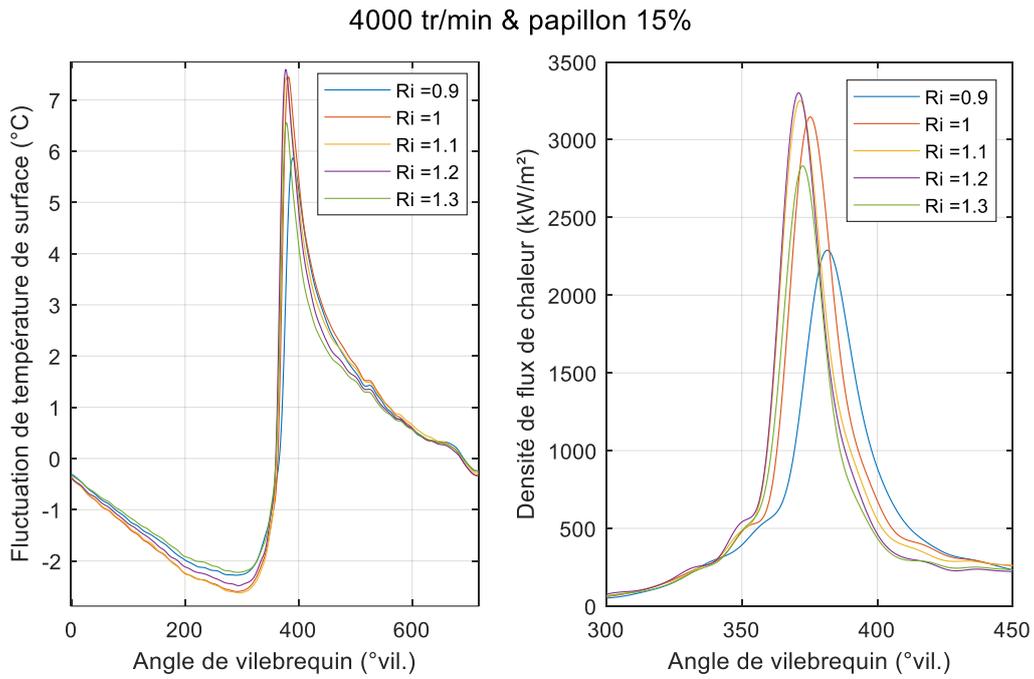


Figure 151 : Influence de la richesse sur la fluctuation de température de surface (à gauche) et la densité de flux de chaleur (à droite). $4000 \text{ tr. min}^{-1}$ et papillon 15%.

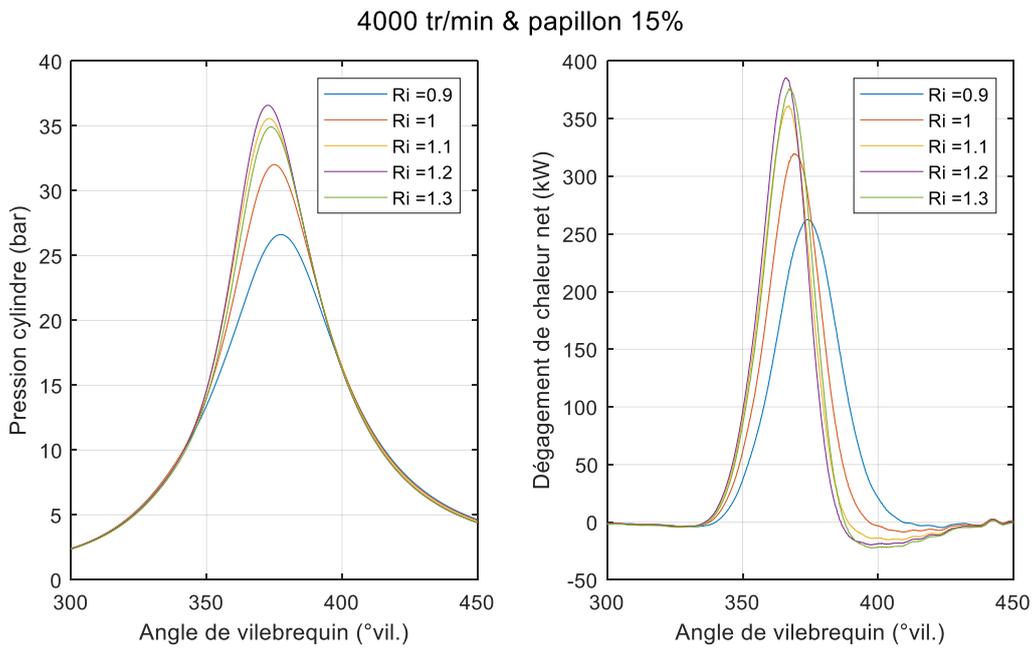


Figure 152 : Influence de la richesse sur la pression cylindre (à gauche) et le dégagement de chaleur net (à droite). $4000 \text{ tr. min}^{-1}$ et papillon 15%.

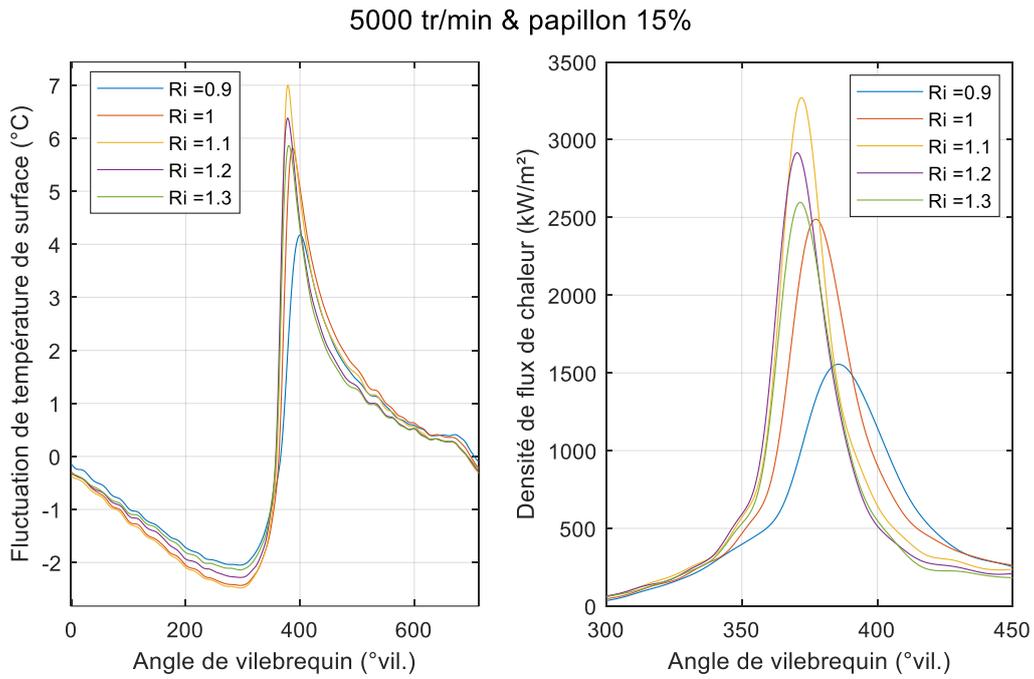


Figure 153 : Influence de la richesse sur la fluctuation de température de surface (à gauche) et la densité de flux de chaleur (à droite). 5000 $tr \cdot min^{-1}$ et papillon 15%.

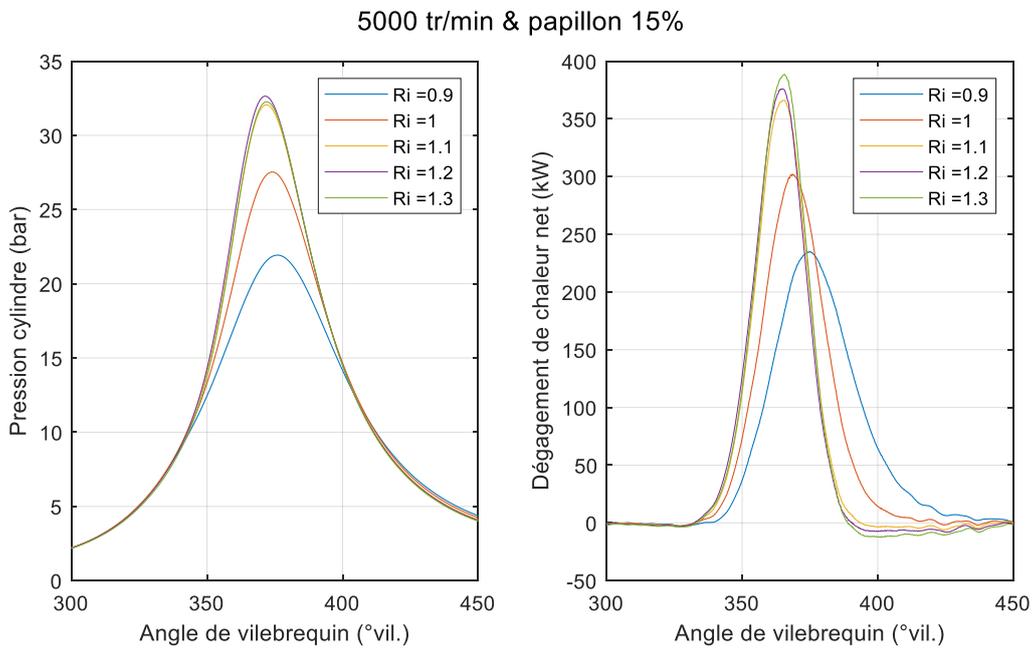


Figure 154 : Influence de la richesse sur la pression cylindre (à gauche) et le dégagement de chaleur net (à droite). 5000 $tr \cdot min^{-1}$ et papillon 15%.

III.3.3 Variation de l'avance à l'allumage

Nous allons maintenant nous intéresser à l'influence de l'avance à l'allumage sur la mesure du flux de chaleur. De façon similaire aux balayages de richesse, des mesures sont effectuées sur trois points de fonctionnement. Ceux-ci ont pour régime moteur 3000, 4000 et 5000 tr/min avec pour angles d'ouverture du papillon respectivement 15%, 15% et 25%. Pour chaque point de fonctionnement, l'allumage est retardé de 5, 10 et 15 degrés de vilebrequin par rapport à l'allumage de référence, excepté pour le point à 3000 tr/min pour des raisons de stabilité de fonctionnement. L'allumage de référence utilisé est celui récupéré dans la cartographie du calculateur d'origine du CRF250.

La masse de carburant injectée ainsi que la position papillon sont maintenues constantes. Les pressions moyennes indiquées haute pression associées à ces mesures sont données par le Tableau 23.

Point de fonctionnement	$\delta_{AA} = 0^\circ$	$\delta_{AA} = 5^\circ$	$\delta_{AA} = 10^\circ$	$\delta_{AA} = 15^\circ$
3000 $tr.min^{-1}$ 15%	5,93 bars	5,78 bars	5,53 bars	-
4000 $tr.min^{-1}$ 15%	5,56 bars	5,55 bars	5,38 bars	5,05 bars
5000 $tr.min^{-1}$ 25%	6,66 bars	6,76 bars	6,79 bars	6,68 bars

Tableau 23 : Pressions moyennes indiquées haute pression dans le cas des variations d'avance.

Les fluctuations de température de surface et les densités de flux de chaleur sont présentés par la Figure 155, la Figure 157 et la Figure 159, tandis que les pressions cylindre et les dégagements de chaleur nets associés sont donnés par la Figure 156, la Figure 158 et la Figure 160.

On remarque que plus l'allumage est tardif, plus la valeur maximale atteinte par la pression cylindre est faible tandis que le niveau de pression est plus élevé durant la détente. La durée de combustion quant à elle augmente, du fait d'une part d'une vitesse de flamme plus faible et d'autre part d'un volume de chambre plus important. Concernant la densité de flux de chaleur, la valeur maximale atteinte au cours du cycle diminue fortement, avec un facteur proche de trois dans le cas du point de fonctionnement de régime moteur 4000 $tr.min^{-1}$. Néanmoins le niveau de flux de chaleur reste élevé plus tard dans la détente.

On note que de façon globale, la densité de flux de chaleur diminue avec le retard à l'allumage, ce qui est en accord avec les mesures présentées dans la partie III.1.3.3. Ceci se traduit par

une augmentation de la température du gaz à l'échappement, phénomène observé pour les trois points de fonctionnement.

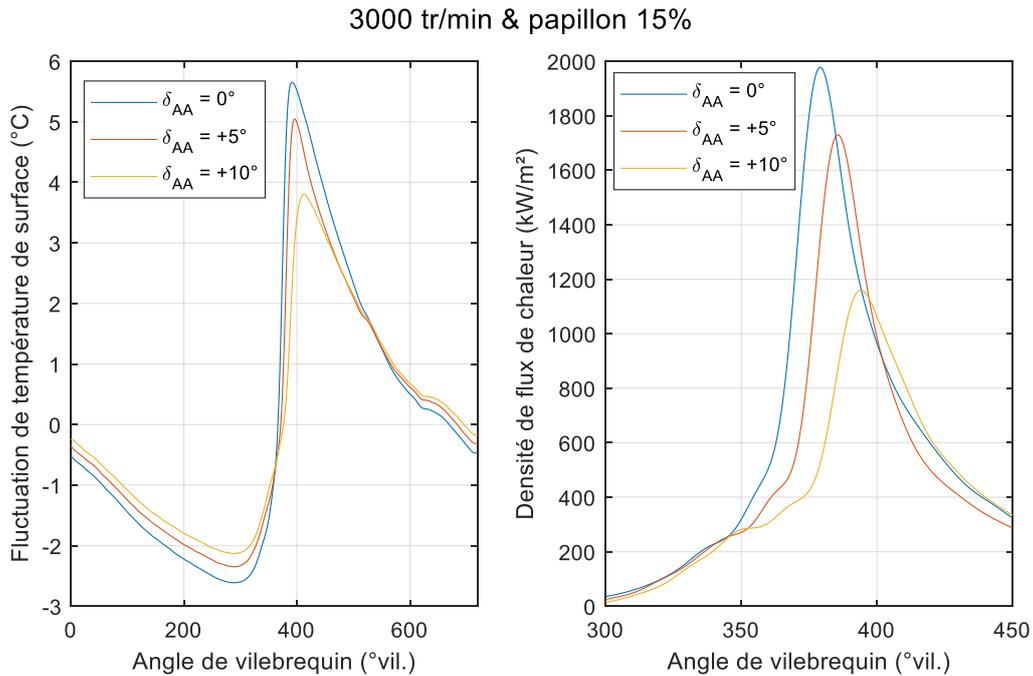


Figure 155 : Influence de l'avance à l'allumage sur la fluctuation de température de surface (à gauche) et la densité de flux de chaleur (à droite). 3000 $tr. min^{-1}$ et papillon 15%.

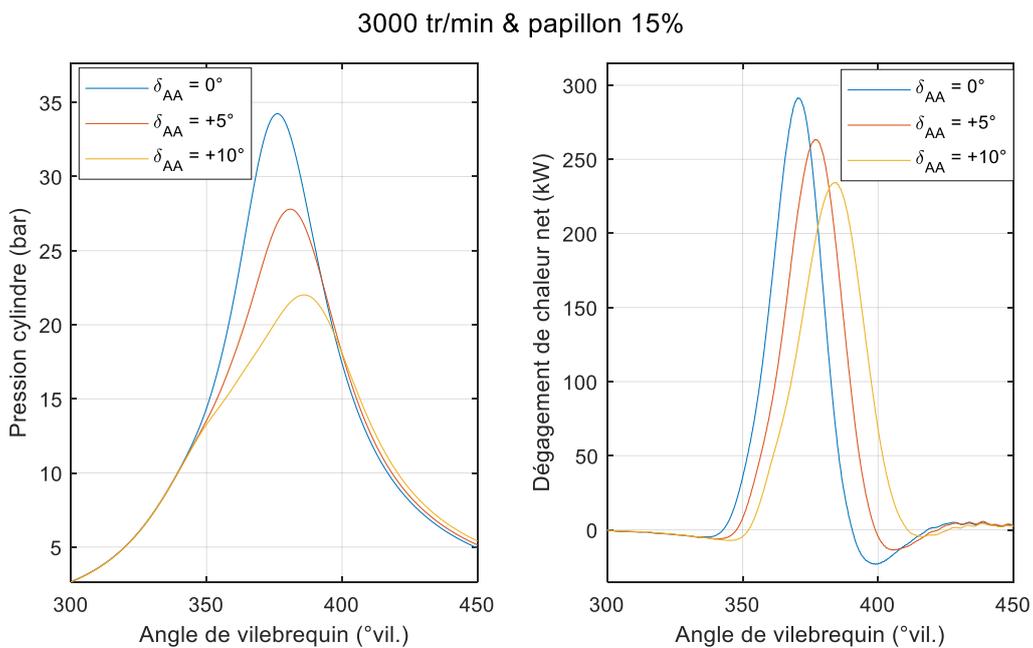


Figure 156 : Influence de l'avance à l'allumage sur la pression cylindre (à gauche) et le dégagement de chaleur net (à droite). 3000 $tr. min^{-1}$ et papillon 15%.

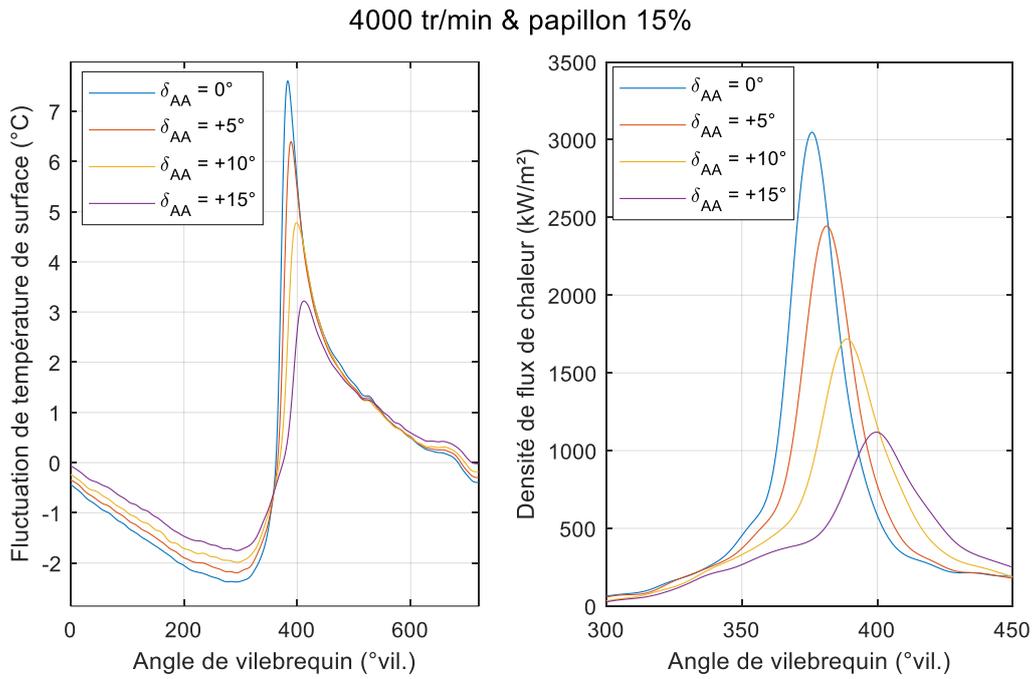


Figure 157 : Influence de l'avance à l'allumage sur la fluctuation de température de surface (à gauche) et la densité de flux de chaleur (à droite). 4000 $tr. min^{-1}$ et papillon 15%.

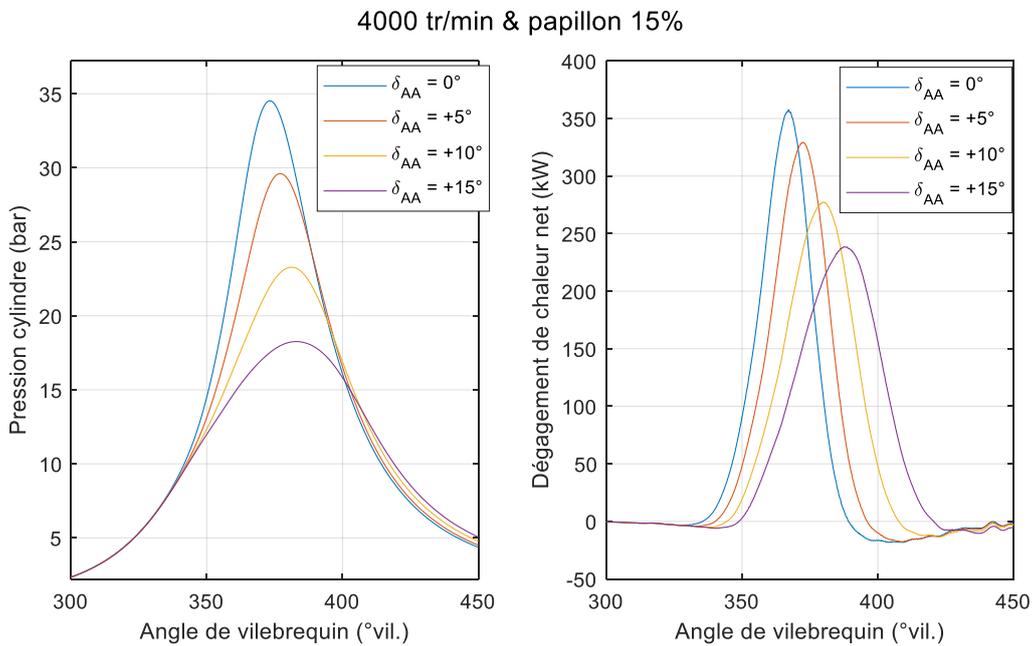


Figure 158 : Influence de l'avance à l'allumage sur la pression cylindre (à gauche) et le dégagement de chaleur net (à droite). 4000 $tr. min^{-1}$ et papillon 15%.

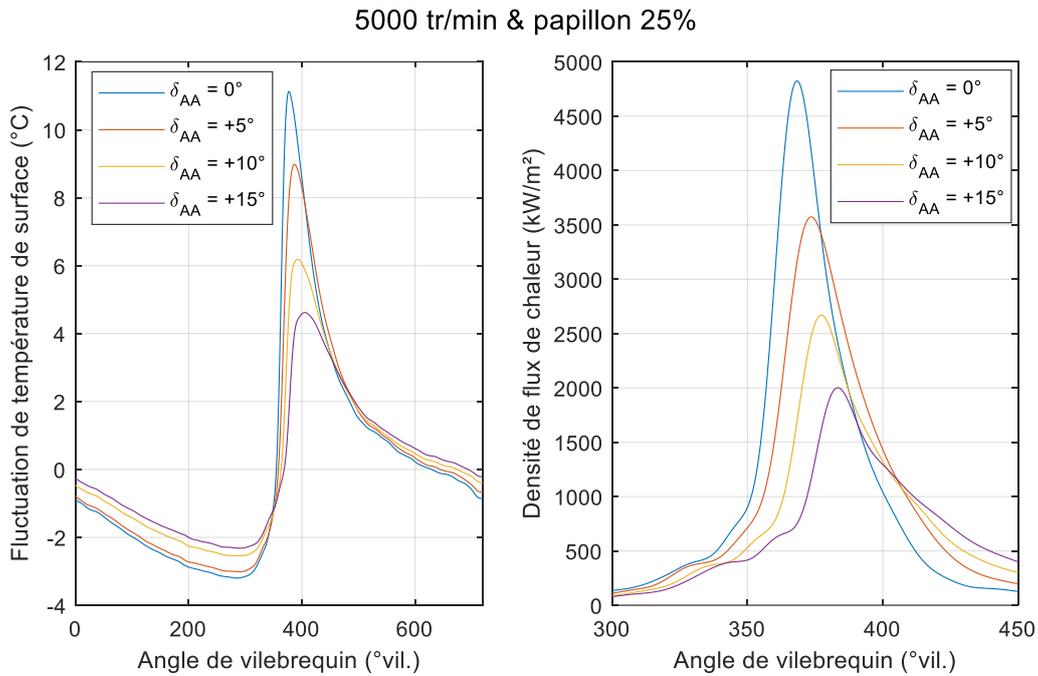


Figure 159 : Influence de l'avance à l'allumage sur la fluctuation de température de surface (à gauche) et la densité de flux de chaleur (à droite). 5000 $tr. min^{-1}$ et papillon 25%.

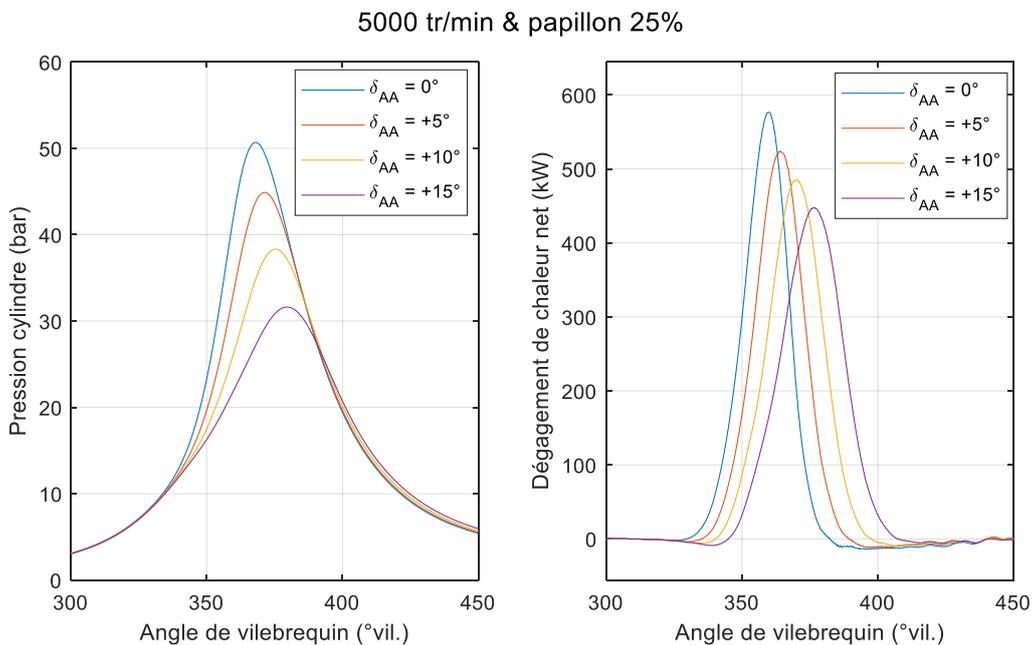


Figure 160 : Influence de l'avance à l'allumage sur la pression cylindre (à gauche) et le dégagement de chaleur net (à droite). 5000 $tr. min^{-1}$ et papillon 25%.

Les mesures directes des transferts thermiques à la paroi de la culasse ont permis de mettre en évidence l'influence de différents paramètres moteurs. Tout d'abord ceux-ci sont directement influencés par le régime de rotation du moteur, probablement du fait de la plus grande énergie cinétique du gaz contenu dans la chambre de combustion, celle-ci étant en partie acquise lors de la phase d'admission est en partie fournie par le mouvement du piston.

Le flux de chaleur aux parois de la chambre est aussi influencé par la charge via le niveau de pression régnant dans la chambre. En effet la densité du gaz augmentant avec la pression, il est certain que les échanges convectifs s'en trouvent accrus. Cette dépendance à la pression explique les transferts thermiques moindres observés dans le cas d'un allumage retardé, en dépit d'une température de gaz plus élevée sur la majeure partie de la détente, comme on peut le voir sur la Figure 161 dans le cas du balayage d'avance à l'allumage du point de fonctionnement 5000 tr.min⁻¹ et 25 pour cent d'ouverture du papillon.

Enfin l'effet de la richesse du mélange n'est pas trivial. D'une part l'augmentation de la richesse implique une augmentation de l'énergie chimique disponible lors de la combustion ainsi qu'une vitesse de flamme plus élevée, ce qui conduit à des niveaux de pression plus importants. Ceci n'est néanmoins valable que jusqu'à une certaine richesse au-delà de laquelle la vitesse de flamme se stabilise puis décroît. D'autre part lorsque l'on s'éloigne d'un mélange stœchiométrique, l'énergie dégagée par la combustion du carburant est diluée dans une masse de gaz plus importante, ceci ayant pour effet d'abaisser la température.

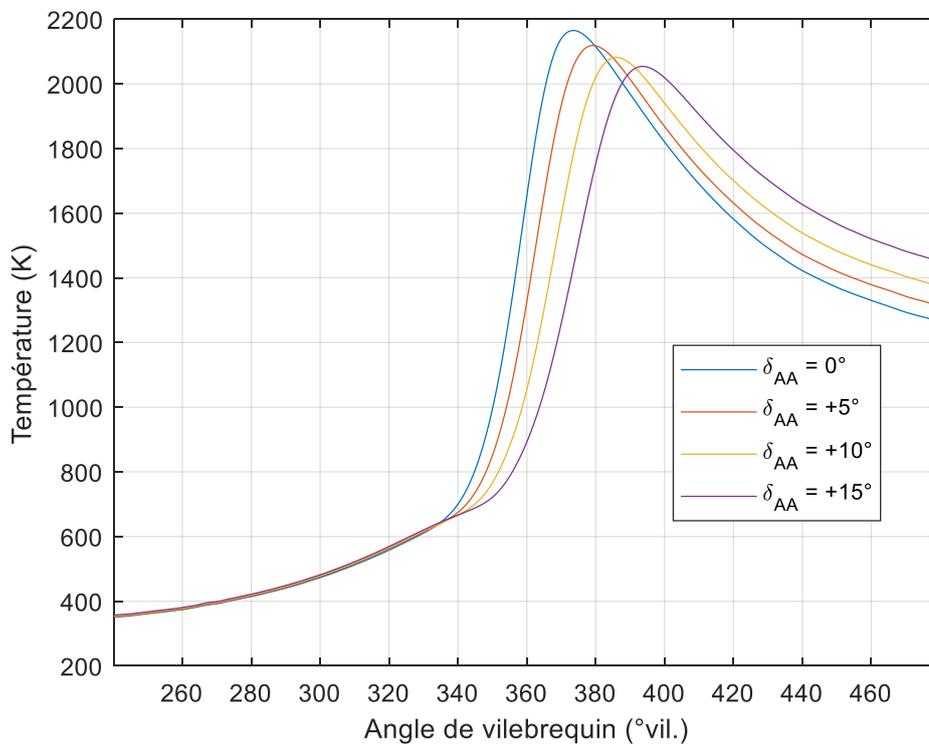


Figure 161 : Influence de l'avance à l'allumage sur la température moyenne du gaz. 5000 tr. min⁻¹ et papillon 25%.

Dans ce chapitre, la mesure dynamique des flux de chaleur aux parois des chambres de combustion a été investiguée et la sensibilité des transferts thermiques aux conditions de fonctionnement moteur a été analysée.

La revue bibliographique recensant les différents capteurs et méthodes utilisés pour mesurer les flux de chaleur dans les moteurs à piston a mis en évidence l'importance de concevoir un capteur dont le comportement thermique se rapproche au maximum d'un comportement monodimensionnel et d'utiliser des méthodes de reconstruction adaptées. L'influence de la position de la mesure et des paramètres de fonctionnement moteur sur la mesure de flux de chaleur a par ailleurs été décrite.

Dans un second temps la démarche de conception du capteur de flux de chaleur et du système d'acquisition utilisés dans le cadre de la thèse a été présentée. Une sonde de géométrie cylindrique et équipée d'un thermocouple de surface coaxial est utilisée. Une méthode de calibration numérique basée sur des schémas numériques 2D-axisymétriques a été employée afin d'ajuster les propriétés physiques utilisées lors de la reconstruction.

Enfin les mesures directes de flux de chaleur effectuées sur le banc monocylindre ont permis d'investiguer l'influence des paramètres de fonctionnement moteur sur les échanges de chaleur aux parois des chambres de combustion. Le flux de chaleur augmente avec le régime de rotation du moteur et la charge et diminue lorsque l'allumage est retardé. L'influence de la richesse est quant à elle plus subtile du fait de l'existence de plusieurs effets antagonistes ; en première approximation, le flux de chaleur augmente avec la richesse.

Ces informations sur le comportement dynamique des transferts thermiques, combinées avec les informations de pertes de chaleur cumulées et de températures de gaz et de parois issues du chapitre précédent, permettent maintenant d'envisager la modélisation haute fréquence des transferts thermiques aux parois des cylindres.

Chapitre IV: Modélisation zéro-dimensionnelle des transferts thermiques aux parois de la chambre de combustion

Ce dernier chapitre présente les travaux de modélisation réalisés au cours de cette thèse. Ces travaux ont recours aux informations fournies par les trois chapitres précédents. Afin de comparer différents modèles présentés dans le Chapitre I, les températures de gaz et de parois calculées par les méthodologies détaillées dans le Chapitre II sont utilisées. Les mesures de pertes de chaleur cumulées et de flux de chaleur du Chapitre II et du Chapitre III permettent quant à elles d'évaluer la qualité des résultats.

Comme la comparaison des modèles de transferts thermiques zéro-dimensionnels nécessite au préalable de les calibrer, une analyse du processus de calibration est réalisée. Un objectif de calibration est retenu et une méthodologie de prise en compte des incertitudes de mesure est proposée.

Différents modèles semi-empiriques sont ensuite comparés. La forme du flux de chaleur calculé par ces modèles au cours du cycle moteur ainsi que l'influence de l'approche de calibration sont analysées. L'impact des modèles sur la course de compression est évalué via la comparaison entre les températures de gaz simulée et expérimentale en fin de compression.

Dans la dernière partie, la capacité des modèles à correctement capturer l'influence des conditions de fonctionnement à l'aide d'un jeu unique de coefficients de calibration est analysée. Différents modèles sont comparés et les effets dus à la richesse et la température de liquide de refroidissement sont analysés. Face aux lacunes observées, des modifications du modèle de Hohenberg sont proposées afin d'améliorer la qualité de la modélisation. De plus, l'influence du choix des points d'apprentissage sur la prédictivité et la précision du modèle est évaluée.

IV.1 Calibration des modèles zéro-dimensionnels

Les modèles de transferts thermiques zéro-dimensionnels étant de nature semi-empiriques, il est nécessaire de les calibrer [24] [37] [38] [39]. Les coefficients de calibration utilisés dans les modèles doivent être ajustés au moteur et / ou à ses conditions de fonctionnement. Cette calibration peut se faire soit directement avec le flux de chaleur soit indirectement avec la quantité totale d'énergie cédée aux parois pendant le cycle.

IV.1.1 Objectifs de calibration

De nombreuses comparaisons de modèle existent dans la littérature [25] [26] [28] [29] [30] [32] [35] [36] [37] [38] [39] [84] [99] [113] [129] [130] [131] [132] [133]. Néanmoins ces comparaisons et les conditions dans lesquelles elles sont effectuées diffèrent parfois grandement. En effet, les coefficients d'échange ou les flux de chaleur sont comparés sur différents types de moteurs, à partir de données expérimentales ou de simulations et avec ou sans calibration. Dans de nombreux cas, les méthodes de calibrations suivies diffèrent et dans d'autres elles ne sont pas explicitées. Certains auteurs ont recours à un bilan d'énergie sur le liquide de refroidissement [81] [130], mais cette méthode reste peu précise. D'autres utilisent des mesures directes de flux de chaleur [24] [25] [34] [37] [99] [131] bien que leur utilisation dans le cadre de la modélisation zéro-dimensionnelle soit questionnable du fait du caractère local de ces mesures. Enfin la mesure de la pression cylindre peut être utilisée, soit en ayant recours à des calculs de dégagement de chaleur [24] [38] [134] soit via une transformation polytropique [26] [135].

Ici, le recours au dégagement de chaleur net est jugé comme le plus judicieux du fait de son caractère intégral et de la relative simplicité avec laquelle on peut l'obtenir comparé à la mesure directe de flux. Le dégagement de chaleur net est la somme du dégagement de chaleur dû à la combustion du carburant et des échanges de chaleur aux parois, comme exprimé par l'équation (76) de la partie II.3.1. Il est alors possible de l'utiliser soit :

- Directement pendant la compression : puisqu'il n'y a pas de combustion, il est égal aux flux de chaleur cédé aux parois de la chambre dans le cas où il n'y a pas de fuite à travers la segmentation,
- En l'intégrant et le retranchant à la quantité d'énergie totale cédée par la combustion du carburant : on obtient ainsi les pertes de chaleur aux parois cumulées sur l'ensemble de la partie fermée du cycle.

Concernant l'utilisation du dégagement de chaleur net pendant la compression, l'analyse de sensibilité réalisée dans la partie II.3.3 montre que celui-ci est particulièrement sensible aux erreurs de mesure sur la pression cylindre et n'est donc pas fiable. En revanche le calcul des pertes de chaleur aux parois cumulées est nettement moins sensible à ces incertitudes, ce qui

en fait un critère de calibration plus robuste. Les calibrations de modèles réalisées dans la suite de ce chapitre sont donc effectuées avec les pertes de chaleur aux parois cumulées comme objectif principal.

Afin de calibrer un modèle de transfert thermique, il est nécessaire de définir une fonction objectif, celle-ci étant minimisée au cours du processus de calibration. La méthode d'optimisation utilisée est une méthode d'optimisation multivariable locale non-linéaire (fonction *fmincon* de Matlab) où les variables sont contraintes par des bornes inférieures et supérieures afin d'éviter d'obtenir des résultats aberrants (coefficient d'échanges négatifs etc.). Comme cette méthode est locale, le processus d'optimisation est effectué avec de multiples points de départ générés grâce à un échantillonnage par hypercube latin. L'expression de la fonction objectif utilisée est donnée par l'équation (119).

$$Obj = \frac{1}{n_i} \sum_{\theta_i} \frac{\sqrt{[Q_{\text{modèle}}(\theta_i) - (Q_{\text{comb}} - Q_{\text{net}}(\theta_i))]^2}}{Q_{\text{comb}}} \quad (119)$$

Avec $\theta_i = [AOE - 20 ; AOE - 5]$ les positions angulaires du vilebrequin peu avant l'ouverture des soupapes d'échappement. La calibration est effectuée sur une plage de valeurs d'angle et non à une position angulaire unique afin d'obtenir un comportement asymptotique. La fonction objectif est donc la moyenne de l'erreur quadratique entre les pertes de chaleur cumulées fournies par le modèle et celles déterminées expérimentalement via l'équation (77). Cette erreur est ensuite divisée par la quantité totale d'énergie libérée par la combustion du carburant afin d'obtenir une erreur relative. Ceci a pour intérêt de ne pas privilégier les points de fonctionnement à forte charge aux dépens de ceux à faible charge. En effet lorsque la calibration est effectuée sur plusieurs points de fonctionnement, la somme des fonctions objectifs de chaque point est minimisée.

Bien qu'il ne soit pas judicieux de calibrer les modèles de transferts thermiques sur la course de compression uniquement, l'influence que les échanges de chaleur ont sur la température du gaz lors de celle-ci est importante. Il est donc intéressant de définir un critère afin de juger de la qualité de la modélisation des transferts thermiques lors de la compression. Pour ce faire, une température de gaz simulée est comparée à la température de gaz expérimentale au moment de l'allumage. Cette dernière est la température de gaz calculée à partir de la loi des gaz parfaits en utilisant la pression cylindre mesurée. La température de gaz simulée est déterminée à chaque pas d'angle de vilebrequin en partant de la température de gaz expérimentale à RFA. Entre chaque pas, la variation de température simulée est calculée grâce au premier principe de la thermodynamique et est donnée par l'équation (120). P_{simu} est la pression simulée, calculée à partir de la loi des gaz parfaits et de la température simulée et $\frac{dQ_{\text{modèle}}}{dt}$ est le flux de chaleur échangé avec les parois et fournit par le modèle.

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\gamma - 1}{m_{cyl} r} \left(\frac{dQ_{modèle}}{dt} - P_{simu} \frac{dV_{cyl}}{dt} \right) \quad (120)$$

La comparaison entre les températures de gaz expérimentales et simulées permet donc de savoir si un modèle sous-estime ou surestime les échanges de chaleur aux parois lors de la compression.

IV.1.2 Approches de calibration

La calibration d'un modèle zéro-dimensionnel de transferts thermiques consiste à optimiser la valeur des constantes de calibration. Il existe deux principales approches. La première implique la conservation des coefficients de calibration originaux et le recours à un coefficient multipliant le coefficient d'échange [25] [37] [38] [99] [131]. Cette approche est simple et ne modifie donc pas la forme du coefficient d'échange.

La seconde approche repose sur la modification des coefficients de façon séparée ; dans ce cas cela implique un processus de calibration différent selon le modèle concerné. En effet certains modèles, comme celui de Woschni [20] ou d'Annand [16], possèdent une constante de calibration n'agissant que lors de la combustion et de la détente tandis que d'autres, comme celui de Hohenberg [27], ont un jeu de constantes valable sur l'ensemble de la partie fermée du cycle.

Cette différence est illustrée en prenant l'exemple des modèles de Hohenberg et Woschni, dont les formulations sont rappelées respectivement par les équations (121) et (122).

$$h = C_1 V_{cyl}^{-0,06} P_{cyl}^{0,8} T_{cyl}^{-0,4} (V_P + C_2)^{0,8} \quad (121)$$

$$h = C_1 D^{-0,2} P_{cyl}^{0,8} T_{cyl}^{-0,53} \left(C_2 V_P + C_3 \frac{V_{cyl} T_1}{P_1 V_1} (P_{cyl} - P_{mot}) \right)^{0,8} \quad (122)$$

Dans le cas du modèle de Hohenberg, comme le terme de vitesse $(V_P + C_2)^{0,8}$ ne varie pas au cours du cycle moteur, différents jeux de valeurs des constantes C_1 et C_2 peuvent fournir exactement la même évolution du coefficient d'échange au cours du cycle. En revanche ce n'est pas le cas du modèle de Woschni, comme nous allons le voir à travers un exemple de calibration. L'équation (122) présente trois constantes mais seulement deux sont indépendantes et donc nécessaires lors de la calibration. Ici la valeur initialement proposée par l'auteur pour le coefficient C_1 est conservée à 110 et la calibration est réalisée sur les coefficients C_2 et C_3 .

Quatre calibrations du modèle de Woschni sont effectuées sur le point de fonctionnement numéro 1 du H5Ft. A chaque fois, la constante du terme de combustion C_3 est imposée, la constante C_2 étant automatiquement ajustée afin d'atteindre l'objectif de pertes de chaleur aux parois cumulées. Les valeurs des coefficients issues de ces calibrations sont données par le Tableau 24.

Cas	C_2	C_3
1	8,681	0,001
2	7,525	0,005
3	6,085	0,01
4	3,231	0,02

Tableau 24 : Valeurs des coefficients du modèle de Woschni dans différents cas de calibration pour le point de fonctionnement numéro 1 du H5Ft. 2000 tr/min 7 bars.

On remarque que lorsque la valeur de l'un des coefficients de calibration diminue, la valeur de l'autre augmente afin de compenser. Bien que les pertes de chaleur aux parois totales restent constantes d'un cas à l'autre, ceci affecte la répartition du flux de chaleur au cours de la partie fermée du cycle. Cet effet est illustré par la Figure 162 et la Figure 163, qui représentent respectivement l'évolution du coefficient d'échange et du flux de chaleur total lors de la partie fermée du cycle du point de fonctionnement numéro 1 pour les différents cas du Tableau 24.

Plus le coefficient C_2 est élevé, plus le coefficient d'échange et le flux de chaleur sont importants au cours de la compression. Néanmoins durant la combustion, la tendance est inversée du fait d'un terme de combustion plus faible. Cette différence se réduit lors de la détente et à partir de la deuxième moitié de celle-ci, un coefficient C_2 élevé produit un flux de chaleur plus intense. On note que la différence de coefficient d'échange est nettement plus marquée lors de la compression ; ceci est dû au fait que le coefficient d'échange est multiplié par la différence de température entre le gaz et les parois, celle-ci étant faible lors de la compression et forte dans le reste de la partie fermée du cycle.

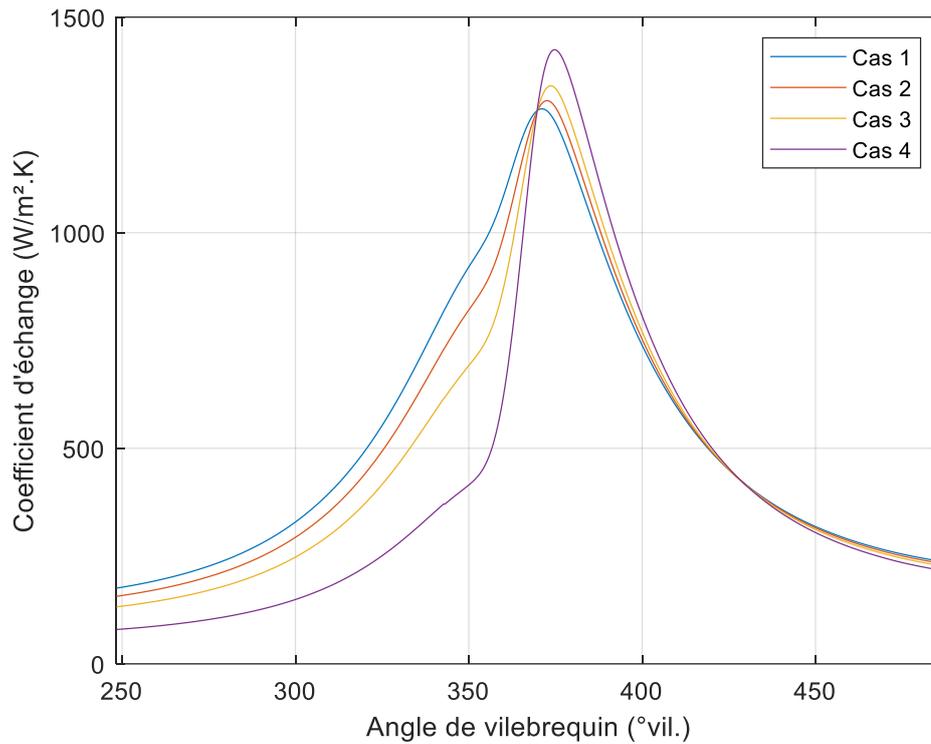


Figure 162 : Influence des coefficients de calibration du modèle de Woschni sur le coefficient d'échange dans le cas du point de fonctionnement numéro 1 du H5Ft. 2000 $tr. min^{-1}$ 7 bars.

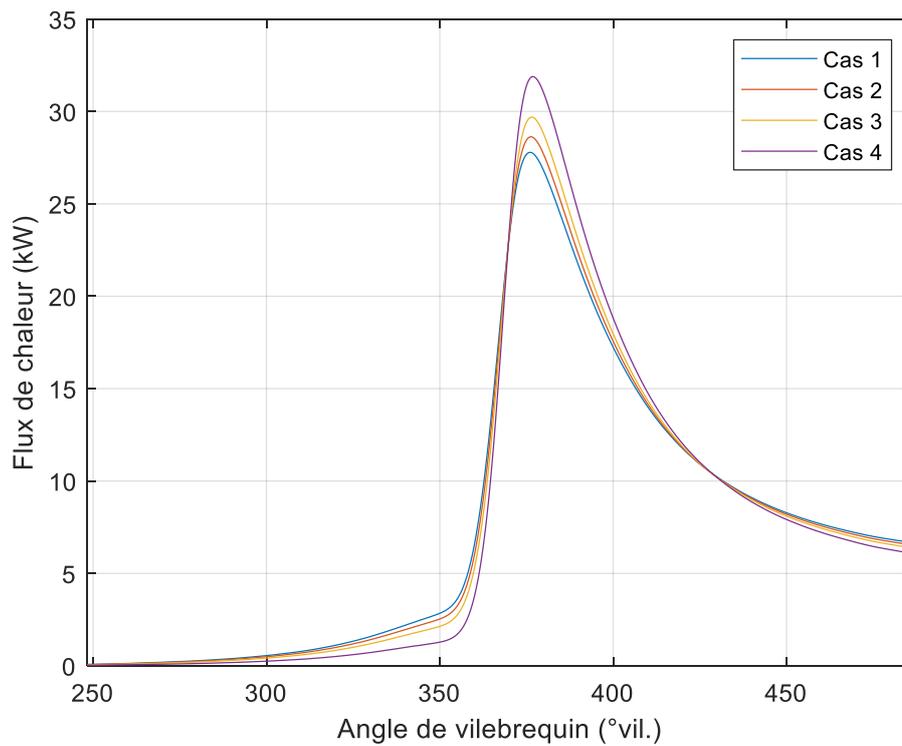


Figure 163 : Influence des coefficients de calibration du modèle de Woschni sur le flux de chaleur total dans le cas du point de fonctionnement numéro 1 du H5Ft. 2000 $tr. min^{-1}$ 7 bars.

Les modèles possédant un terme valable seulement pendant la combustion et la détente doivent donc être calibrés avec plus de soin que les modèles dont les coefficients sont valables sur l'ensemble de la partie fermée du cycle. Par exemple, certains auteurs [30] [39] [79] utilisent des mesures où le moteur est entraîné pour calibrer préalablement les coefficients utilisés sur l'ensemble du cycle dans le cas des modèles de Woschni et d'Annand. Cette approche, bien que pertinente, nécessite d'une part de réaliser des essais supplémentaires, et d'autre part fournit une constante correspondant à un échange convectif entre les parois de la chambre et de l'air pur et non avec un mélange d'air, de carburant et de produits de combustion, comme c'est le cas lorsque le moteur est allumé. Dans le cas où de telles mesures ne sont pas disponibles, la température de gaz simulée définie précédemment peut être utilisée comme objectif secondaire en plus d'être utilisée comme critère de qualité de modélisation.

IV.1.3 Prise en compte des incertitudes de mesure

Du fait de l'existence d'incertitudes sur les mesures réalisées lors des essais moteurs, il est important d'essayer de prendre celles-ci en compte lors de la calibration des modèles de transfert thermique. Comme il peut être difficile d'estimer certaines incertitudes de mesure ainsi que leur influence, seul un nombre limité est considéré ici. Ces incertitudes concernent la mesure de la consommation de carburant, de la richesse et de la pression cylindre, les valeurs associées étant données dans le Tableau 25.

Quantité mesurée	Symbole	Incertitude de mesure
Consommation de carburant	<i>Conso</i>	0,16 kg.h ⁻¹
Richesse	<i>Ri</i>	0,01
Pression cylindre	<i>P_{cyl}</i>	0,1 bar

Tableau 25 : Incertitudes de mesure prises en compte lors du processus de calibration.

Ces incertitudes influencent les pertes de chaleur aux parois cumulées ainsi que la température de gaz expérimentale dans le cadre de sa comparaison avec la température de gaz simulée. La méthodologie relative à la quantification de ces incertitudes de calcul est la suivante.

La masse de carburant injectée est calculée à partir de la consommation de carburant via l'équation (123).

$$m_{carb} = \frac{2 \cdot Conso}{4.60 \cdot N_{mot}} \quad (123)$$

Avec m_{carb} la masse de carburant injectée par cycle et par cylindre en kilogrammes, $Conso$ la consommation de carburant du moteur en kilogrammes par heure et N_{mot} le régime de rotation du moteur en tours par minute. L'incertitude sur la masse de carburant injectée Δm_{carb} peut donc être calculée par l'équation (124).

$$\Delta m_{carb} = m_{carb} \frac{\Delta Conso}{Conso} = \frac{2 \cdot \Delta Conso}{4.60 \cdot N_{mot}} \quad (124)$$

Cette incertitude varie donc avec le régime moteur. La masse d'air enfermée dans le cylindre est calculée par l'équation (125).

$$m_{air} = \frac{AFR_{st}}{Ri} m_{carb} \quad (125)$$

L'incertitude sur la masse d'air peut donc être calculée par la relation (126).

$$\Delta m_{air} = m_{air} \left(\frac{\Delta m_{carb}}{m_{carb}} + \frac{\Delta Ri}{Ri} \right) \quad (126)$$

Comme nous l'avons vu précédemment, la masse totale enfermée dans le cylindre est la somme des masses de carburant, d'air et de gaz résiduels. En négligeant l'incertitude sur cette dernière, il est possible de calculer l'incertitude sur la masse totale en utilisant l'équation (127).

$$\Delta m_{cyl} = \Delta m_{carb} + \Delta m_{air} \quad (127)$$

La température moyenne du gaz expérimentale est calculée par la loi des gaz parfaits (128).

$$T_{cyl} = \frac{P_{cyl} V_{cyl}}{m_{cyl} r} \quad (128)$$

Son incertitude peut donc être déterminée par l'équation (129) et varie au cours du cycle moteur.

$$\Delta T_{cyl} = T_{cyl} \left(\frac{\Delta m_{cyl}}{m_{cyl}} + \frac{\Delta P_{cyl}}{P_{cyl}} \right) \quad (129)$$

L'expression du dégagement de chaleur net est donnée par la relation (130).

$$\frac{dQ_{net}}{dt} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} P_{cyl} \frac{dV_{cyl}}{dt} + \frac{1}{\gamma - 1} V_{cyl} \frac{dP_{cyl}}{dt} \quad (130)$$

L'incertitude sur celui-ci est donc donnée par l'équation (131).

$$\Delta \frac{dQ_{net}}{dt} = \left| \frac{dQ_{net}}{dt} \right| \frac{\Delta P_{cyl}}{P_{cyl}} \quad (131)$$

L'incertitude sur le dégagement de chaleur net cumulé peut ainsi être déterminée en cumulant l'incertitude sur le dégagement de chaleur net (132).

$$\Delta Q_{net} = \sum_{RFA}^{RFE} \Delta \frac{dQ_{net}}{dt} . dt \quad (132)$$

La quantité totale d'énergie libérée par la combustion du carburant est calculée par l'équation (133)

$$Q_{comb} = \eta_{comb} m_{carb} PCI \quad (133)$$

L'incertitude sur celle-ci est donc donnée par l'équation (134).

$$\Delta Q_{comb} = Q_{comb} \frac{\Delta m_{carb}}{m_{carb}} \quad (134)$$

Finalement l'incertitude sur les pertes de chaleur aux parois cumulées peut être calculée par la relation (135).

$$\Delta Q_{pertes} = \Delta Q_{net} + \Delta Q_{comb} \quad (135)$$

Les deux principales incertitudes qui interviennent dans le cadre de la calibration de modèles de transferts thermiques zéro-dimensionnel sont les incertitudes sur :

- les pertes aux parois cumulées, qui constituent l'objectif principal de calibration,
- la température de gaz expérimentale utilisée soit pour évaluer un modèle, soit pour le calibrer partiellement.

Une représentation graphique de la prise en compte de ces incertitudes sur la calibration du modèle de Woschni dans le cas 3 du Tableau 24 est fournie par la Figure 164 et la Figure 165.

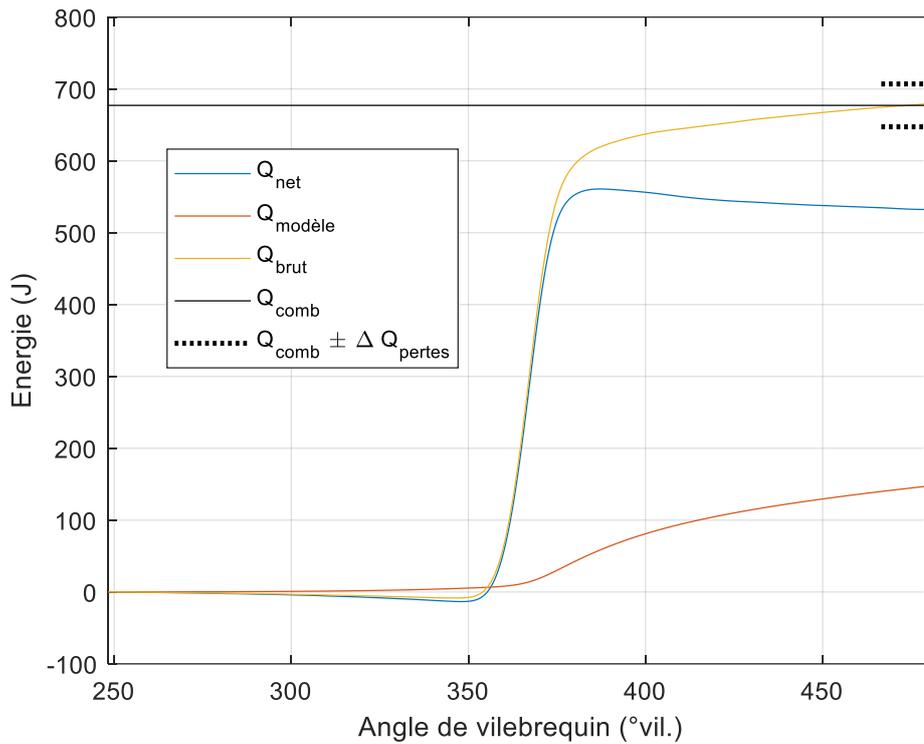


Figure 164 : Dégagements de chaleur net et brut cumulés et pertes de chaleur aux parois cumulées calculées par le modèle de Woschni avec les coefficients de calibration du cas 3 sur la partie fermée du cycle. 2000 $tr.min^{-1}$ 7 bars.

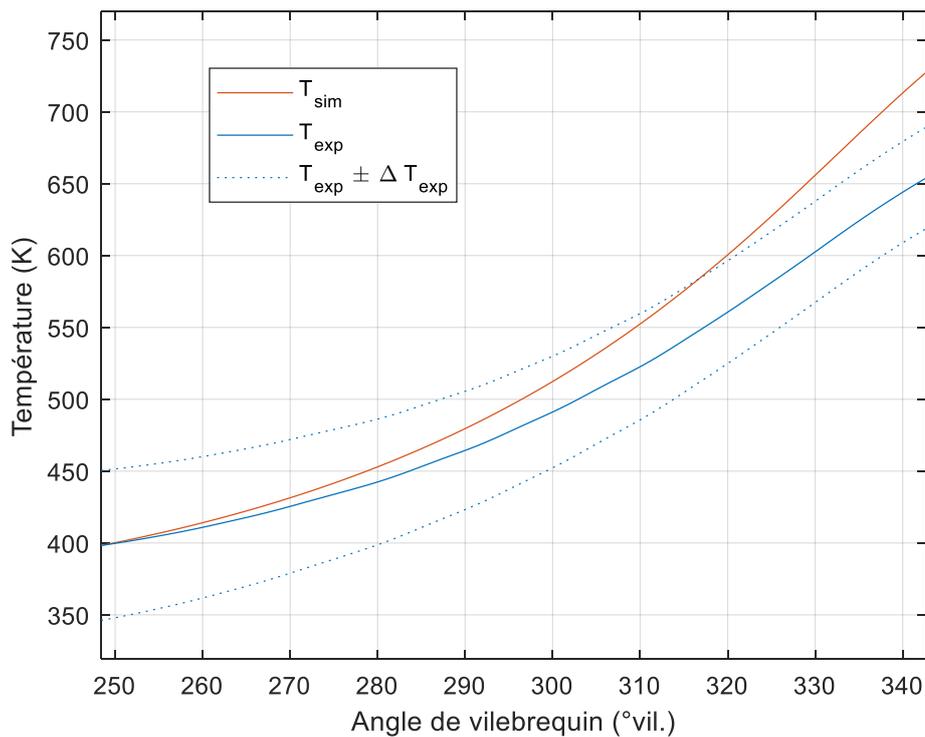


Figure 165 : Températures moyennes du gaz expérimentale et simulée par l'utilisation du modèle de Woschni avec les coefficients de calibration du cas 3 pendant la compression. 2000 $tr.min^{-1}$ 7 bars.

La Figure 164 présente les évolutions des pertes de chaleur aux parois cumulées calculées par le modèle $Q_{modèle}$ et des dégagements de chaleur cumulés net Q_{net} et brut Q_{brut} sur la partie fermée du cycle. Le dégagement de chaleur brut est le dégagement de chaleur dû à la combustion du carburant. Il est calculé en faisant la somme du dégagement de chaleur net cumulé et des pertes de chaleur aux parois cumulées. Afin de satisfaire l'objectif de calibration, ce dégagement de chaleur brut cumulé doit être égal à la quantité totale d'énergie dégagée par la combustion du carburant Q_{comb} à la fin de la partie fermée du cycle, à l'incertitude $\Delta Q_{pertés}$ près. On remarque que le dégagement de chaleur brut cumulé est négatif durant la course de compression, ce qui est a priori aberrant puisque celui-ci ne peut être que positif ou nul. Ceci est en fait la conséquence de pertes de chaleur aux parois insuffisantes pendant la compression. Ce résultat est visible sur la Figure 165, où sont comparées les températures moyennes du gaz expérimentales et simulées. En effet la température moyenne du gaz simulée en fin de compression est surestimée, puisque qu'elle est supérieure à la somme de la température expérimentale et de son incertitude, car le gaz ne cède pas assez de chaleur aux parois.

IV.2 Modélisation des transferts thermiques au cours du cycle moteur

Comme nous venons de le voir, la calibration des modèles de transferts thermiques zéro-dimensionnels ne se résume pas simplement à ajuster les coefficients de calibration afin de retrouver les pertes de chaleur aux parois cumulées issues du calcul de dégagement de chaleur. En effet lors de la calibration d'un point de fonctionnement unique, il est aisé d'atteindre cet objectif et différentes formes de coefficients d'échange le permettent. Néanmoins la forme du modèle détermine l'importance des échanges de chaleur sur les différentes phases de la partie fermée du cycle, notamment durant la compression, ce qui influence la température du gaz au moment de l'allumage par la bougie.

Dans cette partie différents modèles de transferts thermiques zéro-dimensionnels vont être comparés lorsqu'ils sont calibrés sur des points de fonctionnements uniques, en se focalisant sur leur comportement au cours du cycle, en particulier lors de la compression.

IV.2.1 Choix des modèles

Parmi les modèles présentés dans le Chapitre I, il a été jugé pertinent d'écarter les modèles comportant une partie radiative. En effet contrairement aux moteurs Diesel, la part de transfert thermique par rayonnement est faible au sein des moteurs à allumage commandé [20] [27]. D'autre part, l'utilisation d'un terme radiatif simple basé sur la température moyenne du gaz et valable sur l'ensemble de la détente apparaît simpliste au vu de la

complexité des phénomènes mis en jeu, en particulier le rayonnement des suies produites lors de la combustion du spray. Bien que l'approche phénoménologique de Schubert et al. [31] soit plus satisfaisante de ce point de vue, leur modèle et les sous-modèles associés sont particulièrement compliqués à implémenter et à calibrer. Il apparaît que c'est aussi le cas des autres modèles phénoménologique tels que ceux d'Irimescu et al. [30] et de Bargende [33], ceux-ci nécessitant un sous-modèle de combustion et d'énergie cinétique turbulente, cette complexité expliquant la faible utilisation de ces modèles dans la littérature. Dans le cadre du travail de thèse, de tels sous-modèles n'étant pas disponibles, il été choisi d'écarter ces modèles phénoménologiques.

Cette question de complexité des sous-modèles affecte dans une moindre mesure les modèles de Woschni adaptés pour la prise en compte du *swirl* [21] et du *tumble* [23]. Bien que l'ajout d'un terme supplémentaire permettant de mieux caractériser l'écoulement au sein de la chambre de combustion soit pertinent, il n'est en réalité pas aisé de quantifier cette influence. Comme pour les modèles phénoménologiques, ces variantes du modèle de Woschni sont écartées en raison de l'absence de données permettant de modéliser correctement le *swirl* et le *tumble*.

Les modèles de Woschni [20], Chang et al. [24], Hohenberg [27] et Han et al. [28] sont retenus du fait de leur facilité d'utilisation et de leur popularité. Enfin concernant les modèles empiriques, seul le modèle d'Eichelberg [12] est conservé du fait de la simplicité de sa formulation. Les expressions des coefficients d'échange associés à ces cinq modèles sont rappelées dans le Tableau 26.

Auteur(s)	Coefficient d'échange
Eichelberg [12]	$h = C_1 V_p^{1/3} P_{cyl}^{1/2} T_{cyl}^{1/2}$
Woschni [20]	$h = C_1 D^{-0,2} P_{cyl}^{0,8} T_{cyl}^{-0,53} v^{0,8}$ <p>Avec $v = C_2 V_p + C_3 \frac{V_{cyl} T_1}{P_1 V_1} (P_{cyl} - P_{mot})$</p>
Chang et al. [24]	$h = C_1 L(t)^{-0,2} P_{cyl}^{0,8} T_{cyl}^{-0,73} v^{0,8}$ <p>avec $v = C_2 V_p + C_3 \frac{V_{cyl} T_1}{6 P_1 V_1} (P_{cyl} - P_{mot})$</p>
Hohenberg [27]	$h = C_1 V_{cyl}^{-0,06} P_{cyl}^{0,8} T_{cyl}^{-0,4} (V_p + C_2)^{0,8}$
Han et al. [28]	$h = C_1 D^{-0,25} P^{0,75} T^{-0,465} v^{0,75}$ <p>Avec $v = C_2 V_p + C_3 \left(1,35 P_{cyl} \frac{dV_{cyl}}{dt} + V_{cyl} \frac{dP_{cyl}}{dt} \right)$</p>

Tableau 26 : Modèles zéro-dimensionnels retenus à des fins de comparaison.

Dans le cas du modèle de Woschni, la pression cylindre que l'on aurait en moteur entraîné P_{mot} , utilisée dans le terme de vitesse de gaz, est modélisée par une transformation polytropique à coefficient constant déterminé par l'analyse de la pression cylindre lors de la compression. Pour le modèle de Han et al., le dégagement de chaleur net utilisé dans le terme de vitesse de gaz est calculé avec un rapport des chaleurs spécifiques variable tel que présenté dans la partie II.3 au lieu d'utiliser la valeur fixe de 1,35.

IV.2.2 Comparaison de la forme des modèles par calibration simple

Dans un premier temps une calibration simple est réalisée, c'est-à-dire en conservant les valeurs originales des coefficients de calibration et en utilisant un coefficient multiplicatif afin de retrouver les pertes de chaleur aux parois cumulées expérimentales. Les modèles du Tableau 26 sont calibrés sur les points de fonctionnement 1 à 4 du H5Ft et les coefficients d'échange ainsi que les flux de chaleur associées sont présentés respectivement par la Figure 166, la Figure 167, la Figure 168 et la Figure 169.

On remarque tout d'abord que les différents modèles présentent des comportements similaires pour les quatre points de fonctionnement. Comme nous l'avons vu précédemment, les différences de coefficients d'échange pendant la compression sont bien plus marquées que celles de flux de chaleur total du fait de l'influence de la différence de température entre le gaz et les parois.

Lors de la compression, les modèles d'Eichelberg et de Chang et al. produisent respectivement les valeurs de coefficient d'échange les plus basses et les plus hautes. Dans le cas du modèle d'Eichelberg, ceci est dû à un exposant de température de gaz positif, tandis que les autres modèles possèdent un exposant négatif. En effet comme la température augmente considérablement pendant la combustion et que le processus de calibration implique de retrouver les pertes de chaleur cumulées, le flux de chaleur est particulièrement faible durant la compression et fort le reste de la partie fermée du cycle. Le modèle de Chang et al. quant à lui possède un exposant de température plus faible que ceux des autres modèles, ce qui produit l'effet inverse à celui observé avec le modèle d'Eichelberg. De plus, comme le terme de combustion est six fois plus faible que dans le cas du modèle de Woschni, la course de compression se trouve d'autant plus favorisée, comme illustré précédemment par les différents cas de calibration présentés dans la partie IV.1.2.

Les modèles de Hohenberg, Woschni et Han et al. fournissent des valeurs de coefficient d'échange et de flux de chaleur similaires, notamment à haut régime, bien que celles du modèle de Woschni soient plus faibles durant la compression pour les points de fonctionnement à bas régime. Au début de la compression et en fin de détente, le modèle de Han et al. produit un coefficient d'échange légèrement plus important.

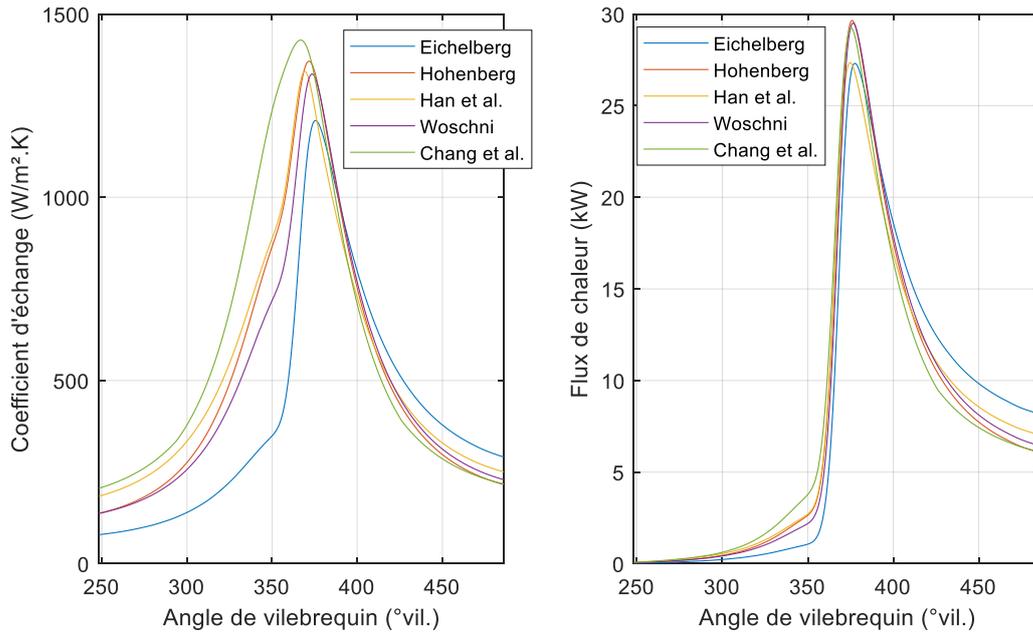


Figure 166 : Evolution du coefficient d'échange (à gauche) et du flux de chaleur total (à droite) pour les modèles du Tableau 26 dans le cas du point de fonctionnement 1 du H5Ft. $2000 \text{ tr. min}^{-1}$ 7 bars.

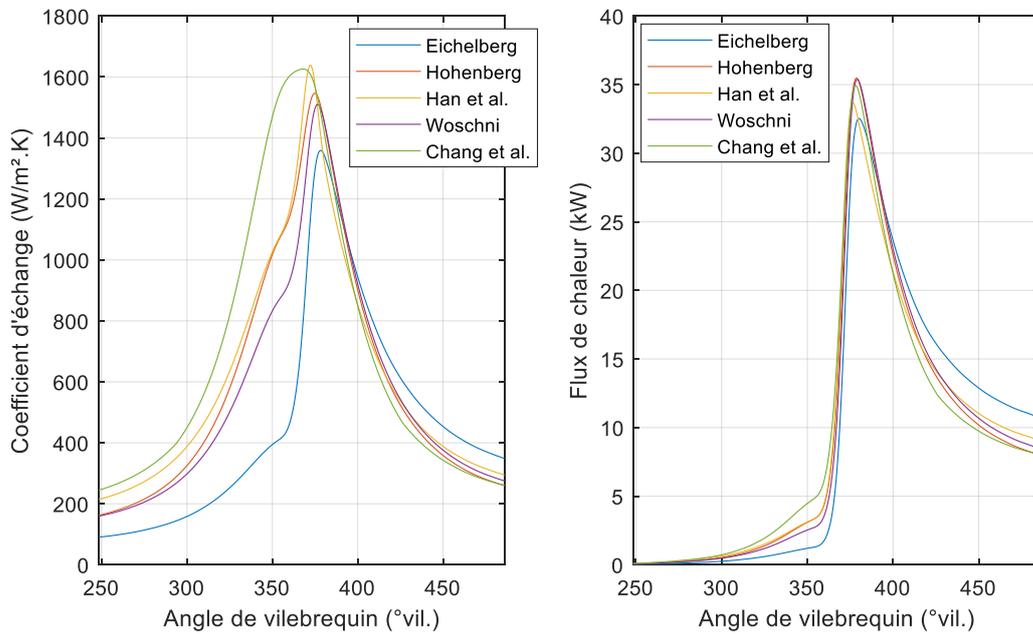


Figure 167 : Evolution du coefficient d'échange (à gauche) et du flux de chaleur total (à droite) pour les modèles du Tableau 26 dans le cas du point de fonctionnement 2 du H5Ft. $2000 \text{ tr. min}^{-1}$ 13 bars.

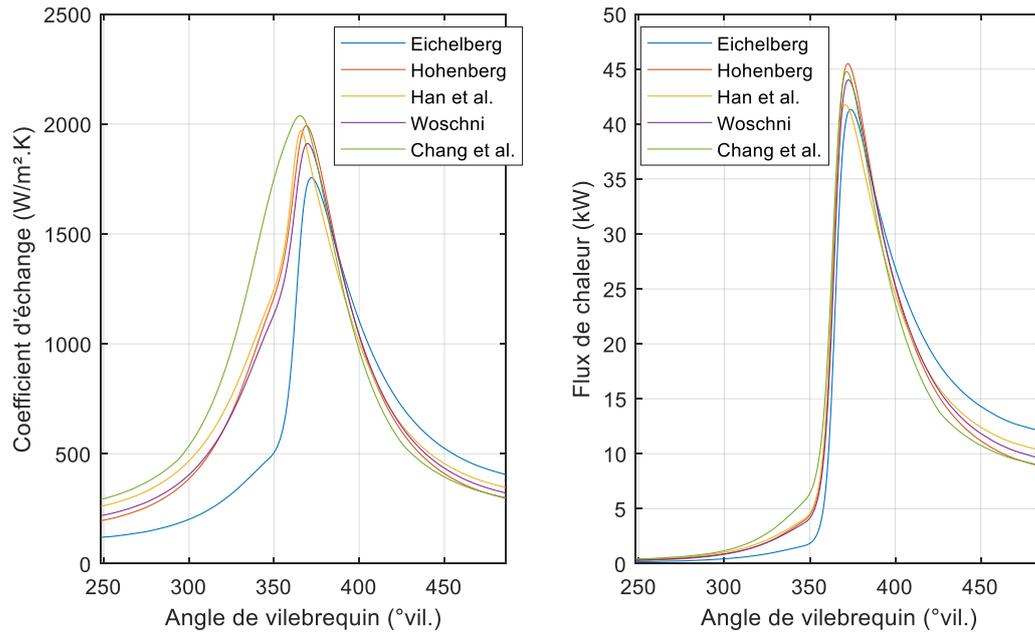


Figure 168 : Evolution du coefficient d'échange (à gauche) et du flux de chaleur total (à droite) pour les modèles du Tableau 26 dans le cas du point de fonctionnement 3 du H5Ft. $4000 \text{ tr. min}^{-1}$ 7 bars.

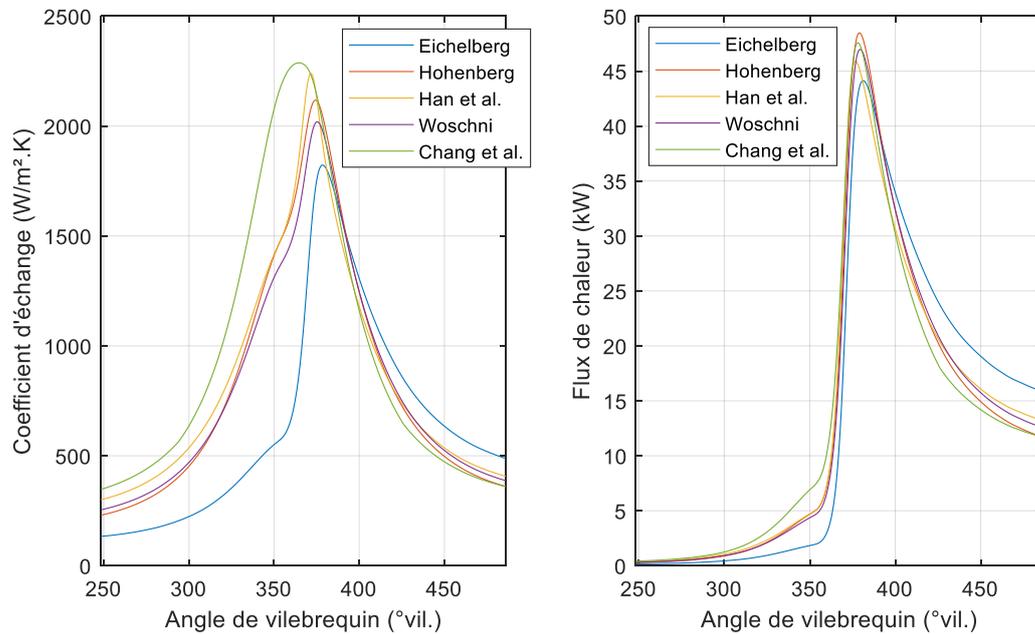


Figure 169 : Evolution du coefficient d'échange (à gauche) et du flux de chaleur total (à droite) pour les modèles du Tableau 26 dans le cas du point de fonctionnement 4 du H5Ft. $4000 \text{ tr. min}^{-1}$ 13 bars.

Comme nous l'avons vu précédemment, il est possible de quantifier l'influence du choix du modèle sur le transfert de chaleur aux parois lors de la compression en comparant la température moyenne du gaz expérimentale à la température moyenne simulée. Pour les quatre points de fonctionnement du H5Ft, le Tableau 27 rassemble les températures en fin de compression :

- expérimentales et leurs incertitudes,
- simulées dans le cas adiabatique,
- simulées par les différents modèles du Tableau 26.

Température en fin de compression (K)	2000 tr/min 7 bars	2000 tr/min 13 bars	4000 tr/min 7 bars	4000 tr/min 13 bars
Adiabatique	749	796	808	856
Expérimentale	654 ± 35	685 ± 25	681 ± 23	709 ± 17
Simulée Eichelberg	715	761	779	824
Simulée Woschni	704	751	770	815
Simulée Chang et al.	691	739	762	807
Simulée Hohenberg	701	748	770	815
Simulée Han et al.	697	746	767	813

Tableau 27 : Températures moyennes du gaz en fin de compression pour le cas adiabatique, expérimental et simulé avec les modèles du Tableau 26 pour les quatre points de fonctionnement du H5Ft.

On constate tout d'abord que l'écart entre la température expérimentale et la température simulée dans le cas adiabatique augmente avec le régime moteur et la charge, ce qui peut s'expliquer par l'intensification du transfert de chaleur aux parois. En revanche, l'incertitude sur la température expérimentale diminue avec le régime moteur et la charge du fait d'un débit de carburant plus important et d'une incertitude sur celui-ci constante.

Concernant les températures de gaz simulées par les différents modèles, celles-ci sont de manière générale plus proches des températures adiabatiques que des températures expérimentales, sauf pour le point de fonctionnement numéro 1 où elles sont entre les deux.

On remarque que plus le régime et la charge augmentent, plus les températures simulées sont proches de la température adiabatique. En outre, les différences de températures entre le meilleur modèle, celui de Chang et al., et le plus mauvais, celui d'Eichelberg, sont faibles au regard de l'écart avec les températures expérimentales. Néanmoins on peut noter que les températures simulées sont en accord avec le comportement des flux de chaleur présentés dans les figures précédentes.

Les modèles de Woschni, Han et al. et Chang et al. ont recours à un terme de vitesse de gaz valable uniquement après l'allumage de la bougie. Comme nous l'avons vu précédemment, plus ce terme est élevé, moins le transfert de chaleur est intense durant la compression. Il peut donc être intéressant de comparer ces modèles avec leurs versions réduites, c'est-à-dire sans terme de combustion ($C_3 = 0$). La Figure 170, la Figure 171, la Figure 172 et la Figure 173 présentent les coefficients d'échange et les flux de chaleur associés pour les quatre points de fonctionnement du H5Ft.

On remarque tout d'abord que le comportement des modèles est similaire pour les quatre points de fonctionnement. Les versions réduites des modèles de Woschni et Han et al. présentent une valeur maximale plus basse que leurs versions originales tandis que cette tendance est inversée pour le modèle de Chang et al.. En dehors du pic de combustion, la réduction des modèles n'a que peu d'influence, excepté pour le modèle de Woschni lors de la compression. Sa version réduite produit en effet un coefficient d'échange sensiblement plus élevé, notamment sur les points à bas régime.

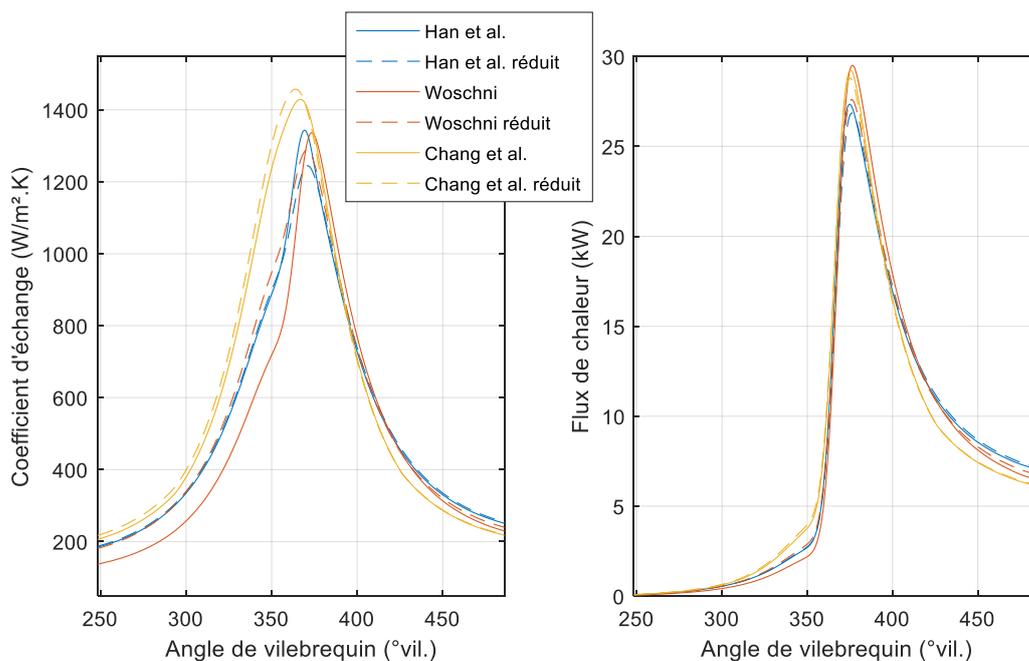


Figure 170 : Evolution du coefficient d'échange (à gauche) et du flux de chaleur total (à droite) pour les modèles de Han et al., Woschni et Chang et al. et leurs versions réduites dans le cas du point de fonctionnement 1 du H5Ft. $2000 \text{ tr. min}^{-1}$ 7 bars.

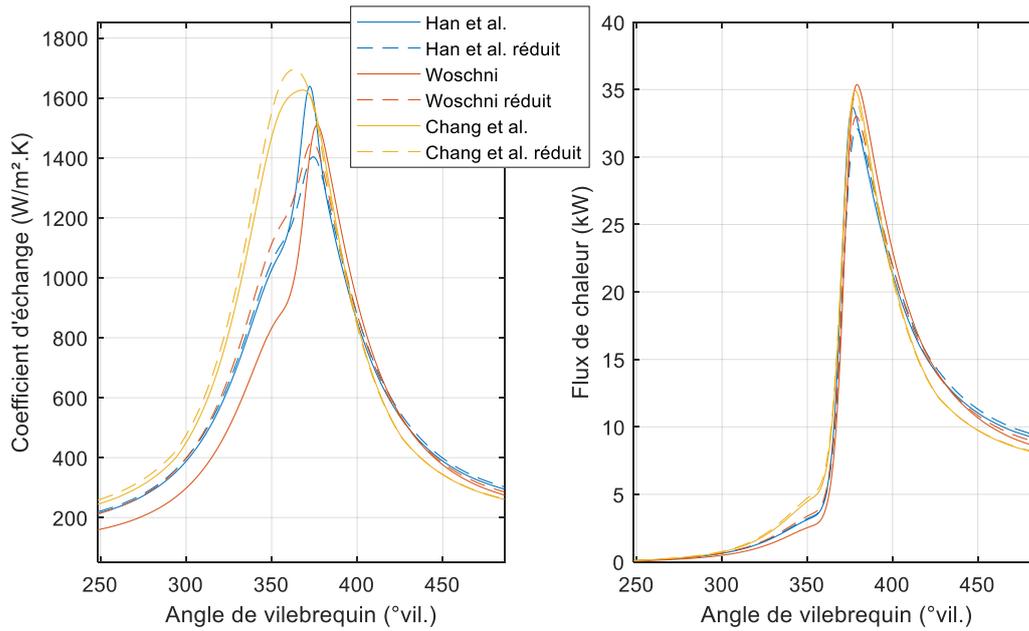


Figure 171 : Evolution du coefficient d'échange (à gauche) et du flux de chaleur total (à droite) pour les modèles de Han et al., Woschni et Chang et al. et leurs versions réduites dans le cas du point de fonctionnement 2 du H5Ft. 2000 $tr. min^{-1}$ 13 bars.

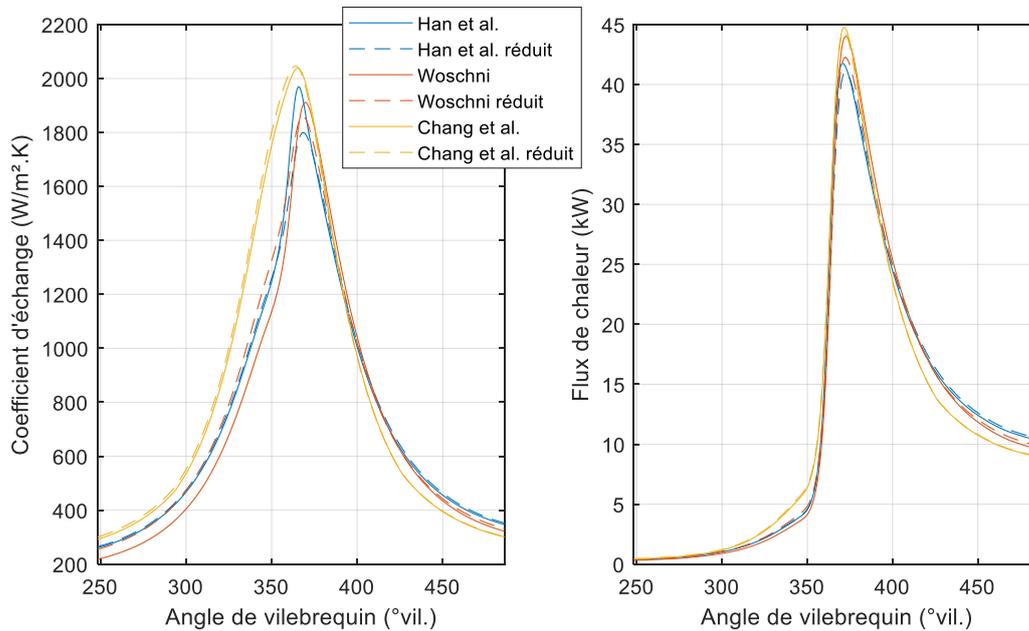


Figure 172 : Evolution du coefficient d'échange (à gauche) et du flux de chaleur total (à droite) pour les modèles de Han et al., Woschni et Chang et al. et leurs versions réduites dans le cas du point de fonctionnement 3 du H5Ft. 4000 $tr. min^{-1}$ 7 bars.

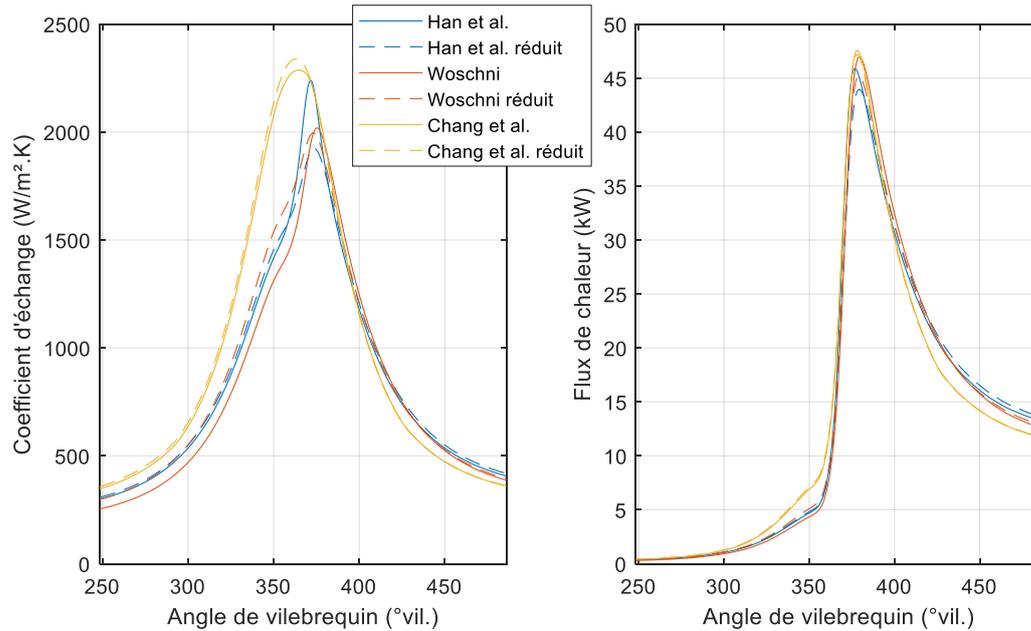


Figure 173 : Evolution du coefficient d'échange (à gauche) et du flux de chaleur total (à droite) pour les modèles de Han et al., Woschni et Chang et al. et leurs versions réduites dans le cas du point de fonctionnement 4 du H5Ft. 4000 $tr. min^{-1}$ 13 bars.

Les températures de gaz en fin de compression simulées par les modèles de Woschni, Han et al., Chang et al. et leurs versions réduites sont présentées dans le Tableau 28.

Comme précédemment, on constate qu'excepté pour le point de fonctionnement numéro 1 les températures de gaz simulées sont plus proches du cas adiabatique que de la température expérimentale. Même dans le cas du modèle de Woschni, où la différence de coefficient d'échange entre la version originale et la version réduite est prononcée, la diminution de la température de gaz simulée est faible.

Ce résultat étant surprenant, nous allons nous pencher davantage sur le transfert de chaleur lors de la compression.

Température en fin de compression (K)	2000 tr/min 7 bars	2000 tr/min 13 bars	4000 tr/min 7 bars	4000 tr/min 13 bars
Adiabatique	749	796	808	856
Expérimentale	654 ± 35	686 ± 25	681 ± 23	709 ± 17
Simulée Han et al.	697	746	767	813
Simulée Han et al. réduit	696	745	766	812
Simulée Woschni	704	751	770	815
Simulée Woschni réduit	696	745	766	812
Simulée Chang et al.	691	739	762	807
Simulée Chang et al. réduit	689	737	761	806

Tableau 28 : Températures moyennes du gaz en fin de compression pour le cas adiabatique, expérimental et simulé avec les modèles de Han et al., Woschni et Chang et al. et leurs versions réduites pour les quatre points de fonctionnement du H5Ft.

IV.2.3 Transfert de chaleur et température de gaz durant la compression

Parmi les modèles comparés précédemment, le modèle de Chang et al. réduit produit les températures de gaz simulées les plus proches de celles calculées expérimentalement, bien que cela ne soit pas suffisant. Une modification du modèle de Woschni a donc été testée afin d'intensifier le transfert de chaleur lors de la compression.

Afin de conserver une démarche physique, les exposants de température, de pression et de vitesse sont inchangés tandis que le terme de vitesse est modifié. L'expression du coefficient d'échange est donnée par l'équation (136).

$$h = C_1 D^{-0,2} P_{cyl}^{0,8} T_{cyl}^{-0,53} v(\alpha)^{0,8} \quad (136)$$

Une approche similaire à celle qu'Olmeda et al. [26] ont utilisée afin de prendre en compte l'influence du *tumble* est employée. La vitesse moyenne du gaz $v(\alpha)$, maximale à la fermeture des soupapes d'admission, diminue au cours de la compression jusqu'à une valeur minimum, définie par la vitesse moyenne du piston.

La vitesse initiale du gaz est considérée comme égale à la vitesse moyenne avec laquelle le gaz traverse les soupapes lors de la course d'admission, telle qu'utilisée par Sharief et al. [130] dans leur modèle de transfert thermique. L'expression de la vitesse moyenne aux soupapes V_s est donnée par l'équation (137).

$$V_s = V_p \frac{S_p}{S_s} \quad (137)$$

Avec S_p la surface du piston et S_s la surface effective des soupapes d'admission. La fonction de dissipation de la vitesse proposée par Olmeda et al. est utilisée et son expression est rappelée par l'équation (138).

$$f_w(\alpha) = e^{a \left(\frac{\alpha - \alpha_0}{\alpha_f - \alpha_0} \right)^m} \quad (138)$$

Afin d'obtenir une dissipation complète de l'énergie cinétique acquise lors de l'admission peu après le PMH, les constantes de la fonction de dissipation ont les valeurs suivantes :

- $a = -3$
- $\alpha_0 = RFA$
- $\alpha_f = 380$
- $m = 2$

L'expression de la vitesse moyenne du gaz est donc donnée par l'équation (139).

$$v(\alpha) = V_p + (V_s - V_p) e^{-3 \left(\frac{\alpha - RFA}{380 - RFA} \right)^2} \quad (139)$$

L'évolution de cette vitesse lors de la partie fermée du cycle est illustrée sur la Figure 174 pour deux régimes de rotation du moteur, 2000 et 4000 tours par minute. On remarque que cette évolution est similaire à l'évolution de vitesse du gaz en moteur entraîné utilisée par Irimescu et al. [30] dans leur modèle phénoménologique.

Le coefficient d'échange obtenu par la combinaison des équations (136) et (139) est comparé au coefficient d'échange calculé par le modèle de Chang et al. réduit sur le point de fonctionnement numéro 1 du H5Ft.

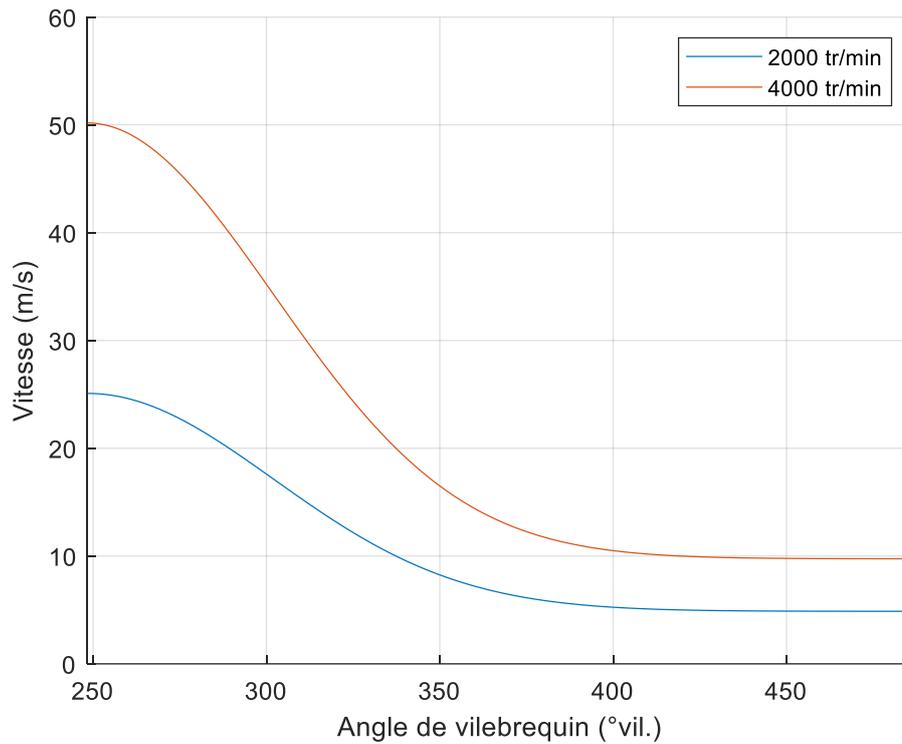


Figure 174 : Evolution de la vitesse moyenne du gaz calculée par une approche de dissipation simple similaire à celle d'Olmeda et al. [26] dans le cas de deux régimes de rotation du moteur.

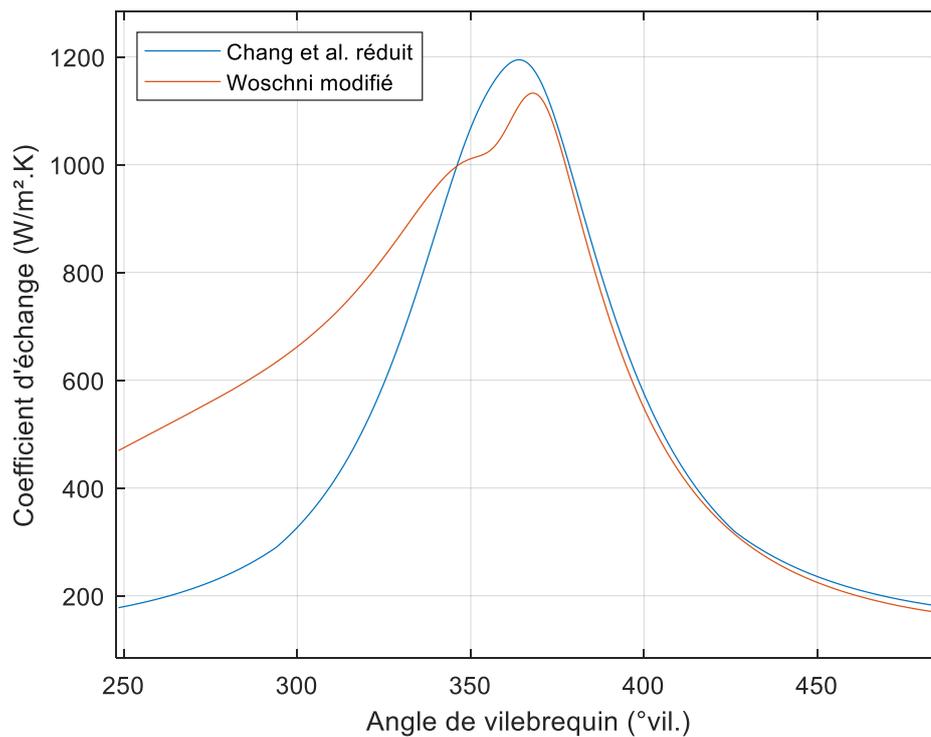


Figure 175 : Comparaison entre le coefficient d'échange calculé par le modèle de Chang et al. réduit et celui calculé par le modèle de Woschni modifié. 2000 tr. min⁻¹ 7 bars.

Du fait d'un terme de vitesse fort durant la course de compression puis relativement faible dans le reste de la partie fermée du cycle, le coefficient d'échange du modèle de Woschni modifié est nettement plus élevé que celui du modèle de Chang et al. lors de la compression.

Les températures moyennes de gaz simulées par le modèle de Woschni modifié pour les quatre points de fonctionnement du H5Ft sont données dans le Tableau 29. On remarque que la température simulée du point de fonctionnement numéro 1 est satisfaisante puisque proche de la température expérimentale. Néanmoins lorsque le régime et la charge augmentent l'écart entre ces deux températures s'accroît. Dans le cas du point de fonctionnement numéro 4, la température simulée est plus proche de la température adiabatique que de la température expérimentale.

Température en fin de compression (K)	2000 tr/min 7 bars	2000 tr/min 13 bars	4000 tr/min 7 bars	4000 tr/min 13 bars
Adiabatique	749	796	808	856
Expérimentale	654 ± 35	686 ± 25	681 ± 23	709 ± 17
Simulée Woschni modifié	663	718	739	790

Tableau 29 : Températures moyennes du gaz en fin de compression pour le cas adiabatique, expérimental et simulé avec le modèle de Woschni modifié pour les quatre points de fonctionnement du H5Ft.

Malgré la forte augmentation de la valeur du coefficient d'échange durant la compression, le transfert de chaleur reste insuffisant à haute régime et forte charge, ce qui conduit à une surestimation de la température moyenne du gaz en fin de compression.

Bien qu'il ne soit pas judicieux d'avoir recours aux mesures de flux de chaleur réalisées sur le banc monocylindre afin de calibrer un modèle de transfert thermique zéro-dimensionnel du fait du caractère local de ce type de mesure, il est possible de les utiliser à des fins de comparaison, en particulier durant la compression. En effet comme la combustion n'a pas débuté, la stratification du gaz en température est modérée et le transfert de chaleur est relativement uniforme sur la surface de la chambre de combustion.

Les modèles de Woschni, Chang et al. réduit et Woschni modifié sont comparés aux mesures de flux de chaleur effectuées lors du balayage d'avance sur le banc monocylindre. La Figure 176, la Figure 177 et la Figure 178 présentent les comparaisons mesures / modèles pour le point de fonctionnement 3000 tr/min et 15% papillon, la Figure 179, la Figure 180 et la Figure 181 présentent celles pour le point de fonctionnement 4000 tr/min et 15% papillon et la Figure 182, la Figure 183 et la Figure 184 présentent celles pour le point de fonctionnement 5000

tr/min et 25% papillon. Comme les mesures présentées ici sont locales, les densités de flux de chaleur une fois la combustion démarrée ne seront pas comparées à celles calculées par les modèles. Nous nous focaliserons donc sur le transfert de chaleur durant la compression.

Pour les trois points de fonctionnement, on remarque que le modèle de Woschni sous-estime le flux de chaleur pendant la compression. Cette sous-estimation est plus prononcée lorsque le régime est faible, ce qui peut être dû à un allumage plus tardif. Le modèle de Chang et al. quant à lui fournit d'excellentes valeurs de densité de flux de chaleur dans le cas du point de fonctionnement à 3000 tr/min mais il sous-estime légèrement le transfert de chaleur pour les points à 4000 et 5000 tr/min. Enfin le modèle de Woschni modifié surestime largement le flux de chaleur dans le cas du point à 3000 tr/min mais fournit de bonnes valeurs de densité de flux de chaleur pour les points à 4000 et 5000 tr/min.

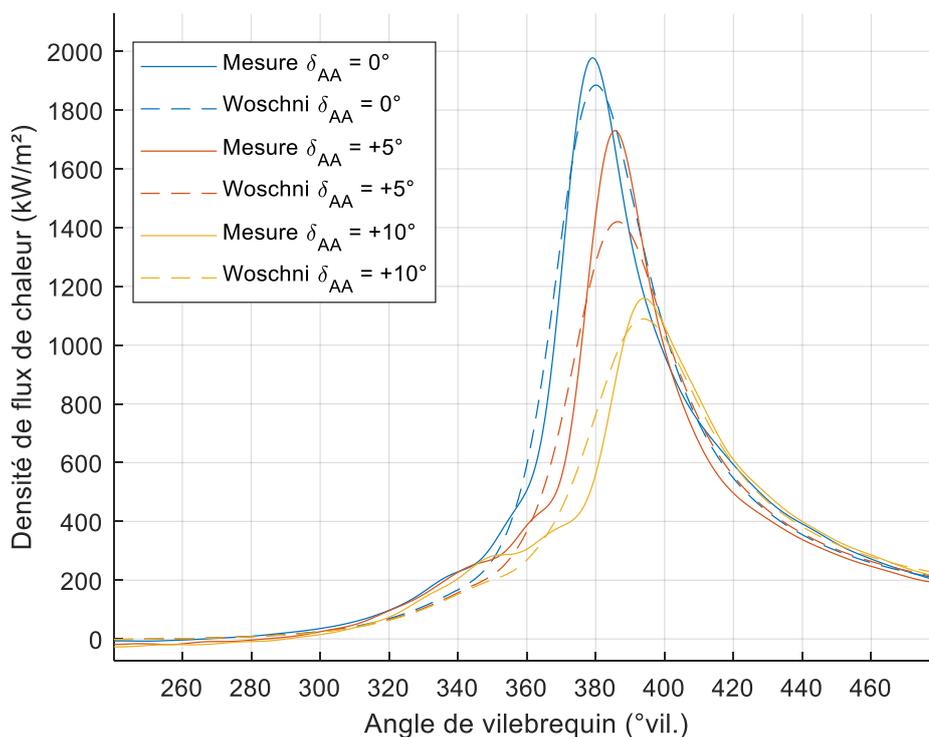


Figure 176 : Comparaison entre les densités de flux de chaleur issues des mesures de flux de chaleur et du modèle de Woschni. Balayage d'avance à l'allumage $3000 \text{ tr. min}^{-1}$ et papillon 15%.

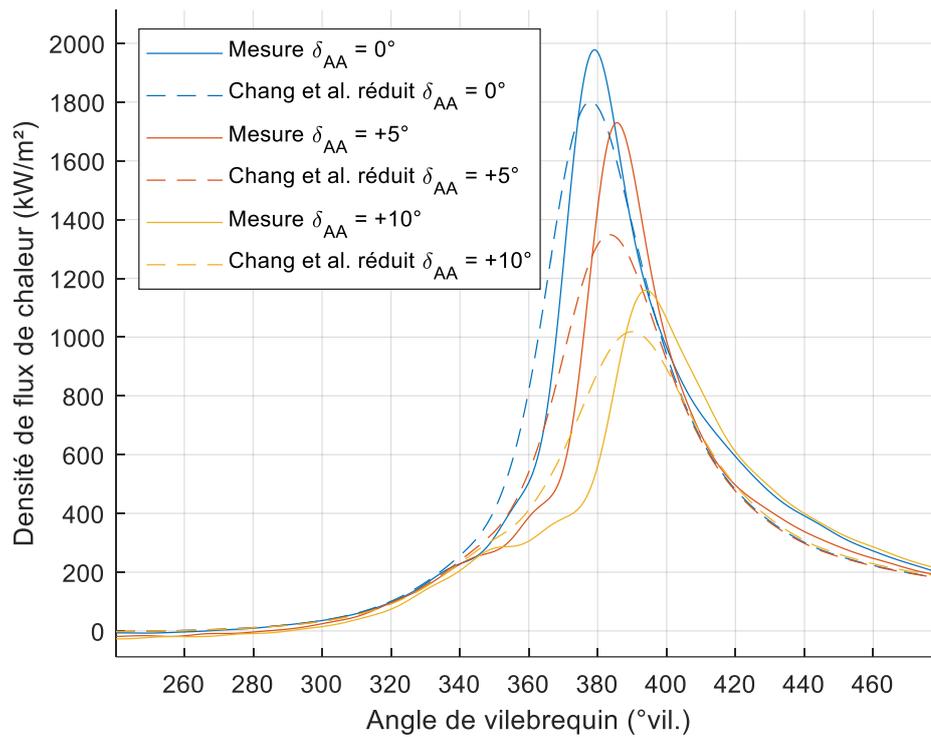


Figure 177 : Comparaison entre les densités de flux de chaleur issues des mesures de flux de chaleur et du modèle de Chang et al. réduit. Balayage d'avance à l'allumage $3000 \text{ tr. min}^{-1}$ et papillon 15%.

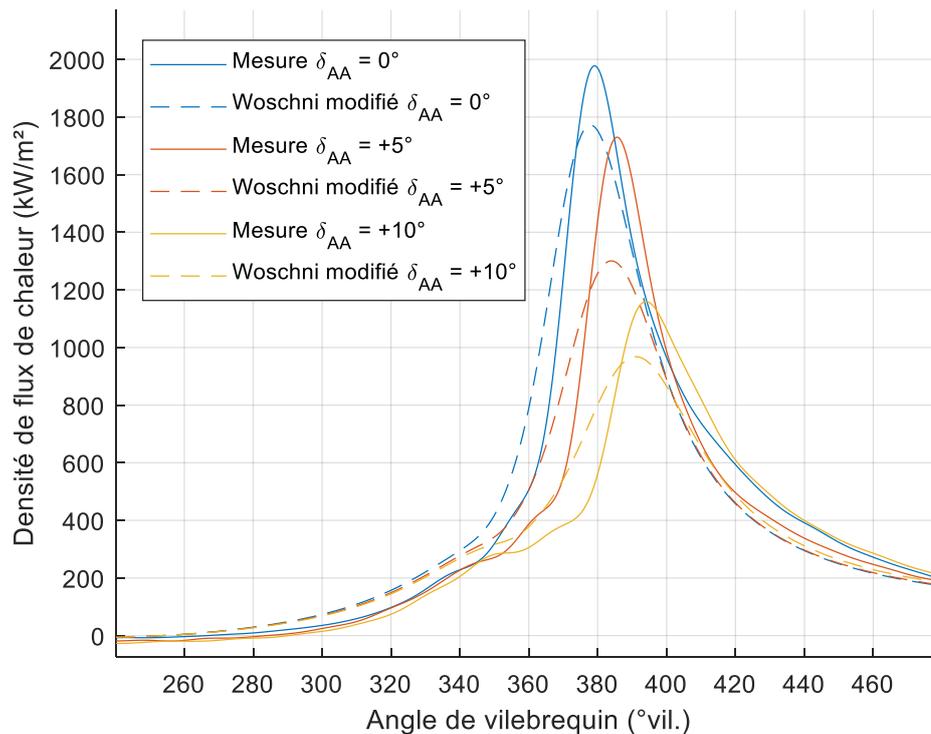


Figure 178 : Comparaison entre les densités de flux de chaleur issues des mesures de flux de chaleur et du modèle de Voschni modifié. Balayage d'avance à l'allumage $3000 \text{ tr. min}^{-1}$ et papillon 15%.

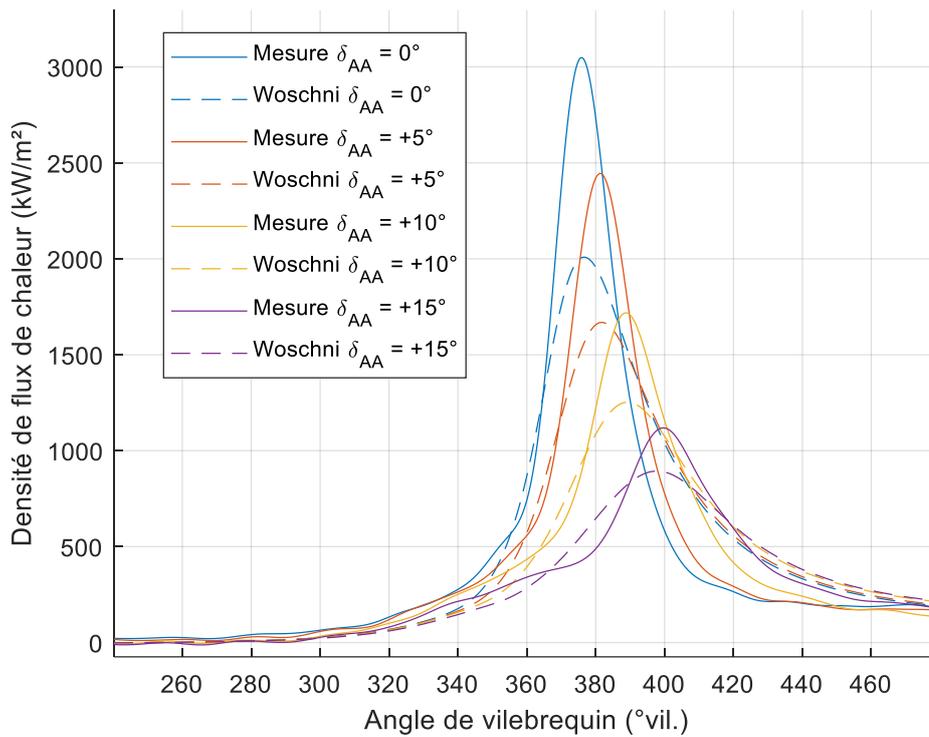


Figure 179 : Comparaison entre les densités de flux de chaleur issues des mesures de flux de chaleur et du modèle de Woschni. Balayage d'avance à l'allumage $4000 \text{ tr. min}^{-1}$ et papillon 15%.

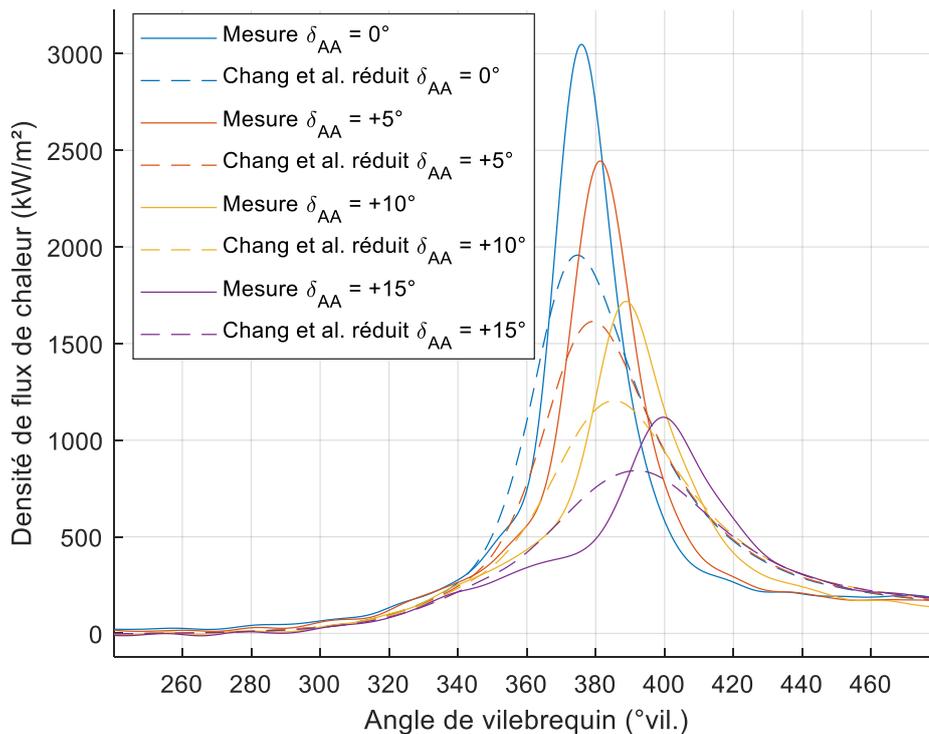


Figure 180 : Comparaison entre les densités de flux de chaleur issues des mesures de flux de chaleur et du modèle de Chang et al. réduit. Balayage d'avance à l'allumage $4000 \text{ tr. min}^{-1}$ et papillon 15%.

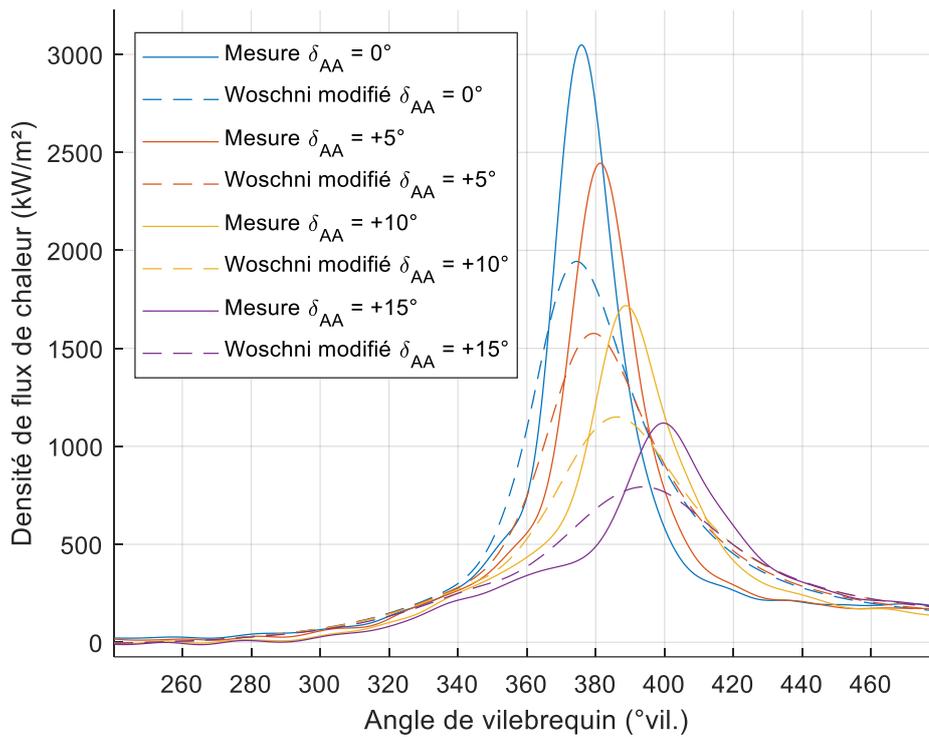


Figure 181 : Comparaison entre les densités de flux de chaleur issues des mesures de flux de chaleur et du modèle de Woschni modifié. Balayage d’avance à l’allumage $4000 \text{ tr. min}^{-1}$ et papillon 15%.

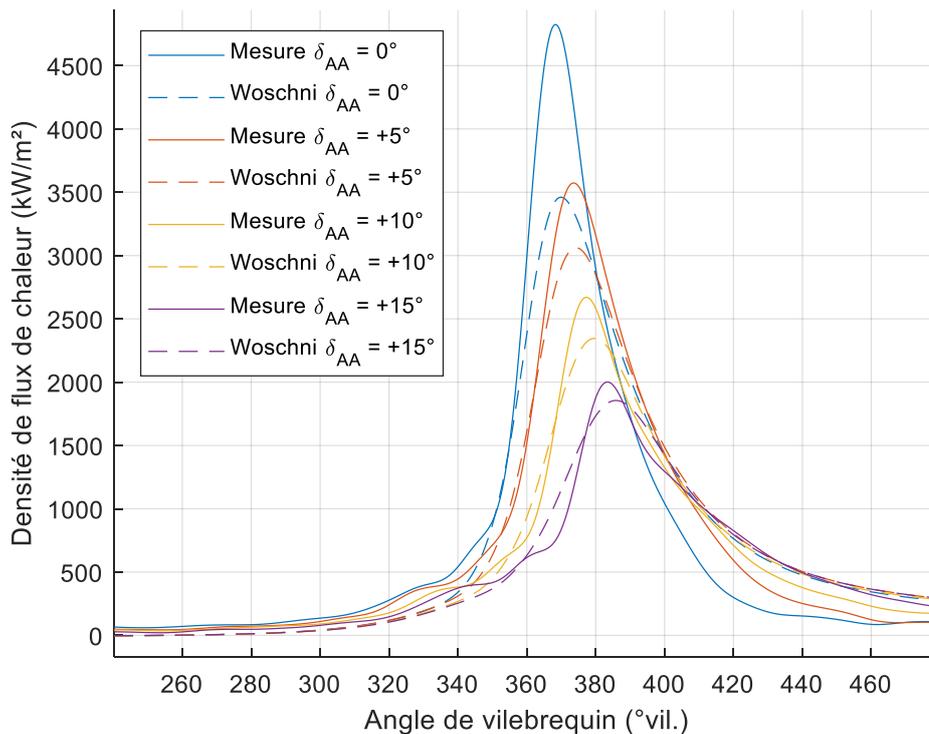


Figure 182 : Comparaison entre les densités de flux de chaleur issues des mesures de flux de chaleur et du modèle de Woschni. Balayage d’avance à l’allumage $5000 \text{ tr. min}^{-1}$ et papillon 25%.

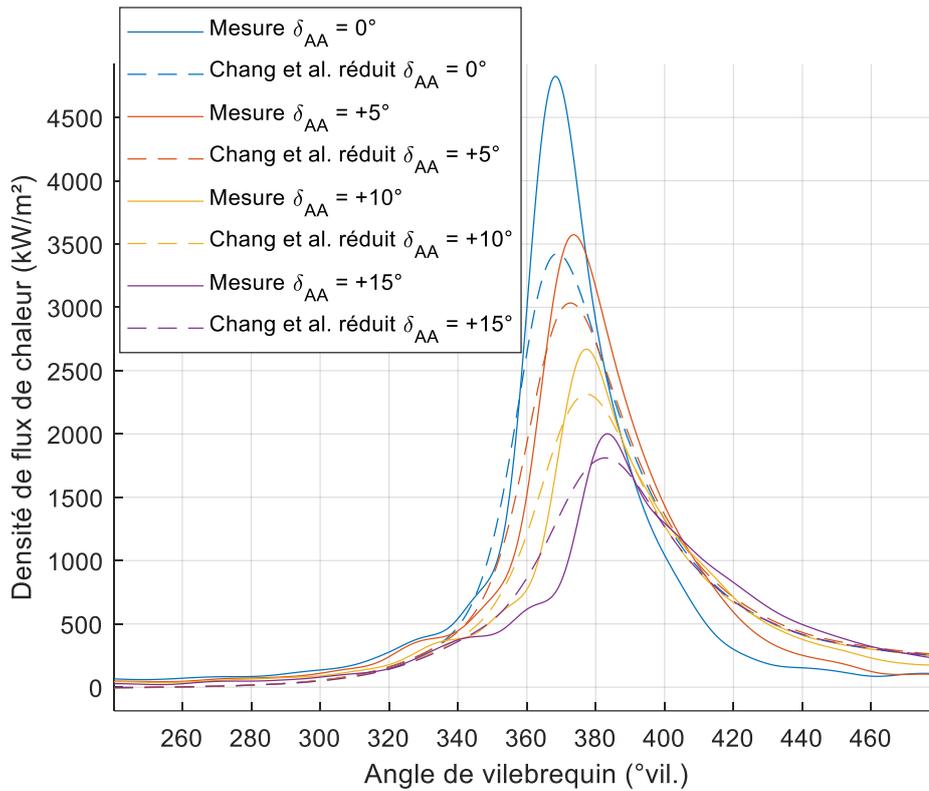


Figure 183 : Comparaison entre les densités de flux de chaleur issues des mesures de flux de chaleur et du modèle de Chang et al. réduit. Balayage d'avance à l'allumage $5000 \text{ tr. min}^{-1}$ et papillon 25%.

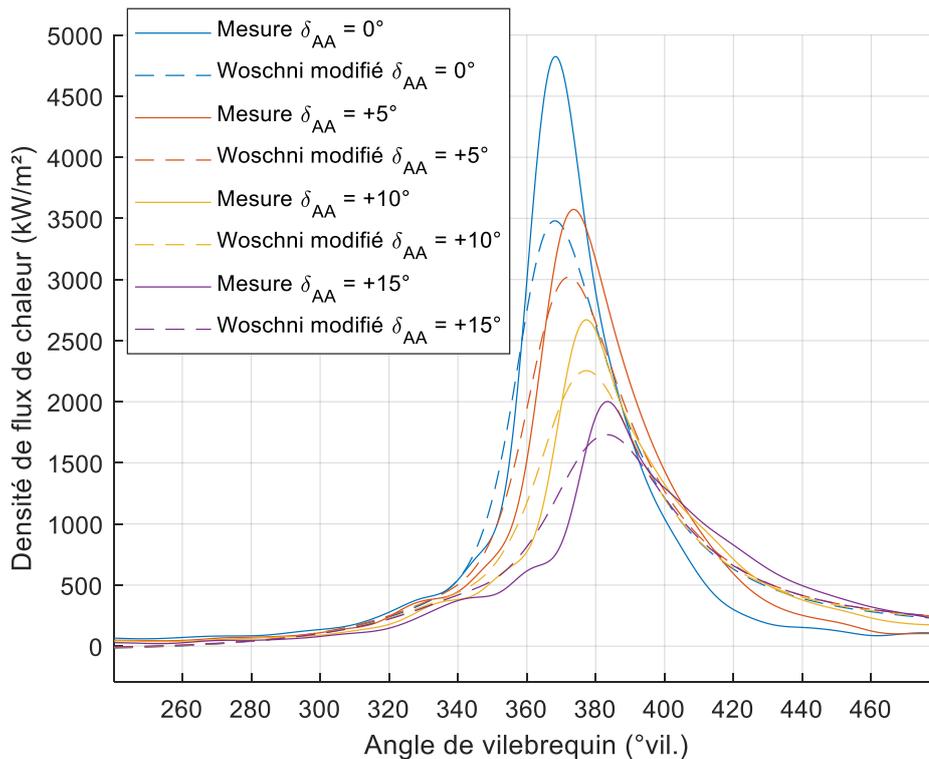


Figure 184 : Comparaison entre les densités de flux de chaleur issues des mesures de flux de chaleur et du modèle de Woschni modifié. Balayage d'avance à l'allumage $5000 \text{ tr. min}^{-1}$ et papillon 25%.

Comme les valeurs de densité de flux de chaleur produites par les modèles durant la compression apparaissent raisonnables lorsqu'elles sont comparées aux mesures directes de flux de chaleur, il convient de s'interroger sur l'influence des sous-modèles impliqués dans le calcul du transfert de chaleur dans le cas du H5Ft.

Le modèle de température de parois utilisé, issu des essais réalisés sur le banc monocylindre, n'est évidemment pas parfaitement adapté au H5Ft. Au vu des mesures de températures de parois effectuées dans la littérature et présentées dans le Chapitre II, le modèle est soupçonné de sous-estimer les températures de parois. Néanmoins du fait de l'utilisation de la loi de Newton, l'augmentation des températures de parois a pour effet de diminuer les échanges de chaleur et réduit donc la quantité de chaleur cédée par le gaz durant la compression. Ainsi, la température simulée du gaz augmente, ce qui l'éloigne encore davantage de la température expérimentale.

Comme il semble certain que l'estimation des températures des parois n'est pas à l'origine de la forte différence entre la température expérimentale et celle simulée observée pour le H5Ft, il convient de se pencher sur l'estimation de la masse de gaz enfermée, qui est directement utilisée pour le calcul de la température du gaz. Afin d'étudier son influence, la masse enfermée du point de fonctionnement numéro deux est diminuée et augmentée de dix pour cent. Les températures dans les cas adiabatique, expérimental et simulé avec les modèles de Chang et al. réduit et Woschni modifié sont présentées dans le Tableau 30.

Température en fin de compression (K)	2000 tr/min 13 bars $\delta m = -10\%$	2000 tr/min 13 bars base	2000 tr/min 13 bars $\delta m = +10\%$
Adiabatique	875	796	730
Expérimentale	762 ± 30	686 ± 25	623 ± 21
Simulée Chang et al. réduit	801	737	686
Simulée Woschni modifié	774	718	676

Tableau 30 : Influence de la masse de gaz enfermée sur les températures moyennes du gaz en fin de compression pour le cas adiabatique, expérimental et simulé avec les modèles de Chang et al. réduit et Woschni modifié. 2000 tr. min⁻¹ 13 bars.

On remarque tout d'abord que lorsque la masse enfermée diminue, la température adiabatique et la température expérimentale augmente, ce qui est dû à l'utilisation de la loi des gaz parfaits. Lorsque la masse augmente, on observe l'effet inverse.

De façon similaire, les températures de gaz simulées augmentent quand la masse enfermée diminue. Néanmoins l'écart entre température simulée et température expérimentale se réduit, et dans le cas du modèle Woschni modifié, la température simulée est proche de la température expérimentale.

Il est probable que la méthodologie décrite dans le Chapitre II ne permette pas d'estimer de façon précise les masses enfermées. Au vu des résultats présentés dans cette partie, cette méthodologie semble surestimer la masse de gaz, cette surestimation augmentant avec le régime moteur et la charge. Une explication possible réside dans la mauvaise estimation de la masse de gaz résiduels.

Comme aucune alternative n'est disponible afin d'estimer plus précisément la masse enfermée, l'analyse de l'influence du transfert de chaleur durant la course de compression n'est pas investiguée davantage.

IV.3 Influence des conditions de fonctionnement moteur sur la modélisation des transferts thermiques

Lorsque l'on calibre un modèle de transfert thermique, il est souhaitable d'obtenir un jeu de coefficients de calibration valable quelles que soient les conditions de fonctionnement du moteur. Cela permet l'utilisation du modèle pour des conditions dans lesquelles pas ou peu de données expérimentales sont disponibles et simplifie son utilisation. En effet le fait de nécessiter différents jeux de coefficient selon les paramètres de fonctionnement complexifie la modélisation et indique que le modèle manque de prédictivité.

Dans cette partie, nous allons nous intéresser à la calibration des modèles zéro-dimensionnels sur l'ensemble de la campagne expérimentale menée sur le banc automobile. Comme indiqué dans le Chapitre II, des balayages d'avance à l'allumage, de richesse et de température de liquide de refroidissement ont été effectués sur les points de fonctionnement 1 à 4 du moteur H5Ft. Le nombre total de points de mesure est de cent. Du fait des conclusions de la partie précédente, les calibrations réalisées ici sont uniquement axées sur le calcul des pertes de chaleur aux parois lors de la partie fermée du cycle moteur. Le calcul expérimental de ces dernières a été présenté dans la partie II.3.4, il convient néanmoins de rappeler que celles-ci :

- Augmentent lorsque la charge ou la richesse augmentent,
- Diminuent lorsque le régime ou la température du liquide de refroidissement augmentent.

Les calibrations présentées ici sont réalisées sur des groupes de points de mesure possédant différentes combinaisons de régime, charge, richesse et température de liquide de refroidissement ; la fonction objectif globale est donc la somme des fonctions objectif de

chaque point. En outre, les incertitudes sur les pertes de chaleur cumulées sont prises en compte, l'écart entre la valeur calculée par le modèle et la valeur expérimentale est considéré comme nul s'il est inférieur à l'incertitude sur cette dernière.

IV.3.1 Comparaison de modèles zéro dimensionnels

Dans un premier temps, une comparaison de modèles est réalisée lorsque ceux-ci sont calibrés sur l'ensemble des points de mesure des essais du banc automobile. Les modèles de Woschni, Hohenberg, Chang et al. et Han et al. sont retenus. Parmi ces modèles, ceux possédant un terme de combustion sont calibrés soit en utilisant un simple coefficient multiplicatif, soit en les réduisant, c'est-à-dire en annulant le terme de combustion. Concernant le modèle de Hohenberg, deux calibrations sont effectuées, l'une en calibrant séparément les constantes, l'autre en multipliant simplement les coefficients de calibration originaux. Les résultats associés avec ces huit calibrations sont donnés dans le Tableau 31. Pour chaque calibration, on y trouve l'erreur moyenne absolue, le nombre de points de mesure à cinq et à dix pour cent d'erreur (sur un total de cent) ainsi que les coefficients de calibration ajustés. L'erreur fait référence à l'écart entre la valeur expérimentale des pertes de chaleur cumulées et celle calculée par le modèle et permet de quantifier sa capacité à prendre en compte des conditions variées.

On remarque tout d'abord que dans l'ensemble, l'erreur moyenne est relativement faible et qu'une majorité de points sont à moins de cinq pour cent d'erreur absolue.

Lorsque les deux constantes de calibration sont indépendantes, le modèle de Hohenberg produit les meilleurs résultats, bien que la constante C_2 ait une valeur sensiblement plus élevée que la valeur suggérée par Hohenberg. On constate que les termes de combustion des modèles de Woschni et Chang et al. améliorent la souplesse des modèles tandis que ce n'est pas le cas du modèle de Han et al.

Les valeurs d'erreur présentées dans le Tableau 31, bien qu'elles apportent une information générale sur la qualité de la calibration, ne permettent pas de représenter la distribution de l'erreur commise en fonction des conditions de fonctionnement. La Figure 185 permet de visualiser cette distribution dans le cas du modèle de Hohenberg, tandis que les distributions associées aux autres modèles sont données par l'annexe A.

Ces figures sont composées de quatre graphiques représentant les pertes de chaleur cumulées calculées par le modèle en fonction des pertes de chaleur cumulées expérimentales. Lorsque l'erreur sur un point est nulle, il se situe sur la droite de coefficient directeur 1. Lorsque les pertes de chaleur cumulées sont surestimées le point est au-dessus de la droite tandis qu'il est en-dessous en cas de sous-estimation. Chaque graphique contient les mêmes données mais possède une légende différente permettant de distinguer :

- En haut à gauche : les points d'apprentissage utilisés pour la calibration des points de validation
- En haut à droite : les différents points de fonctionnement (régime et charge)
- En bas à gauche : les différentes richesses
- En bas à droite : les différentes températures de liquide de refroidissement.

Modèle	Erreur moyenne (%)	Points à $\pm 5\%$	Points à $\pm 10\%$	C_1	C_2	C_3
Woschni	6,2	63	73	110	5,37	$3,24 \cdot 10^{-3}$
Woschni réduit	7,93	57	66	110	8,51	0
Hohenberg proportionnel	6,43	63	73	192	2,07	-
Hohenberg	4,92	65	77	125,1	7,17	-
Chang et al.	6,5	60	73	889,2	2,28	$3,24 \cdot 10^{-3}$
Chang et al. réduit	6,94	58	71	920,4	2,28	0
Han et al.	7,31	60	71	708,3	0,494	$0,73 \cdot 10^{-6}$
Han et al. réduit	7,2	60	72	724,8	0,494	0

Tableau 31 : Erreur moyenne, nombre de points de validation à moins de 5% et 10% d'erreur et coefficients de calibration pour les modèles de Woschni, Hohenberg, Chang et al. et Han et al.. Calibration sur l'ensemble des mesures du banc automobile.

Dans le cas de chaque modèle, le nuage de point est plus ou moins centré autour de la droite. Ceci n'est pas surprenant car l'ensemble des points de mesure est utilisé lors de la calibration. On remarque que les points présentant une surestimation des pertes de chaleur sont généralement associés à une température de liquide de refroidissement de 90°C tandis que ceux sous-estimés correspondent à une température de liquide de refroidissement de 30°C. Cette tendance est particulièrement claire dans le cas du modèle de Hohenberg, ce dernier présentant par ailleurs la plus faible dispersion. Ce modèle est donc retenu pour la suite de cette partie, dans laquelle nous allons nous intéresser à l'influence de la température du liquide de refroidissement et de la richesse.

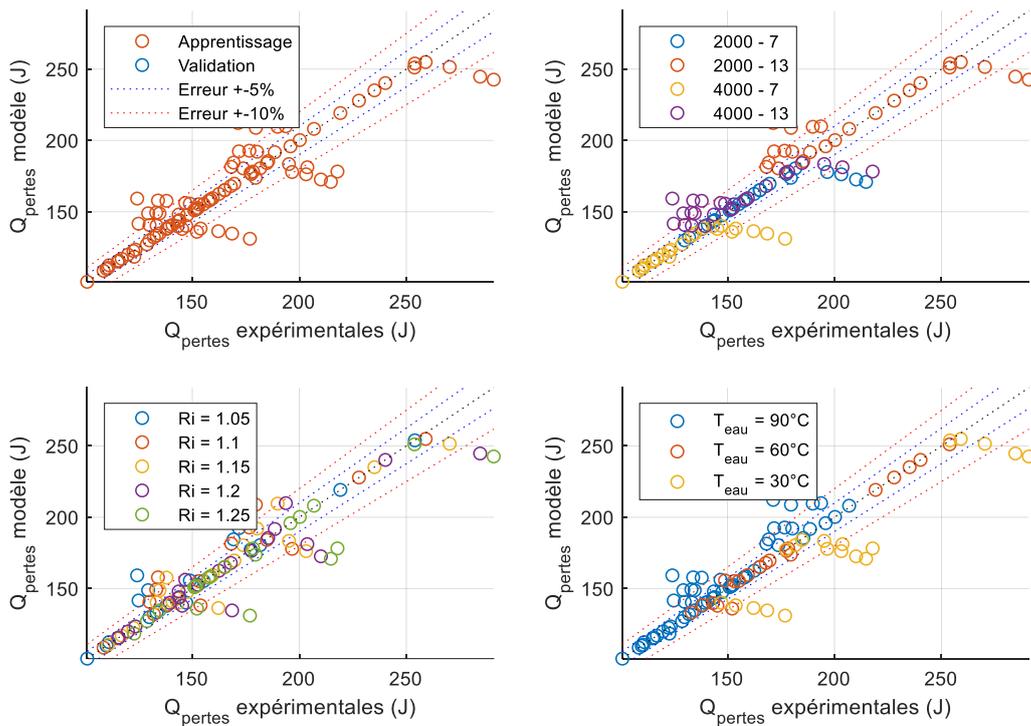


Figure 185 : Comparaison entre les pertes de chaleur cumulées expérimentales et calculées par le modèle de Hohenberg dans le cas d'une calibration sur l'ensemble des mesures du banc automobile.

IV.3.2 Influence de la température de liquide de refroidissement et de la richesse sur la calibration du modèle de Hohenberg

Comme nous venons de le voir, l'utilisation de tous les points de mesure pour la calibration de modèles ne permet pas d'obtenir de résultats satisfaisants sur l'ensemble des conditions de fonctionnement, notamment lorsque la température du liquide de refroidissement est basse.

Afin d'analyser plus en détail l'influence de la température de liquide de refroidissement des points d'apprentissage, trois calibrations du modèle de Hohenberg sont effectuées en utilisant l'ensemble des points à 90, 60 et 30°C. Pour chaque calibration, les points à une température différente sont donc des points de validation. L'erreur moyenne absolue, le nombre de points de mesure à cinq et à dix pour cent d'erreur ainsi que les coefficients de calibration ajustés sont donnés dans le Tableau 32. La Figure 186, la Figure 187 et la Figure 188 permettent de visualiser les distributions associées à ces calibrations.

Lorsque la calibration est effectuée sur les points à 90°C, l'erreur sur les pertes de chaleur cumulées consiste majoritairement en une sous-estimation dans le cas des points à température de liquide de refroidissement plus basse. On remarque que plus la richesse est élevée, plus la sous-estimation est prononcée. Bien que la plupart des points d'apprentissage

présente une erreur nulle, on peut noter que quelques points de richesse 1,05 sont surestimés tandis que d'autres de richesse 1,25 sont sous-estimés.

Points d'apprentissage	Erreur moyenne (%)	Points à $\pm 5\%$	Points à $\pm 10\%$	C_1	C_2
Tous 100 points	4,92	65	77	125,1	7,17
$T_{eau} = 90^\circ C$ 60 points	5,75	64	74	118,1	6,15
$T_{eau} = 60^\circ C$ 20 points	5,48	63	75	117,7	8,89
$T_{eau} = 30^\circ C$ 20 points	15,36	41	51	144,6	8,51

Tableau 32 : Influence de la température de liquide de refroidissement des points d'apprentissage sur l'erreur moyenne, le nombre de points de validation à moins de 5% et 10% d'erreur et les coefficients de calibration du modèle de Hohenberg.

Dans le cas de la calibration avec les points à 60°C, les points sous-estimés et surestimés possèdent une température de liquide de refroidissement respectivement de 30°C et 90°C, bien que la sous-estimation des points à 30°C soit moins importante que lors de la calibration à 90°C. De même que précédemment, la majorité des pertes de chaleur cumulées des points d'apprentissage est bien estimée, bien que quelques points de richesse 1,05 et 1,25 soient respectivement surestimés et sous-estimés.

Enfin concernant la calibration utilisant des points d'apprentissage à 30°C de température de liquide de refroidissement, la tendance est inversée par rapport à la calibration à 90°C. On note que plus la richesse est faible, plus la surestimation est importante. Encore une fois, la plupart des points d'apprentissage sont correctement modélisés, excepté pour quelques points de richesse 1,05 et 1,25.

Lorsque la température de liquide de refroidissement des points d'apprentissage augmente, la valeur des constantes de calibration diminue, ce qui semble indiquer que le modèle de Hohenberg n'est pas capable de capter suffisamment l'influence de la température du liquide de refroidissement. Néanmoins sur une gamme de température donnée, le modèle estime correctement les pertes de chaleur aux parois pour différents régimes et charges, bien que des points de richesse 1,05 et 1,25 présentent des erreurs.

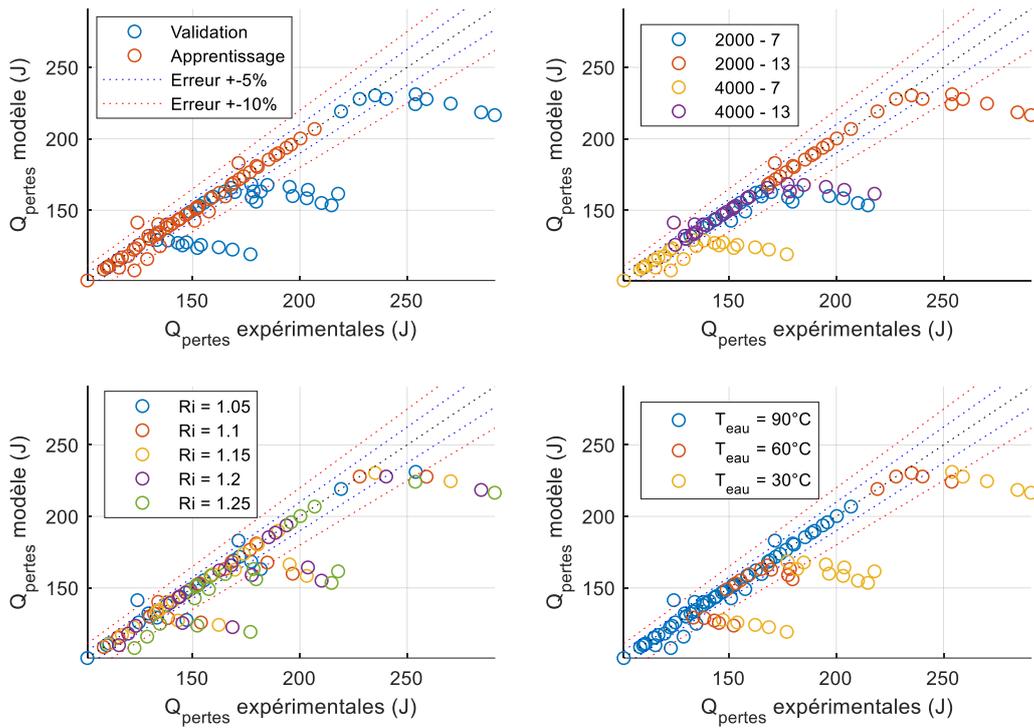


Figure 186 : Comparaison entre les pertes de chaleur cumulées expérimentales et calculées par le modèle de Hohenberg pour des points d'apprentissage à 90°C de température de liquide de refroidissement.

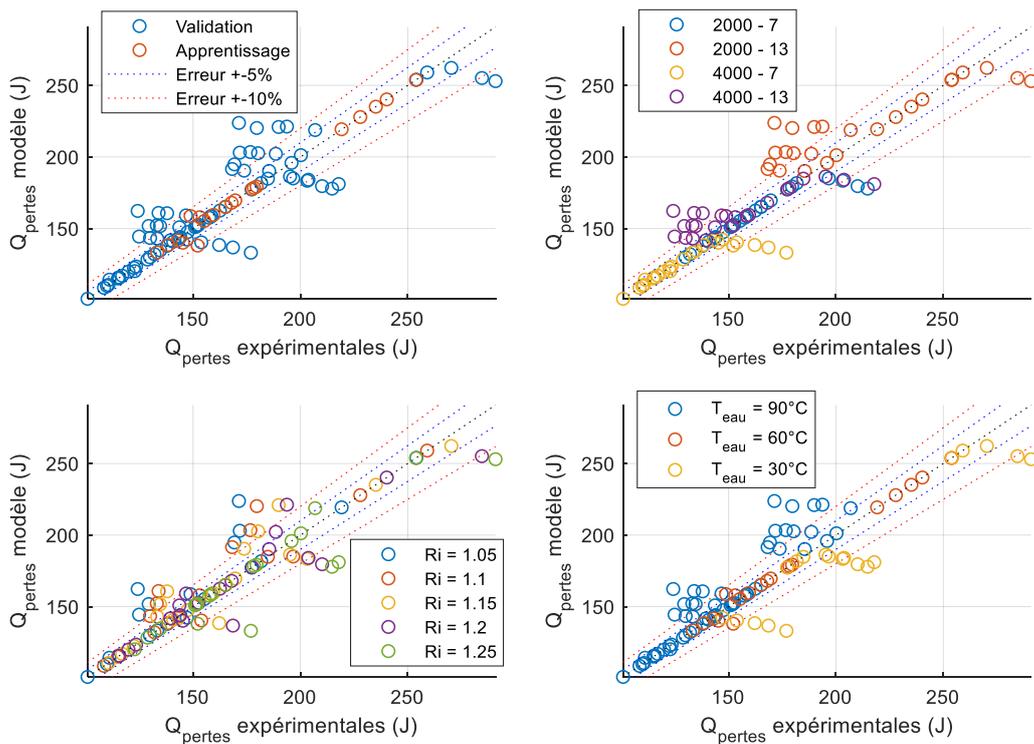


Figure 187 : Comparaison entre les pertes de chaleur cumulées expérimentales et calculées par le modèle de Hohenberg pour des points d'apprentissage à 60°C de température de liquide de refroidissement.

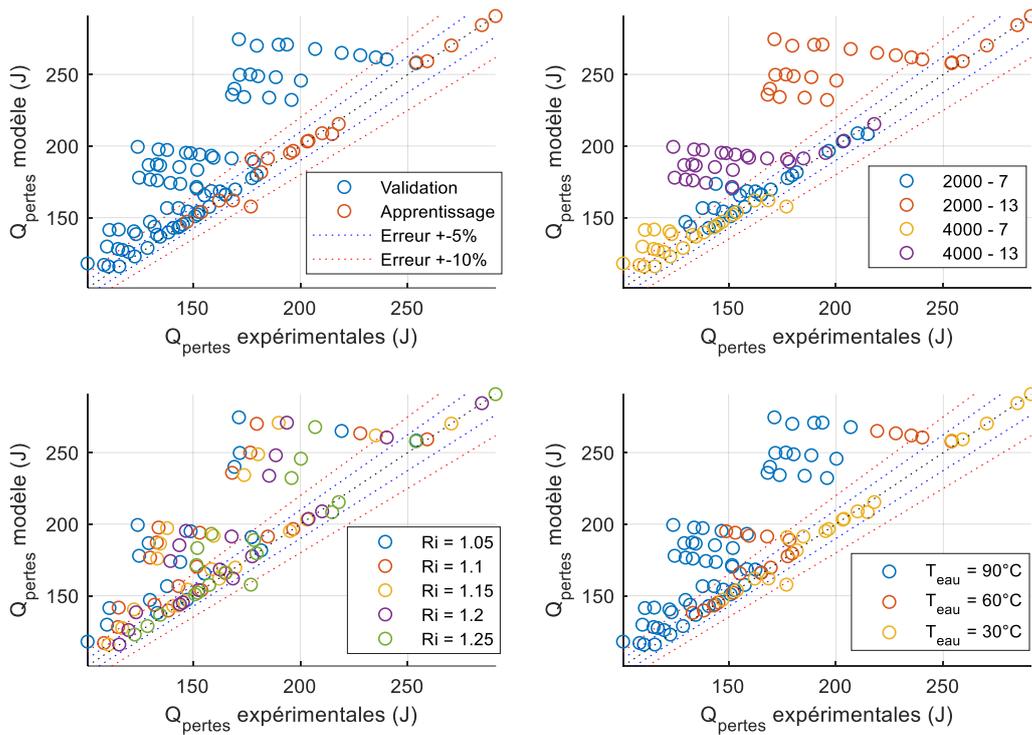


Figure 188 : Comparaison entre les pertes de chaleur cumulées expérimentales et calculées par le modèle de Hohenberg pour des points d'apprentissage à 30°C de température de liquide de refroidissement.

Comme montré dans la partie II.3.4, la richesse du mélange air carburant affecte les pertes de chaleur cumulées et comme nous venons de le voir, le modèle de Hohenberg ne semble pas prendre en compte son influence puisque les points présentant les plus fortes sous-estimations et surestimations possèdent respectivement une richesse de 1,25 et de 1,05.

Afin d'investiguer davantage l'influence de la richesse, trois calibrations du modèle de Hohenberg sont effectuées en prenant comme points d'apprentissage les points présentant une richesse de 1,05, 1,15 et 1,25 pour une température de liquide de refroidissement de 90°C. A chaque fois, les autres points de mesures sont des points de validation. L'erreur moyenne absolue, le nombre de points de mesure à cinq et à dix pour cent d'erreur ainsi que les coefficients de calibration ajustés sont donnés dans le Tableau 33. La Figure 189, la Figure 190 et la Figure 191 permettent de visualiser les distributions associées à ces calibrations.

Lorsque le modèle de Hohenberg est calibré sur les points de richesse 1,05, on constate une forte sous-estimation des pertes de chaleur cumulées, avec seulement 37 pour cent des points à moins de cinq pour cent d'erreur. En effet parmi les points à 90°C, une part non négligeable de ceux qui possèdent une richesse importante présente une erreur.

Points d'apprentissage	Erreur moyenne (%)	Points à $\pm 5\%$	Points à $\pm 10\%$	C_1	C_2
Toutes les richesses 60 points	5,75	64	74	118,1	6,15
$Ri = 1,05$ 12 points	11,7	37	53	116,1	4,18
$Ri = 1,15$ 12 points	6,45	62	72	120,5	5,45
$Ri = 1,25$ 12 points	5,01	68	79	148,7	4,32

Tableau 33 : Influence de la richesse des points d'apprentissage sur l'erreur moyenne, le nombre de points de validation à moins de 5% et 10% d'erreur et les coefficients de calibration du modèle de Hohenberg. Température de liquide de refroidissement des points d'apprentissage de 90°C.

Dans le cas d'une calibration avec des points d'apprentissage de richesse 1,25, c'est cette fois les pertes de chaleur cumulées des points à 90 °C et de richesse faible qui sont surestimées. Cette calibration produit néanmoins moins d'erreur que celle utilisant l'ensemble des points à 90°C, du fait d'une erreur plus faible sur les points de température plus basse.

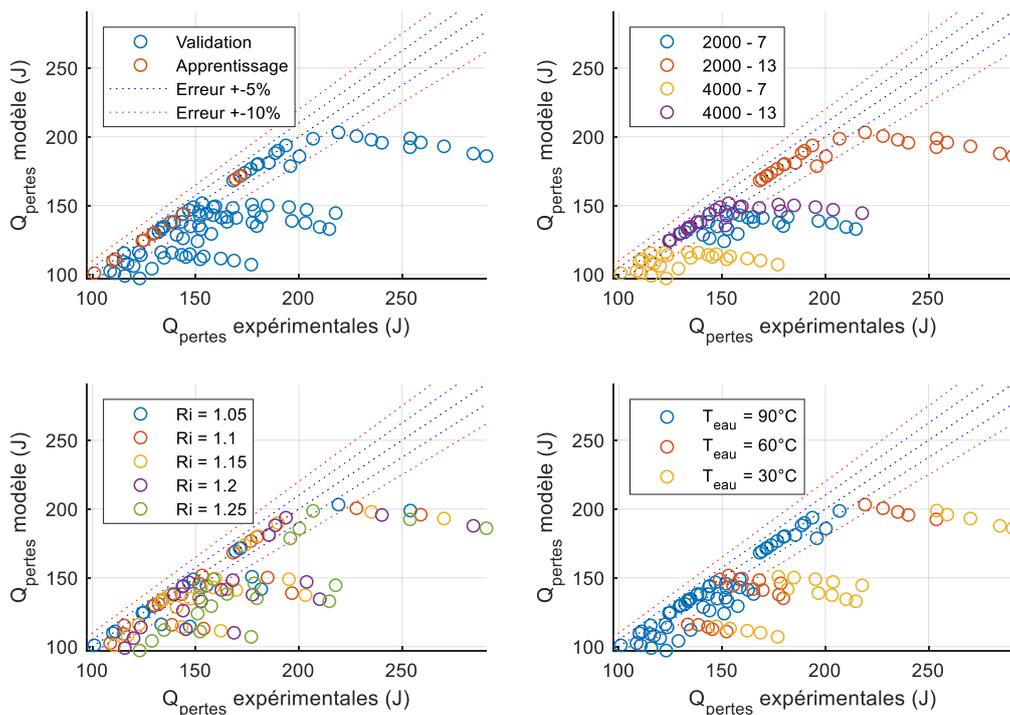


Figure 189 : Comparaison entre les pertes de chaleur cumulées expérimentales et calculées par le modèle de Hohenberg pour des points d'apprentissage à richesse 1,05. Température de liquide 90°C.

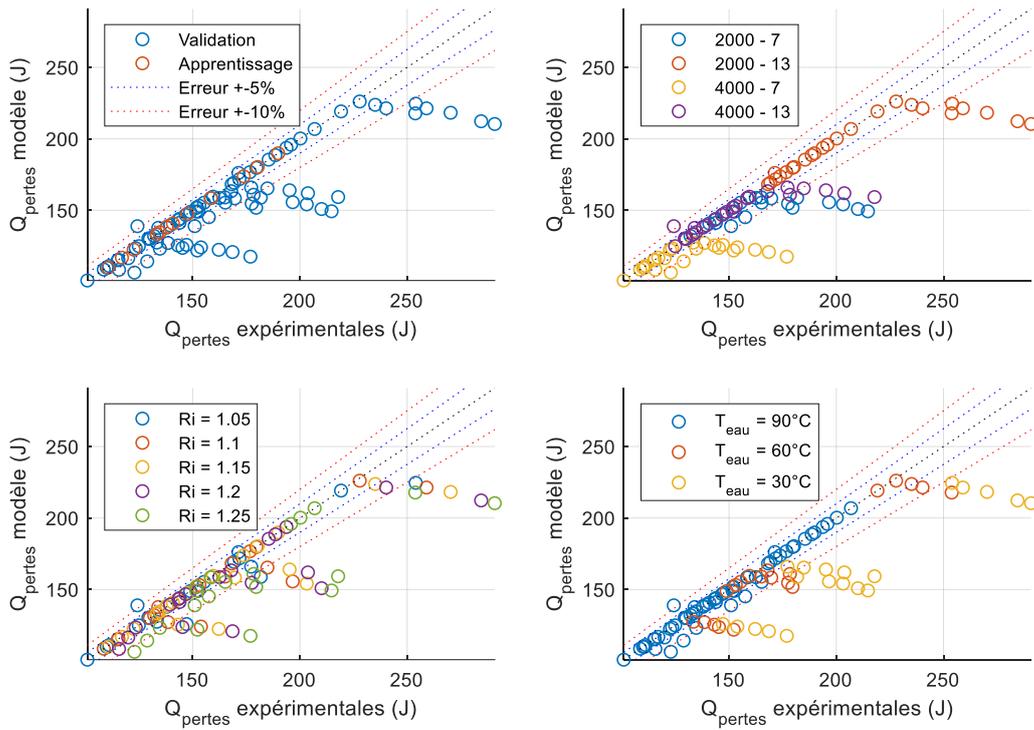


Figure 190 : Comparaison entre les pertes de chaleur cumulées expérimentales et calculées par le modèle de Hohenberg pour des points d'apprentissage à richesse 1,15. Température de liquide 90°C.

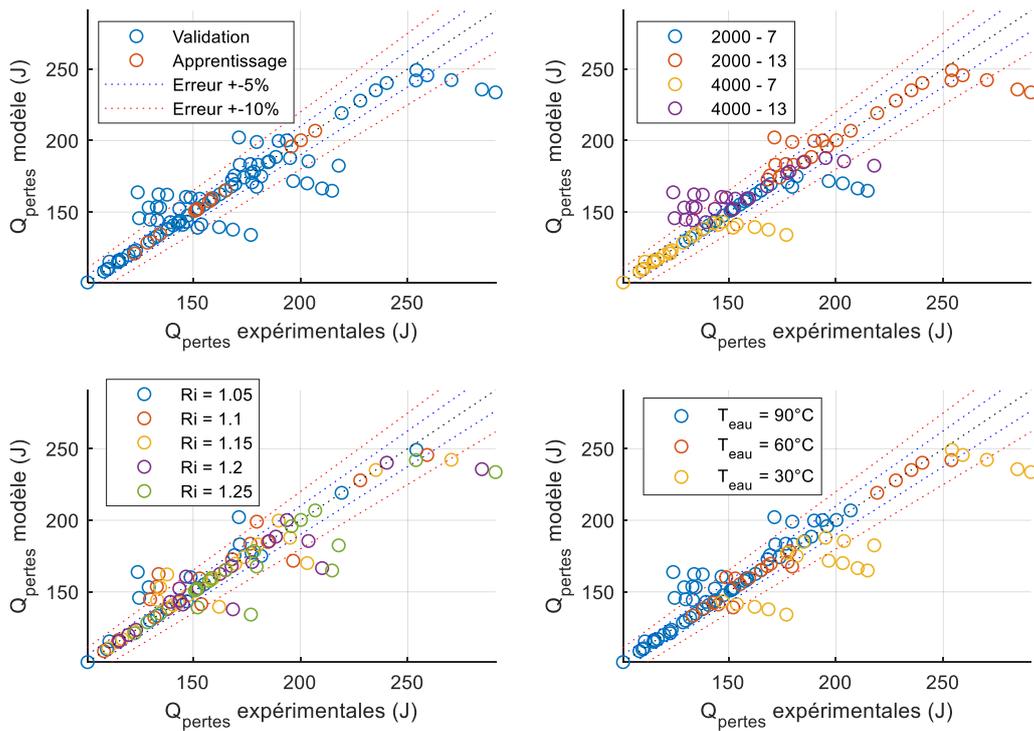


Figure 191 : Comparaison entre les pertes de chaleur cumulées expérimentales et calculées par le modèle de Hohenberg pour des points d'apprentissage à richesse 1,25. Température de liquide 90°C.

On remarque qu'afin de modéliser l'augmentation des pertes de chaleur cumulées due à la richesse, le modèle de Hohenberg a recours à des valeurs de coefficients de calibration plus élevées. Il n'est donc pas capable de capter suffisamment l'influence de la richesse.

IV.3.3 Prise en compte de la richesse et de la température de liquide de refroidissement

Comme nous venons de le constater, le modèle de Hohenberg modélise correctement différentes conditions de régime et charge avec un jeu unique de coefficients de calibration. Néanmoins il apparaît que l'influence de la richesse et de la température de liquide de refroidissement ne sont pas correctement prises en compte. Afin d'améliorer la prise en compte de ces paramètres, il est judicieux de comparer les différents termes composant le modèle en fonction de ceux-ci.

La Figure 192 présente la pression et la température du gaz, ainsi que le coefficient d'échange calculé avec le modèle de Hohenberg et la différence de température entre le gaz et les parois en fonction de la richesse dans le cas du point de fonctionnement numéro 1 à 90°C de température de liquide de refroidissement.

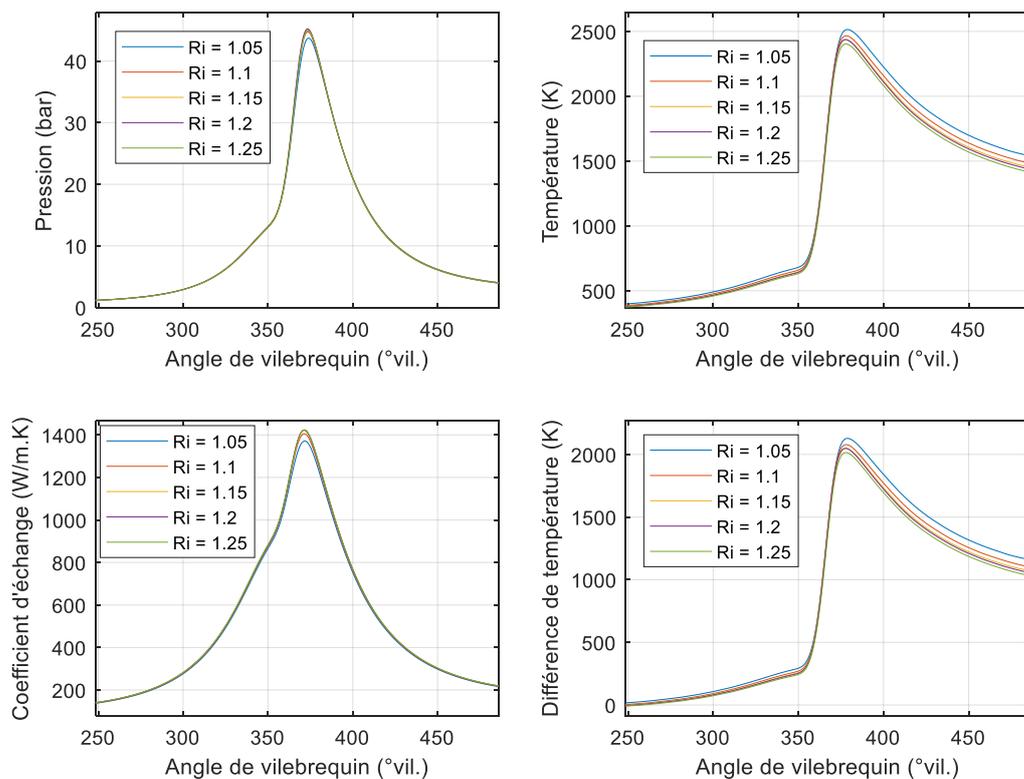


Figure 192 : Influence de la richesse sur la pression et la température moyenne du gaz, le coefficient d'échange calculé par le modèle de Hohenberg et la différence de température entre le gaz et les parois. 2000 tr. min⁻¹ 7 bars.

La pression augmente légèrement avec la richesse, du fait d'une combustion plus rapide. La température diminue avec la richesse, probablement du fait d'un mélange plus froid à RFA à cause de l'évaporation du carburant et d'une dilution plus importante lors de la combustion. Comme les exposants des termes de pression et de température au sein du modèle de Hohenberg sont respectivement positif et négatif, l'augmentation de la richesse produit une augmentation du coefficient d'échange, bien que celle-ci soit faible. La différence de température quant à elle présente une allure similaire à celle de la température du gaz car les températures de parois ne varient que peu avec la richesse. Elle diminue donc avec la richesse.

Selon la loi de Newton, la densité de flux de chaleur aux parois est le produit du coefficient d'échange et de la différence de température. Comme l'influence de la richesse est plus prononcée sur cette dernière, la densité de flux de chaleur, et donc les pertes aux parois cumulées, diminuent avec la richesse. Ce résultat est visible sur la Figure 193, où sont représentées la densité de flux de chaleur et les pertes de chaleur cumulées en fonction de la richesse dans le cas du point de fonctionnement numéro 1 à 90°C de température de liquide de refroidissement.

On remarque donc que pour un jeu de coefficient de calibration unique, le modèle de Hohenberg produit des pertes de chaleur cumulées plus importantes lorsque la richesse diminue. Or l'évaluation des pertes aux parois cumulées expérimentales indiquent le contraire, ce qui explique l'incapacité du modèle de Hohenberg à modéliser correctement les transferts thermiques pour différentes richesses avec un seul jeu de coefficients.

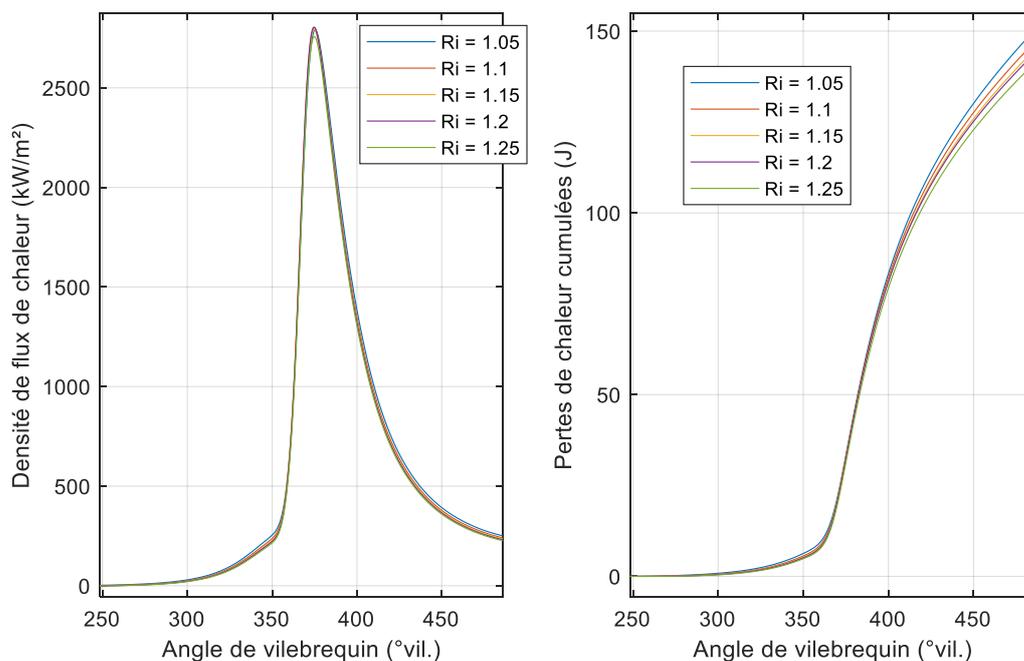


Figure 193 : Influence de la richesse sur la densité de flux de chaleur et les pertes de chaleur cumulées calculées par le modèle de Hohenberg. 2000 $tr. min^{-1}$ 7 bars.

Comme présenté dans le Chapitre I, les modèles de transfert thermiques zéro-dimensionnels sont basés sur des corrélations liant différents nombres adimensionnels. Ces nombres sont exprimés en fonction des propriétés physiques du gaz, telles que la masse volumique, la conductivité thermique et la viscosité dynamique. Ces propriétés doivent être calculées en fonction de la température et de la composition, comme précisé par Annand [16]. Néanmoins, Woschni [20], dans l'optique de simplifier la formulation du coefficient d'échange, remplace les propriétés physiques par des fonctions de température et de pression afin de prendre en compte leur variation avec la température. Pour ce faire, il émet l'hypothèse que la composition du gaz n'influe pas sur le coefficient d'échange et que ses propriétés sont identiques à celle de l'air. L'approche de Woschni est ensuite reprise par Hohenberg et d'autres auteurs, faisant ainsi disparaître l'influence de la composition. Il est donc possible que l'incapacité du modèle de Hohenberg à prendre en compte les effets de la richesse proviennent de l'absence de terme de composition.

Parmi les modèles récents, celui de Bargende [33] fait apparaître un terme de composition directement dans l'expression du coefficient d'échange. Il paraît donc judicieux de modifier le coefficient d'échange du modèle de Hohenberg afin que celui-ci augmente avec la richesse. En effet, Sanli et al. [82] précisent que la viscosité dynamique diminue avec la richesse, tandis que la masse volumique augmente avec celle-ci.

Comme prendre directement en compte les variations des propriétés du gaz avec la richesse est particulièrement complexe, une approche de modification simple est utilisée. Un terme multiplicatif est appliqué, sa valeur est proche de l'unité et dépend directement de la richesse. L'expression du modèle de Hohenberg modifié pour prendre en compte la richesse est fournie par l'équation (140).

$$h = C_1(1 + C_3(Ri - 1))V_{cyl}^{-0,06}P_{cyl}^{0,8}T_{cyl}^{-0,4}(V_P + C_2)^{0,8} \quad (140)$$

On remarque qu'une troisième constante de calibration est ajoutée. Sa valeur est ajustée lors du processus de calibration.

Afin de tester la modification du modèle de Hohenberg, trois calibrations sont effectuées en utilisant l'ensemble des points à 90, 60 et 30°C. L'erreur moyenne absolue, le nombre de points de mesure à cinq et à dix pour cent d'erreur ainsi que les coefficients de calibration ajustés sont donnés dans le Tableau 34. La Figure 194, la Figure 195 et la Figure 196 permettent de visualiser les distributions associées à ces calibrations.

Points d'apprentissage	Erreur moyenne (%)	Points à $\pm 5\%$	Points à $\pm 10\%$	C_1	C_2	C_3
$T_{eau} = 90^\circ C$ 60 points	5,29	68	76	129,9	5,1	1,5
$T_{eau} = 60^\circ C$ 20 points	4,3	65	81	126,9	4,93	1,02
$T_{eau} = 30^\circ C$ 20 points	13,22	50	57	127,8	7,08	1,49

Tableau 34 : Influence de la température de liquide de refroidissement des points d'apprentissage sur l'erreur moyenne, le nombre de points de validation à moins de 5% et 10% d'erreur et les coefficients de calibration du modèle de Hohenberg modifié pour prendre en compte la richesse.

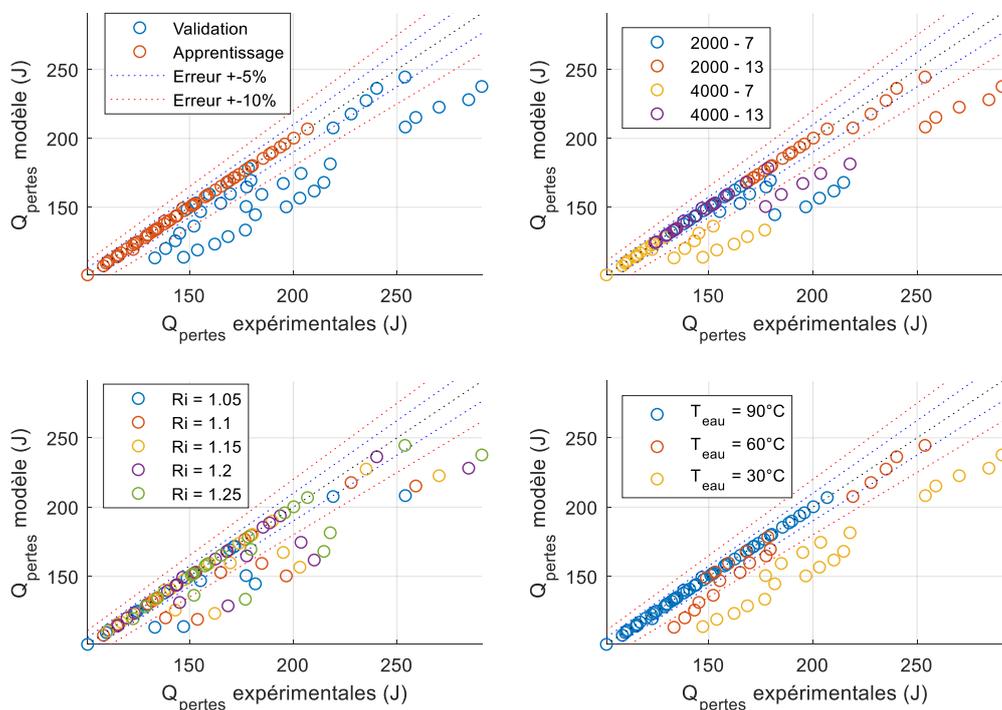


Figure 194 : Comparaison entre les pertes de chaleur cumulées expérimentales et calculées par le modèle de Hohenberg modifié pour prendre en compte la richesse pour des points d'apprentissage à $90^\circ C$ de température de liquide de refroidissement.

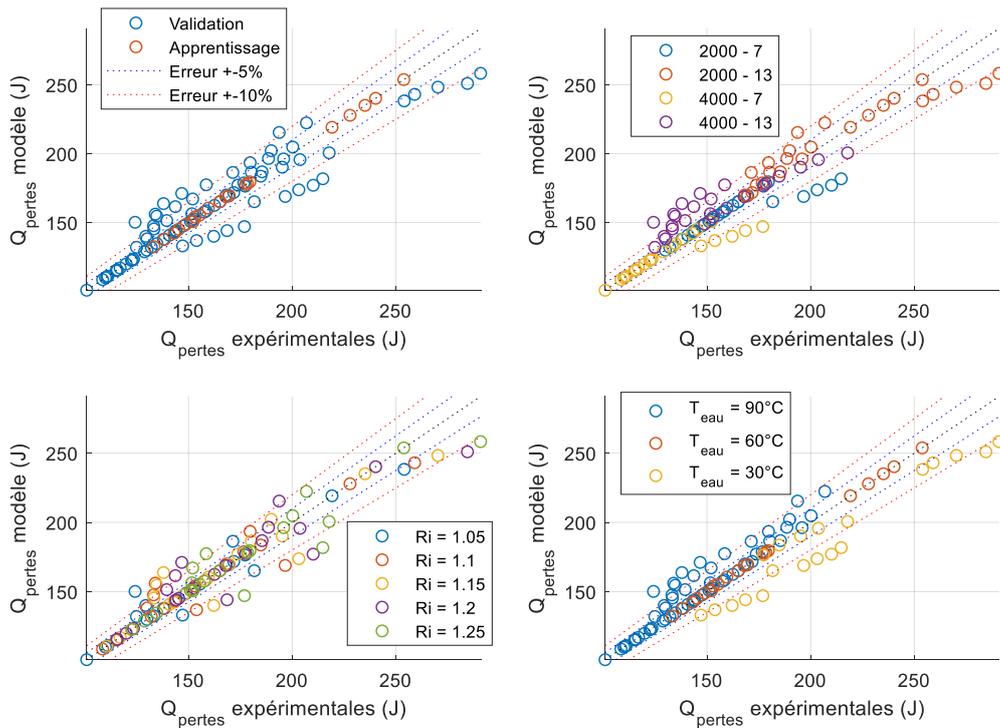


Figure 195 : Comparaison entre les pertes de chaleur cumulées expérimentales et calculées par le modèle de Hohenberg modifié pour prendre en compte la richesse pour des points d'apprentissage à 60°C de température de liquide de refroidissement.

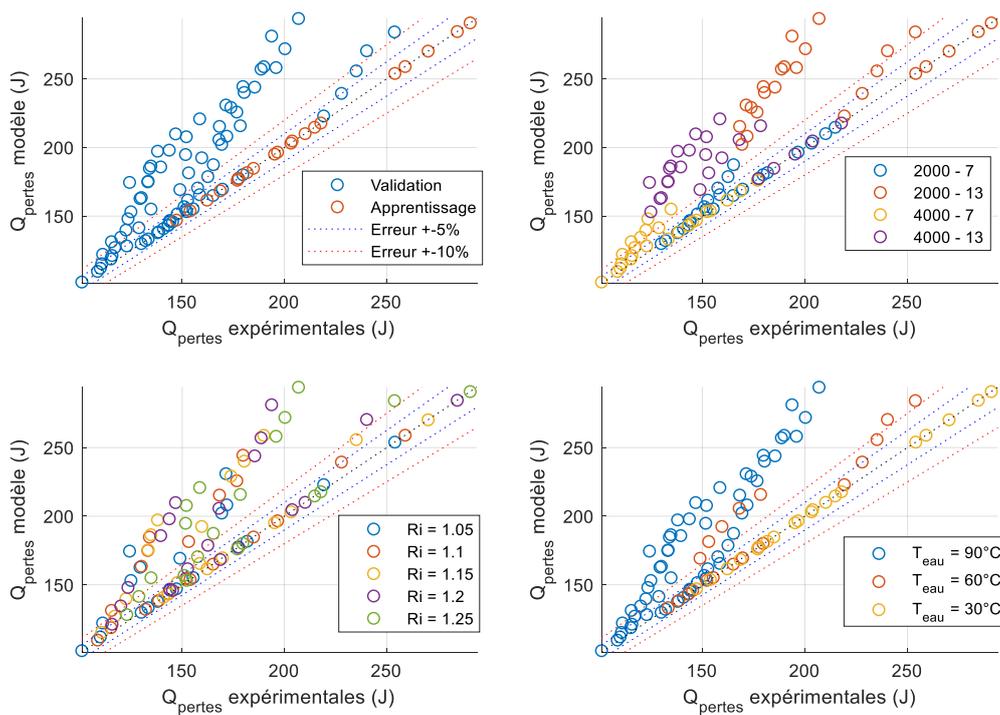


Figure 196 : Comparaison entre les pertes de chaleur cumulées expérimentales et calculées par le modèle de Hohenberg modifié pour prendre en compte la richesse pour des points d'apprentissage à 30°C de température de liquide de refroidissement.

Contrairement aux calibrations du modèle de Hohenberg sur les différentes températures de liquide de refroidissement présentées précédemment, on remarque que l'influence de la richesse sur l'erreur des points de validation est faible.

Dans les trois cas de calibration, l'erreur sur les points d'apprentissage est nulle. On remarque que bien que la valeur du coefficient C_3 soit la même pour les calibrations à 90 et 30°C, elle est plus faible dans le cas de la calibration à 60°C. Cette dernière possède par ailleurs la plus faible erreur moyenne absolue parmi les calibrations présentées dans ce rapport.

Bien que l'approche utilisée pour prendre en compte la richesse soit relativement simpliste, le modèle de Hohenberg ainsi modifié permet d'estimer plus précisément les pertes de chaleur aux parois cumulées.

Nous allons maintenant nous intéresser à l'influence de la température de liquide de refroidissement. Comme cela a été fait pour la richesse, les différents termes composant le modèle de transfert thermique sont comparés pour différentes températures.

La Figure 197 présente la pression et la température du gaz, ainsi que le coefficient d'échange calculé avec le modèle de Hohenberg et la différence de température entre le gaz et les parois en fonction de la température de liquide de refroidissement dans le cas du point de fonctionnement numéro 1 et d'une richesse de 1,05.

La pression augmente avec la température du liquide de refroidissement tandis que la température du gaz augmente sensiblement. Comme l'influence de la température de liquide sur la température de gaz est forte, le coefficient d'échange augmente légèrement lorsque la température diminue. La différence de température quant à elle présente une sensibilité moindre comparée à la température de gaz car la température de parois est fortement influencée par la température du liquide de refroidissement. Ainsi la différence de température est peu sensible à la température du liquide lors de la compression, mais ce n'est pas le cas pour le reste de la partie fermée du cycle.

Au vu de l'influence de la température de liquide de refroidissement sur le coefficient d'échange et la différence de température, la densité de flux de chaleur est donc sans surprise plus importante dans le cas d'une température de 90°C. Ce résultat est visible sur la Figure 198, où sont représentées la densité de flux de chaleur et les pertes de chaleur cumulées en fonction de la température du liquide de refroidissement dans le cas du point de fonctionnement numéro 1 et d'une richesse de 1,05.

On remarque donc que pour un jeu de coefficients de calibration unique, le modèle de Hohenberg produit des pertes de chaleur cumulées plus importantes lorsque la température de liquide de refroidissement augmente. Or comme nous l'avons vu, l'évaluation des pertes aux parois cumulées expérimentales indique le contraire.

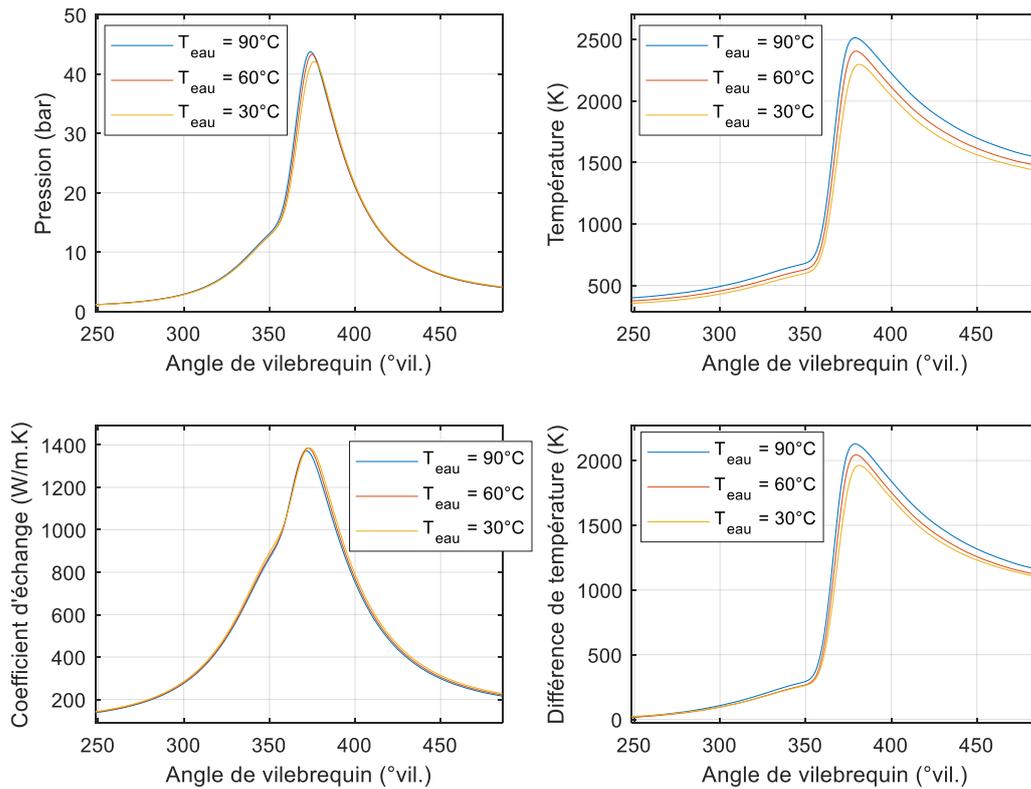


Figure 197 : Influence de la température de liquide de refroidissement sur la pression et la température moyenne du gaz, le coefficient d'échange calculé par le modèle de Hohenberg et la différence de température entre le gaz et les parois. 2000 $tr. min^{-1}$ 7 bars.

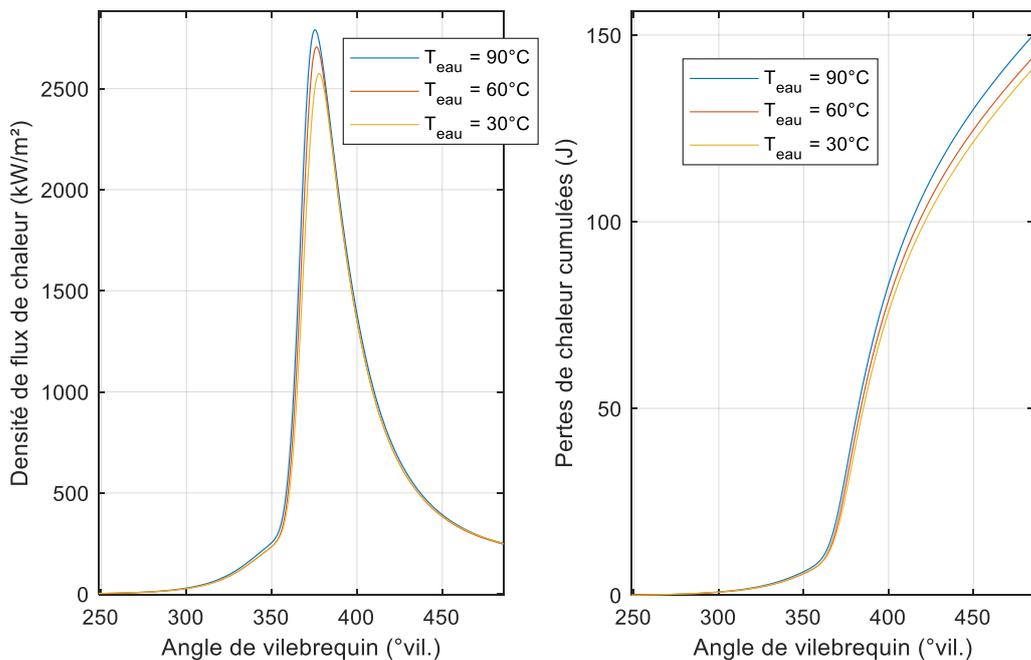


Figure 198 : Influence de la température de liquide de refroidissement sur la densité de flux de chaleur et les pertes de chaleur cumulées calculées par le modèle de Hohenberg. 2000 $tr. min^{-1}$ 7 bars.

Contrairement à la richesse, l'influence de la température du liquide de refroidissement est censée être prise en compte via les températures de parois. En effet à première vue, des parois plus froides impliquent une différence de température entre le gaz et les parois plus importante et donc un transfert de chaleur plus intense. Néanmoins ce n'est pas le cas ici car la température de gaz est elle aussi plus faible, ce qui peut s'expliquer entre autres par une combustion de moins bonne qualité.

Il est impossible de modifier directement le modèle de Hohenberg comme cela a été fait dans le cas de la richesse car ici aucune considération physique ne l'autorise. En revanche, il est intéressant de se pencher sur le calcul des pertes de chaleur cumulées expérimentales.

Comme expliqué dans le Chapitre II, les pertes de chaleur cumulées sont calculées en retranchant le dégagement de chaleur net cumulé à la quantité d'énergie dégagée par la combustion du carburant, tel que rappelé par l'équation (141).

$$Q_{pertes} = Q_{comb} - Q_{net} \quad (141)$$

Une des principales hypothèses utilisées lors du calcul du dégagement de chaleur est l'absence de transfert de masse avec l'extérieur de la chambre de combustion. Bien que Gatowski et al. [61] aient montré que l'écoulement vers les interstices affectent le calcul des pertes de chaleur cumulées, cette influence a ici été négligée. Or Payri et al. [79] précisent que l'importance de ces écoulements augmente lorsque la température du liquide de refroidissement diminue. En effet les jeux au niveau de la segmentation sont plus importants lorsque le moteur est froid afin de permettre la dilation des métaux lorsque la température nominale de fonctionnement est atteinte.

Comme une perte de masse se traduit par une perte d'énergie dans le calcul du dégagement de chaleur net dans le cas de l'hypothèse de système fermé, il est possible que des fuites vers les interstices de la chambre de combustion, plus importantes à basse température, soient à l'origine d'une surestimation des pertes de chaleur cumulées.

La prise en compte de ces écoulements étant particulièrement difficile, l'hypothèse d'une fuite à travers la segmentation est testée au moyen d'un facteur correctif appliqué sur le dégagement de chaleur net. Ce facteur varie avec le carré de la différence entre la température nominale de fonctionnement et la température réelle du liquide de refroidissement, comme on peut le voir sur l'équation (142).

$$Q_{net,corr} = Q_{net}(1 + C_4(90 - T_{eau})^2) \quad (142)$$

Le facteur correctif possède un coefficient de calibration C_4 dont la valeur est ajustée lors du processus de calibration, faute d'alternative.

Afin de tester cette approche, une calibration du modèle de Hohenberg modifié pour prendre en compte la richesse est réalisée sur l'ensemble des points de mesure du banc automobile. Le coefficient de calibration du terme de richesse est fixé à la valeur 1,5.

La distribution d'erreur associée à cette calibration est présentée par la Figure 199. Les coefficients de calibration C_1 et C_2 ont pour valeurs respectives 100,3 et 5,47, tandis que le coefficient du facteur de correction C_4 a pour valeur $3,86 \cdot 10^{-5}$. L'erreur moyenne absolue est de 0,21% et les pertes de chaleur cumulées ont été réduites en moyenne de 13,6% pour les points à 60°C et de 30,9% pour les points à 30°C.

On remarque qu'après correction du dégagement de chaleur cumulé, le modèle réussit à estimer correctement les pertes de chaleur cumulées pour l'ensemble des points de mesure. Ce résultat n'est que peu surprenant du fait de l'inclusion du coefficient de correction dans le processus de calibration.

Dans le but d'estimer la pertinence de ces corrections, il est possible d'avoir recours à une méthode simple basée sur les équations de Barré de Saint-Venant afin de calculer la fraction de masse gazeuse perdue à travers la segmentation. Ce modèle fournit le débit massique en fonction des pressions dans le cylindre et le carter ainsi que de la section effective d'écoulement. En intégrant le produit de ce débit massique par l'enthalpie massique du gaz contenu dans le cylindre, on obtient l'énergie totale perdue du fait du blow-by. En comparant cette dernière à la différence entre le dégagement de chaleur net cumulé et sa valeur corrigée, il est alors possible de corriger la section effective d'écoulement. En intégrant le débit massique issu de l'utilisation de cette section corrigée, on obtient la masse de gaz perdue à travers la segmentation correspondant à la correction réalisée lors de la calibration. Dans le cas des points de mesures à 60°C, la masse perdue moyenne est de 3,6 pour cent de la masse enfermée tandis que dans le cas des points de mesures à 30°C elle est de 14,3 pour cent. Bien que les valeurs de correction du dégagement de chaleur net ne semblent pas aberrantes, celles correspondant aux fractions de masse perdue sont bien trop importantes pour être réalistes.

Un modèle d'écoulement vers les interstices plus élaboré couplé à des mesures de débit de blow-by sur banc d'essai permettrait d'estimer plus précisément l'influence de ces écoulements, et éventuellement d'améliorer sensiblement le calcul des pertes de chaleur cumulées expérimentales non seulement pour des conditions de fonctionnement à basse température, mais aussi pour les conditions de fonctionnement nominales.

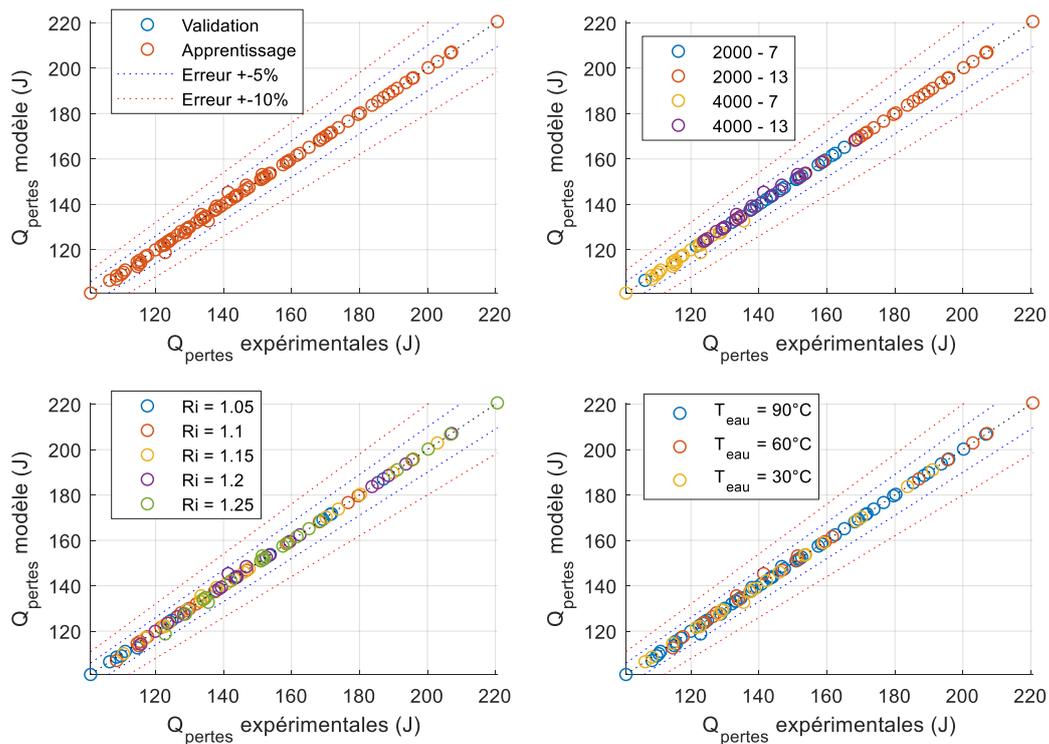


Figure 199 : Comparaison entre les pertes de chaleur cumulées expérimentales et calculées par le modèle de Hohenberg modifié pour prendre en compte la richesse et après correction des pertes expérimentales dans le cas d'une calibration sur l'ensemble des mesures du banc automobile.

IV.3.4 Influence du choix des points d'apprentissage

En dépit du doute planant autour de la correction des pertes de chaleur cumulées pour les points de mesures à basse température, les pertes de chaleur corrigées sont conservées, faute d'alternative, afin d'analyser l'influence du choix des points d'apprentissage sur la calibration du modèle de Hohenberg modifié.

Lorsque l'on calibre un modèle de transfert thermique zéro dimensionnel, il est intéressant d'obtenir un jeu unique de coefficients de calibration permettant d'estimer précisément les pertes de chaleur cumulées pour différentes conditions de fonctionnement. Idéalement, cette calibration est réalisée avec un faible nombre de points d'apprentissage car cela :

- permet de limiter le nombre d'essais moteur à effectuer,
- assure la prédictivité du modèle.

Dans les parties précédentes, l'influence de la richesse et de la température de liquide de refroidissement a été analysée et des modifications du modèle de Hohenberg et de l'objectif de calibration ont été proposées afin d'améliorer la souplesse du modèle. Dans cette dernière partie, l'influence du choix des points d'apprentissage, notamment en termes de régime moteur et de charge, est mise en évidence.

Quatre calibrations sont réalisées en choisissant trois points de mesures pour chaque point de fonctionnement. Ces calibrations ne mettent donc en jeu que des points d'apprentissage appartenant à un couple régime / charge. Les trois points d'apprentissage correspondent à des richesses de 1,05, 1,15 et 1,25 et à une température de liquide de refroidissement de 90°C. Le coefficient de calibration du terme de richesse est fixé à la valeur 1,5. L'erreur moyenne absolue, le nombre de points de mesure à cinq et à dix pour cent d'erreur ainsi que les coefficients de calibration ajustés sont donnés dans le Tableau 35. La Figure 200, la Figure 201, la Figure 202 et la Figure 203 permettent de visualiser les distributions associées à ces calibrations.

On remarque dans un premier temps que lorsque l'on calibre sur des points à faible régime, l'erreur moyenne est plus faible que dans le cas de calibrations à haut régime. Ce résultat est visible sur les distributions, celles correspondant à de faibles régimes étant moins dispersées. Ceci peut s'expliquer par des pertes de chaleur cumulées plus importantes.

Points d'apprentissage	Erreur moyenne (%)	Points à $\pm 5\%$	Points à $\pm 10\%$	C_1	C_2
2000 tr/min 7 bars $T_{eau} = 90^\circ C$ 3 points	3,67	76	84	146,7	2,01
2000 tr/min 13 bars $T_{eau} = 90^\circ C$ 3 points	2,44	74	100	112,1	2,59
4000 tr/min 7 bars $T_{eau} = 90^\circ C$ 3 points	4,85	74	76	173,3	3,01
4000 tr/min 13 bars $T_{eau} = 90^\circ C$ 3 points	4,65	58	80	116	1,63

Tableau 35 : Influence du régime moteur et de la charge des points d'apprentissage sur l'erreur moyenne, le nombre de points de validation à moins de 5% et 10% d'erreur et les coefficients de calibration du modèle de Hohenberg modifié pour prendre en compte la richesse.

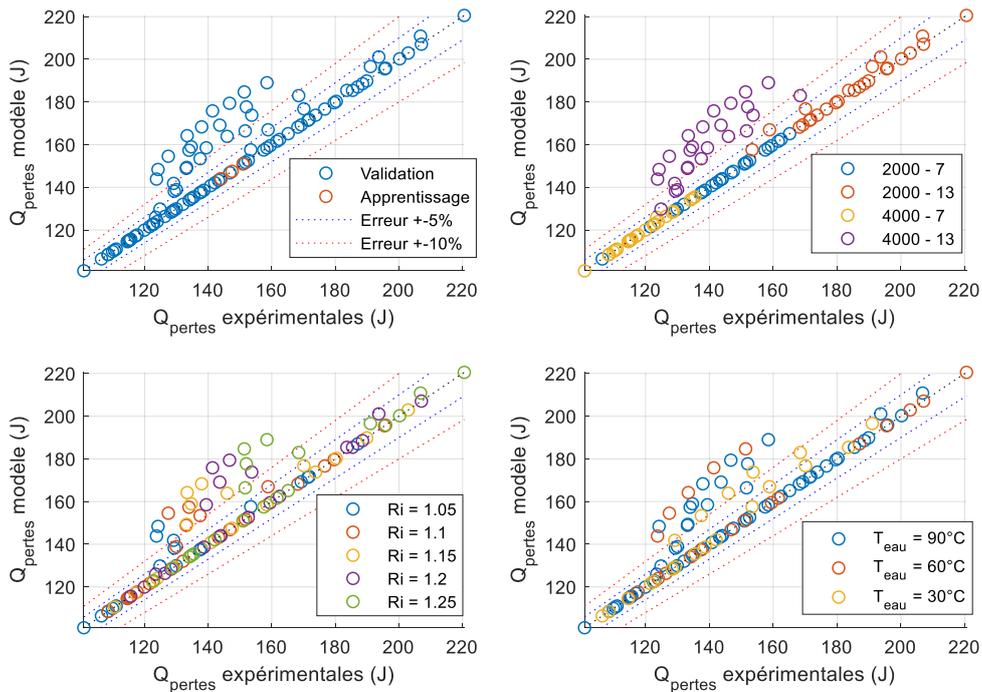


Figure 200 : Comparaison entre les pertes de chaleur cumulées expérimentales et calculées par le modèle de Hohenberg modifié pour prendre en compte la richesse et après correction des pertes expérimentales dans le cas d'une calibration sur trois mesures du point de fonctionnement numéro 1 à 90°C.

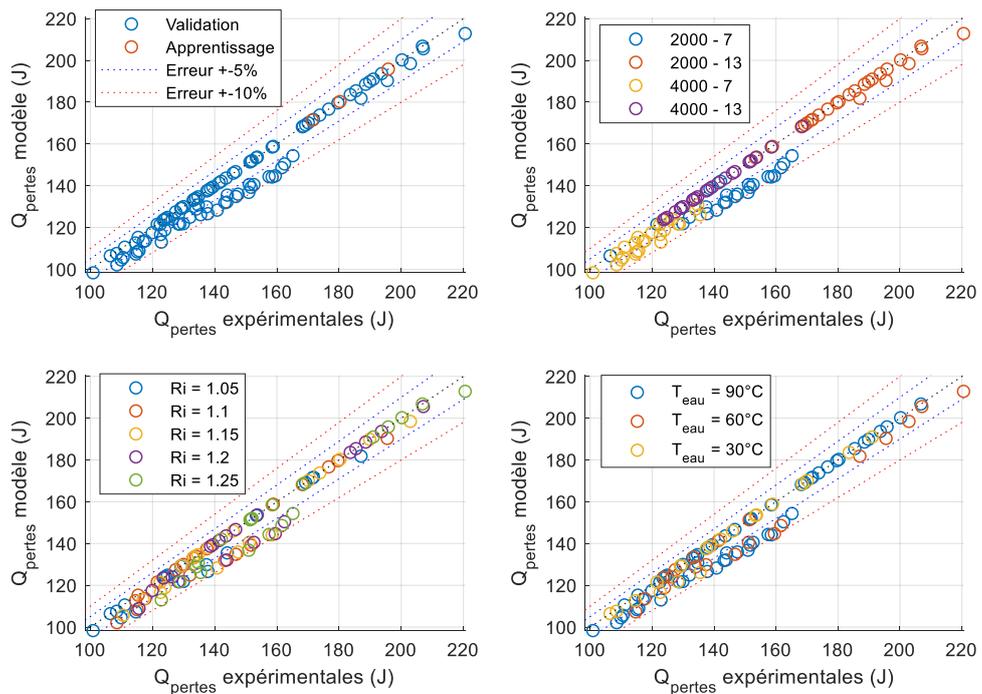


Figure 201 : Comparaison entre les pertes de chaleur cumulées expérimentales et calculées par le modèle de Hohenberg modifié pour prendre en compte la richesse et après correction des pertes expérimentales dans le cas d'une calibration sur trois mesures du point de fonctionnement numéro 2 à 90°C.

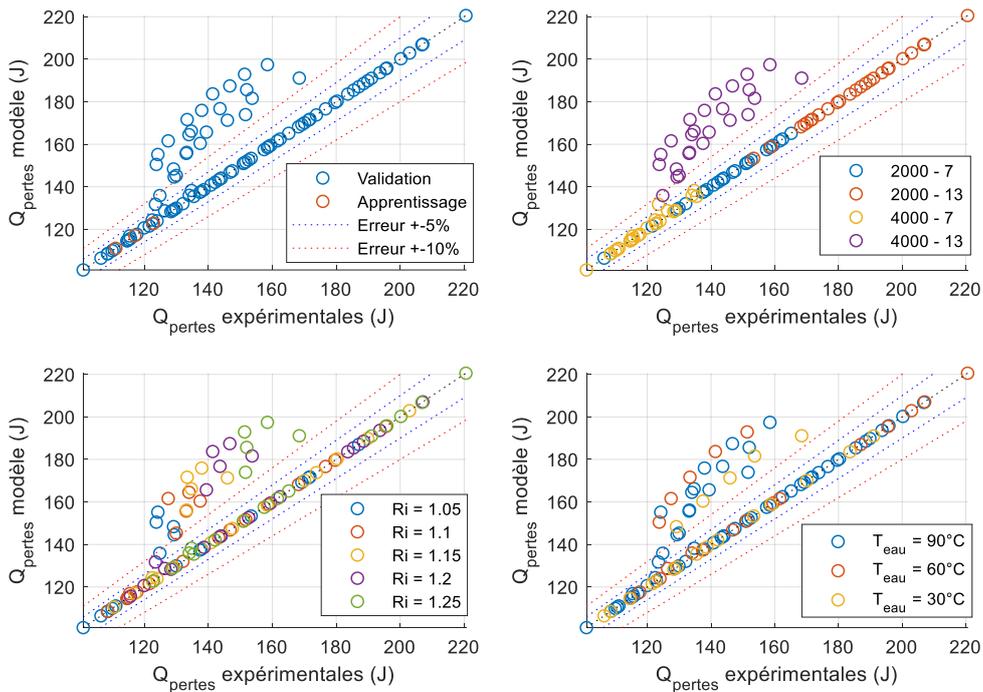


Figure 202 : Comparaison entre les pertes de chaleur cumulées expérimentales et calculées par le modèle de Hohenberg modifié pour prendre en compte la richesse et après correction des pertes expérimentales dans le cas d'une calibration sur trois mesures du point de fonctionnement numéro 3 à 90°C.

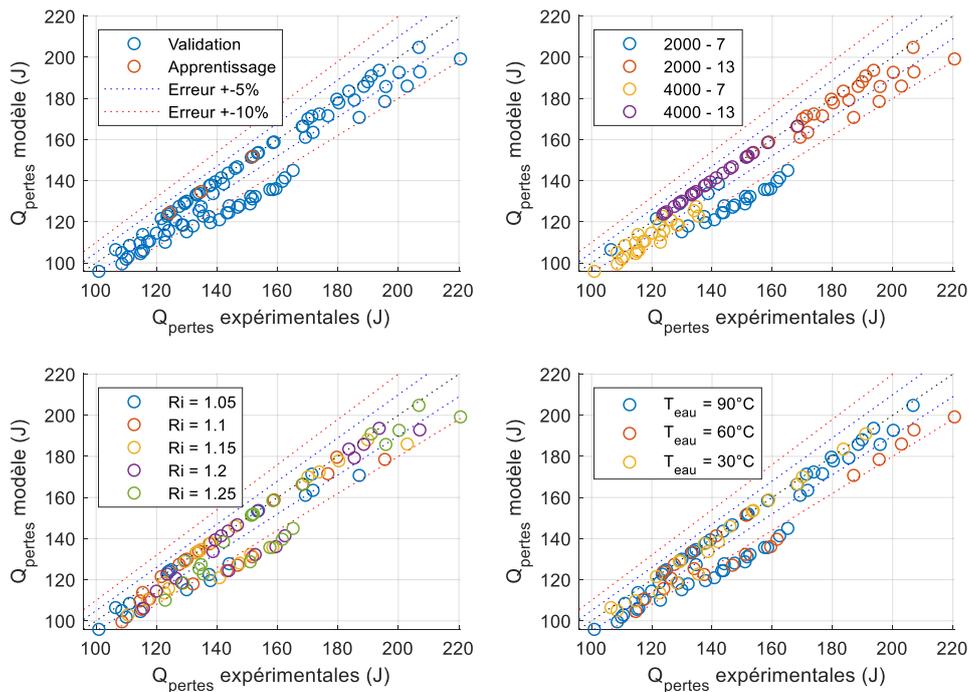


Figure 203 : Comparaison entre les pertes de chaleur cumulées expérimentales et calculées par le modèle de Hohenberg modifié pour prendre en compte la richesse et après correction des pertes expérimentales dans le cas d'une calibration sur trois mesures du point de fonctionnement numéro 4 à 90°C.

Concernant l'influence de la charge, on peut noter que lorsque les points d'apprentissage appartiennent aux points de fonctionnement 1 et 3, les pertes de chaleur cumulées des points de mesure du point de fonctionnement 4 sont fortement surestimés tandis que celles des autres points de fonctionnement sont correctement estimées. A contrario, lorsque la charge des points d'apprentissage est élevée, les pertes de chaleur cumulées des points de fonctionnement à faible charge sont sous-estimées. On remarque que dans le cas de l'utilisation de points provenant du point de fonctionnement 4, une part non négligeable des pertes de chaleur cumulées du point de fonctionnement 2 sont sous-estimées.

Il apparaît donc que l'utilisation de points d'apprentissage issus d'un unique point de fonctionnement ne permet pas de d'obtenir une calibration du modèle de Hohenberg modifié satisfaisantes sur l'ensemble des points de fonctionnement. En revanche, certains points de fonctionnement permettent d'obtenir des résultats de meilleure qualité, notamment lorsque le régime est faible et la charge élevée.

Si l'on souhaite obtenir une calibration de qualité sur l'ensemble des mesures réalisées sur le banc automobile, il est par conséquent nécessaire d'utiliser des points d'apprentissage de chaque point de fonctionnement. Afin de confirmer cela, une calibration du modèle de Hohenberg modifié est effectuée en utilisant les points d'apprentissage utilisés précédemment pour chaque point de fonctionnement. Cette calibration a donc recours à douze points d'apprentissage à 90°C de température de liquide de refroidissement et trois richesses, 1,05, 1,15 et 1,25. L'erreur moyenne absolue, le nombre de points de mesure à cinq et à dix pour cent d'erreur ainsi que les coefficients de calibration ajustés sont donnés dans le Tableau 36. La Figure 204 permet de visualiser les distributions associées à cette calibration.

On remarque que lorsque les points d'apprentissage mettent en jeu les différents points de fonctionnement, l'erreur moyenne est particulièrement faible et l'ensemble des points présentent une erreur de moins de 5 pour cent. La qualité de cette calibration est quasiment aussi bonne que lors de l'utilisation de l'ensemble des mesures du banc automobile (Figure 199), bien que quelques pertes de chaleur cumulées à haut régime et forte charge soient surestimées. A partir d'un faible nombre de points de mesure choisis soigneusement, il est donc possible d'obtenir une calibration de qualité, à la fois prédictive et précise.

Points d'apprentissage	Erreur moyenne (%)	Points à $\pm 5\%$	Points à $\pm 10\%$	C_1	C_2
Tous régimes & charges $T_{eau} = 90^\circ C$ 12 points	0,25	100	100	109,8	4,21

Tableau 36 : Influence du régime moteur et de la charge des points d'apprentissage sur l'erreur moyenne, le nombre de points de validation à moins de 5% et 10% d'erreur et les coefficients de calibration du modèle de Hohenberg modifié pour prendre en compte la richesse.

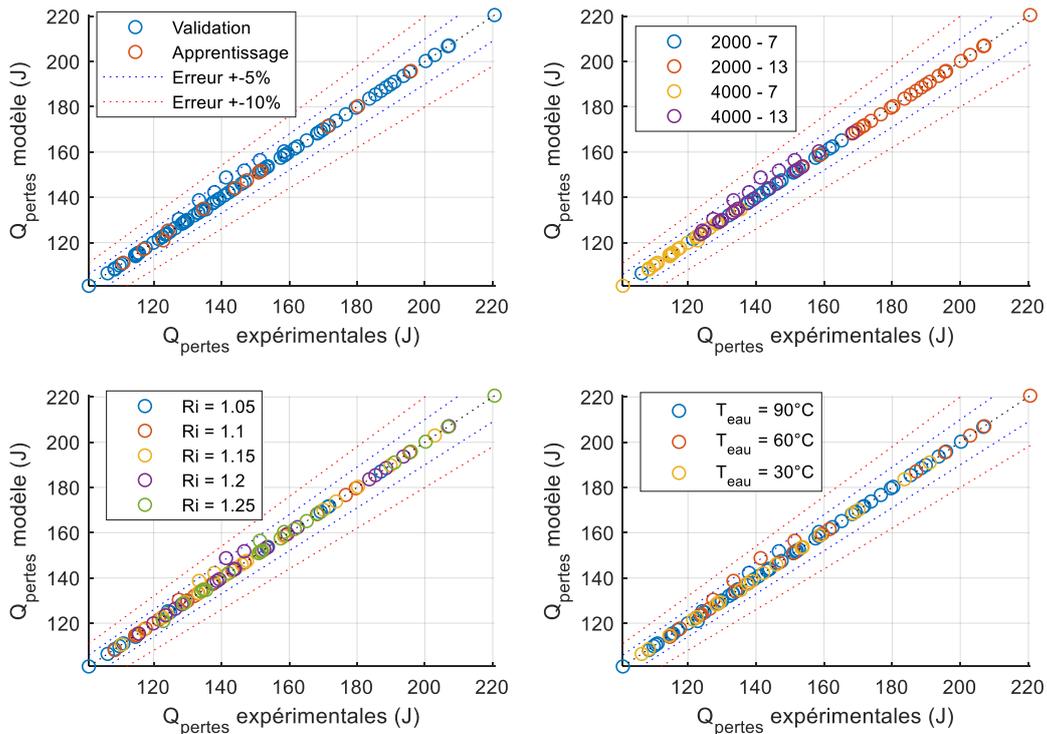


Figure 204 : Comparaison entre les pertes de chaleur cumulées expérimentales et calculées par le modèle de Hohenberg modifié pour prendre en compte la richesse et après correction des pertes expérimentales dans le cas d'une calibration sur trois mesures par point de fonctionnement à $90^\circ C$.

Ce dernier chapitre, consacré à la modélisation zéro-dimensionnelles des transferts thermiques aux parois des chambres de combustion, a eu recours aux éléments introduits dans les chapitres précédents afin de permettre la comparaison de modèles issus de la littérature.

Comme au préalable il est nécessaire de calibrer ces modèles, l'influence de l'approche de calibration a été analysée et un objectif de calibration basé sur le calcul de pertes de chaleur cumulées a été retenu du fait de sa robustesse. Il apparaît que l'approche de modélisation possède une influence forte sur la forme prise par le coefficient d'échange au cours du cycle, notamment pour les modèles comportant un terme actif uniquement pendant la combustion. Enfin une méthodologie de prise en compte des incertitudes de mesures, permettant d'assouplir le processus de calibration, a été proposée.

Dans un deuxième temps, ce processus de calibration a été appliqué à une sélection de modèles semi-empiriques qui ont ainsi pu être comparés. La forme que ces modèles prennent au cours du cycle moteur et leur impact sur la course de compression ont été évalués, notamment via les températures de gaz simulée et expérimentale en fin de compression. Comme ces températures sont éloignées pour l'ensemble des modèles testés, une modification du modèle de Woschni incluant une approche de dissipation d'énergie cinétique simplifiée a été proposée. L'amélioration obtenue reste insuffisante en dépit d'une augmentation sensible de l'intensité du transfert de chaleur lors de la compression. Le recours aux mesures directes de flux de chaleur issues des essais sur le banc monocylindre ont permis de mettre en évidence la forte influence que l'estimation de la masse enfermée dans le cylindre a sur la capacité à simuler correctement la température de gaz. Les incertitudes expérimentales sur cette masse n'ont donc pas permis de discriminer les modèles de transfert thermique sur le critère de la température de fin de compression.

Dans la dernière partie de ce chapitre, la capacité des modèles de transfert thermiques à capturer l'influence des conditions de fonctionnement avec un jeu unique de coefficients de calibration a été évaluée. Différents modèles ont été comparés et le modèle de Hohenberg a été retenu. Cependant, ce modèle n'est pas capable de prendre correctement en compte l'influence de la richesse ni celle de la température de liquide de refroidissement. Après analyse de ces influences sur les termes composant le coefficient d'échange, des modifications du modèle de Hohenberg et du calcul des pertes de chaleur cumulées ont été proposées. Ces modifications permettent de modéliser correctement les pertes de chaleur cumulées sur l'ensemble des points de mesure du banc automobile à partir d'un nombre restreint de mesures, moyennant une sélection de points d'apprentissage couvrant les différentes plages de fonctionnement du moteur.

Conclusions et perspectives

Les transferts thermiques aux parois des chambres de combustion des moteurs à piston ont un impact significatif sur des postes clés tels que la consommation, les performances ou encore les émissions polluantes. Comme les outils de simulations occupent une place de plus en plus importante dans le processus de développement et de mise au point des groupes motopropulseurs, il est nécessaire de disposer de modèles de transferts thermiques à la fois précis et prédictifs.

L'étude bibliographique réalisée dans le cadre de ce travail de thèse a permis de dresser un état de l'art de la modélisation zéro-dimensionnelle. Cette approche de modélisation est basée sur la loi de Newton et les modèles disponibles dans la littérature fournissent différentes formulations du coefficient d'échange. Il existe de nombreux modèles possédant des niveaux de description variés et dont le processus de calibration est plus ou moins complexe. Néanmoins il n'existe pas de conclusions claires quant à la qualité de ces modèles, notamment vis-à-vis de leur capacité à capturer l'influence des nombreux paramètres de fonctionnement moteur.

Afin de pouvoir les évaluer, il est nécessaire de disposer de données robustes permettant leur utilisation et leur calibration. Pour ce faire, des essais moteur mettant en jeu différentes conditions de fonctionnement ont été réalisés. Une méthodologie de calcul des échanges de chaleur aux parois de la chambre de combustion à partir de la pression régnant dans le cylindre a permis de montrer que les pertes de chaleur cumulées sur le cycle diminuent avec le régime et la température de liquide de refroidissement et augmentent avec la charge et la richesse. Des modèles de température moyenne de gaz et de parois, indispensables pour modéliser les transferts thermiques, ont été développés grâce à l'exploitation de données expérimentales. Les températures de parois, calculées par le biais de modèles multilinéaires mis au point à partir de mesures sur un banc monocylindre, semblent basses mais restent raisonnables. La température du gaz est quant à elle déterminée via l'estimation expérimentale de la masse de gaz enfermée dans le cylindre. Bien que les températures de gaz obtenues ne présentent pas de valeurs aberrantes, il apparaît que les incertitudes sur cette masse possèdent une influence particulièrement forte.

Dans le but de compléter les calculs de pertes de chaleur cumulées à partir des mesures standard, une instrumentation spécifique haute fréquence permettant la mesure directe du flux de chaleur aux parois des chambres de combustion a été développée. Cette mesure permet en effet d'investiguer le comportement dynamique des transferts thermiques au cours du cycle moteur. Une étude bibliographique a permis de concevoir un dispositif expérimental maximisant la précision des mesures. Le principe de mesure repose sur l'acquisition haute fréquence de la variation de la température de surface de la chambre couplée à une méthode de reconstruction du flux de chaleur. Une géométrie de sonde cylindrique présente l'avantage de posséder une symétrie de révolution, ce qui autorise l'utilisation de méthodes de reconstruction de type 2D-axisymétrique. Le recours à ces méthodes a permis d'ajuster numériquement les propriétés thermiques de la sonde et ainsi

d'éviter une source d'erreur courante pour ce type de dispositif. Cette instrumentation spécifique a été utilisée afin d'analyser l'influence des paramètres de fonctionnement moteur sur le flux de chaleur aux parois, notamment celle du régime de rotation, de la charge, de l'avance à l'allumage et de la richesse. Ces mesures sont globalement en accord avec les calculs de pertes de chaleur cumulées et mettent en évidence la forte influence de la pression dans le cylindre sur l'intensité du transfert thermique.

Les modèles zéro-dimensionnels nécessitent une phase de calibration afin d'être adaptés au moteur étudié et ainsi permettre leur comparaison. Pour ce faire, les pertes de chaleur cumulées sur le cycle apparaissent comme l'objectif le plus robuste du fait de leur caractère global. L'approche de calibration utilisée influence la forme prise par le coefficient d'échange au cours du cycle moteur, ce qui impacte la température simulée du gaz lors de la compression, celle-ci étant particulièrement importante lorsque l'on s'intéresse à la modélisation du cliquetis. Néanmoins après comparaison avec les mesures directes de flux de chaleur aux parois de la chambre, il apparaît que les incertitudes expérimentales sur la masse de gaz enfermée sont trop importantes pour qu'il soit possible de discriminer les modèles de transferts thermiques sur le critère de la température du gaz en fin de compression.

Finalement, la capacité de différents modèles de transferts thermiques à capturer l'influence des paramètres de fonctionnement moteur a été évaluée. Le modèle de Hohenberg permet une modélisation plus prédictive, mais n'est pas capable de prendre correctement en compte l'influence de la richesse ni celle de la température de liquide de refroidissement. L'ajout d'un simple terme de composition a permis d'améliorer sensiblement la prédictivité du modèle de Hohenberg. En revanche, aucune modification de ce dernier relativement à la température du liquide de refroidissement n'a été possible. Il semblerait que le calcul de pertes de chaleur cumulées ne soit pas complètement fiable du fait entre autres de l'existence d'écoulements de gaz au niveau de la segmentation, écoulements dont l'importance augmente lorsque la température diminue. Moyennant l'utilisation d'un facteur correctif dépendant de la température du liquide de refroidissement, il est possible d'obtenir une modélisation prédictive des transferts thermiques aux parois de la chambre de combustion à partir d'un nombre restreint de points de mesure.

A la suite de ce travail, plusieurs pistes d'amélioration apparaissent :

- Du fait de l'absence d'environnement de simulation moteur complet, notamment en termes de modèles d'énergie cinétique turbulente et de combustion, les modèles phénoménologiques n'ont pas pu être testés. Il serait intéressant de refaire le travail d'analyse et de calibration présenté dans ce mémoire en utilisant ces modèles.
- En outre, l'accès à un modèle moteur haute fréquence 1D calibré permettrait un calcul des masses enfermées plus précis et ainsi de lever les incertitudes concernant l'estimation de la température du gaz. Il serait alors possible de comparer l'impact des modèles sur la température de gaz simulée en fin de compression et éventuellement

de proposer une méthodologie de calibration à double objectif. Ce type de calibration s'appliquerait aux modèles possédant un terme valable uniquement pendant la combustion et consisterait en l'ajustement des deux constantes de calibration de façon successive, d'abord afin de retrouver la température en fin de compression expérimentale, puis les pertes de chaleur cumulées expérimentales.

- Les modèles de température de parois utilisés sur le H5Ft ont été développés à partir de mesures sur le banc monocylindre. Comme les températures de parois obtenues semblent basses au regard des mesures issues de la littérature, il conviendrait d'effectuer ces mesures directement dans les parois du H5Ft. De plus, il pourrait être judicieux de procéder à des mesures de température de piston.
- Le capteur de flux de chaleur développé dans le cadre du travail de thèse n'a pas suffisamment été exploité du fait de difficultés liées à la mise au point du banc monocylindre. Ce capteur pourrait être installé dans la culasse d'un moteur automobile afin de s'affranchir des problèmes de stabilité de combustion et de vibration et ainsi obtenir des résultats plus fiables.
- Il pourrait être intéressant d'effectuer des mesures de flux de chaleur en différents points de la chambre de combustion afin de pouvoir analyser la répartition du flux de chaleur sur les différentes parois. Dans le cas où il y aurait suffisamment de points de mesure, celles-ci pourraient être utilisées pour calibrer des modèles et être comparées avec les calculs de pertes de chaleur cumulées. De plus, un nombre important de points de mesures permettrait d'estimer la vitesse de propagation de la flamme et d'étudier les interactions entre celle-ci et les parois.
- Afin d'investiguer l'influence des fuites de gaz à travers la segmentation sur le calcul des pertes de chaleur cumulées, il faudrait réaliser des mesures de débit de *blow-by* et développer un modèle détaillé. Cela permettrait de quantifier cette influence non seulement pour les mesures lorsque le moteur est froid, mais aussi lorsqu'il est chaud.
- Les transferts thermiques au sein des chapelles d'admission et d'échappement affectent le remplissage moteur et la température du gaz à l'échappement, ce qui influence la température à l'entrée de la turbine et la montée en température du catalyseur utilisé pour le post-traitement des émissions polluantes. Comme il est particulièrement difficile d'estimer ces transferts, un capteur du flux de chaleur comme celui développé au cours de ce travail de thèse pourrait être utilisé afin de les caractériser.
- L'implémentation d'un modèle de transferts thermiques prédictif et précis au sein d'un modèle global de moteur permettrait de définir des stratégies de refroidissement optimisées en fonction des points de fonctionnement et pour les phases transitoires de fonctionnement moteur, notamment en termes de température de liquide de refroidissement. Cela permettrait par ailleurs de tester des systèmes innovants comme des circuits de refroidissement séparés pour la culasse et le bloc moteur.

Références bibliographiques

- [1] Citepa, «Rapport Secten» 2019.
- [2] DieselNet, «Emission Standards EU» [En ligne]. Available: <https://dieselnet.com/standards/#eu>. [Accès le 28 01 2020].
- [3] DieselNet, «Average CO2 emissions from EU cars increase to 120.5 g/km» 04 03 2019. [En ligne]. Available: <https://dieselnet.com/news/2019/03jato.php>. [Accès le 28 01 2020].
- [4] A. J. Torregrossa, A. Broatch, P. Olmeda et C. Romero, «Assessment of the influence of different cooling system configurations on engine warm-up, emissions and fuel consumption» *International Journal of Automotive Technology*, vol. 9, pp. 447-458, 2008.
- [5] J. D. Trapy et P. Damiral, «An investigation of lubricating system warm-up for the improvement of cold start efficiency and emissions of S.I. automotive engines» *SAE Transactions*, vol. 99, pp. 1635-1645, 1990.
- [6] F. P. Incropera, T. L. Bergman, A. S. Lavine et D. P. DeWitt, *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*, 7ème éd., New York: J. Wiley, 2002.
- [7] J. B. Heywood, *Internal Combustion Engine Fundamentals*, McGraw-Hill International Editions, Automotive Technologies Series, 1988.
- [8] G. Borman et K. Nishiwaki, «Internal-Combustion Engine Heat Transfer» *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 13, n° 1, pp. 1-46, 1987.
- [9] C. A. Finol Parra, «Heat Transfer Investigations in a Modern Diesel Engine» PhD. thesis, University of Bath, 2008.
- [10] F. Alizon, «Transferts de chaleur convectifs dans la chambre de combustion des moteurs à combustion interne, Influence de l'aérodynamique interne» Thèse de Doctorat, Université Paris IV, 2005.
- [11] W. Nusselt, «Der Wärmeübergang in der Verbrennungskraftmaschine» *Z. Ver. Dtsch. Ing.*, vol. 67, p. 692 & 708, 1923.
- [12] G. Eichelberg, «Some new investigations on old combustion-engine problems» *Engineering*, vol. 148, p. 463 & 547, 1939.

- [13] W. Pflaum, «Wärmeübergang bei Dieselmotoren mit und ohne Aufladung» *M.T.Z.*, vol. 22, p. 70, 1961.
- [14] K. Elser, «Der instationäre Wärmeübergang in Dieselmotoren» *Mitt. Inst. Thermodyn*, n° 15, 1955.
- [15] T. Oguri, «Theory of heat transfer in the working gases of internal combustion engines» *Bull. Jap. Soc. Mech. Engrs.*, vol. 3, p. 370, 1960.
- [16] W. J. D. Annand, «Heat Transfer in the Cylinders of Reciprocating Internal Combustion Engines» *Proc. Instn. Mech. Engrs*, vol. 177, n° 36, pp. 973-990, 1963.
- [17] V. D. Overbye, J. E. Bennethum, O. A. Uyehara et P. S. Myers, «Unsteady heat transfer in engines» *Trans. Soc. Automot. Engrs.*, vol. 69, p. 461, 1961.
- [18] W. J. D. Annand et T. H. Ma, «Instantaneous Heat Transfer Rates to the Cylinder Head Surface of a Small Compression-Ignition Engine» *Proc. Instn. Mech. Engrs*, vol. 185, n° 72/71, pp. 976-987, 1970-1971.
- [19] G. Sitkei et G. V. Ramanaiah, «A Rational Approach for Calculation of Heat Transfer in Diesel Engines» *SAE Technical Paper*, n° 720027, 1972.
- [20] G. Woschni, «A Universally Applicable Equation for the Instantaneous Heat Transfer Coefficient in the Internal Combustion Engine» *Society of Automotive Engineers, SAE Transactions*, vol. 76, n° 670931, 1967.
- [21] G. Woschni, «Die Berechnung der Wandverluste und der thermischen Belastung der Bauteile von Dieselmotoren» *MTZ 31*, vol. 12, pp. 491 - 499, 1970.
- [22] K. Shiling et G. Woschni, «Experimental investigation of the instantaneous heat transfer in the cylinder of a high speed diesel engine» *SAE Technical Paper 790833*, 1979.
- [23] K. Huber, G. Woschni et K. Zeilinger, «Investigations on heat transfer in internal combustion engines under low load and motoring conditions» *The Promise of new Technology in the Automotive Industry, 23th FISITA Congress*, vol. 1, pp. 151 - 159, 1990.
- [24] J. Chang, O. Güralp, Z. Filipi, D. Assanis, T. W. Kuo, P. Najt et R. Rask, «New heat transfer correlation for an HCCI engine derived from measurements of instantaneous surface heat flux» *SAE Technical Paper 2004-01-2996*, 2004.

- [25] X. Wang, P. Price, C. R. Stone et D. Richardson, «Heat release and heat flux in a spray-guided direct-injection gasoline engine» *Proc. IMechE*, vol. 221 Part D: J. Automobile Engineering, 2007.
- [26] Olmeda P., Martin J., Novella R. et Carreño R., «An adapted heat transfer model for engines with tumble motion» *Applied Energy*, vol. 158, pp. 190 - 202, 2015.
- [27] G. F. Hohenberg, «Advanced approaches for heat transfer calculations» *SAE Technical Paper 790825*, 1979.
- [28] S. B. Han, Y. J. Chung, Y. J. Kwon et S. Lee, «Empirical formula for instantaneous heat transfer coefficient in spark ignition engine» *SAE Technical Paper 972995*, 1997.
- [29] A. Irimescu, «Convective heat transfer equation for turbulent flow in tubes applied to internal combustion engines operated under motored conditions» *Applied Thermal Engineering*, vol. 50, n° 536 - 545, 2013.
- [30] A. Irimescu, S. S. Merola, C. Tornatore et G. Valentino, «Development of a semi-empirical convective heat transfer correlation based on thermodynamic et optical measurements in a spark ignition engine» *Applied Energy*, vol. 157, pp. 777 - 788, 2015.
- [31] C. Schubert, A. Wimmer et F. Chmela, «Advanced heat transfer model for CI engines» *SAE Technical Paper 2005-01-0695*, 2005.
- [32] A. Wimmer, R. Pivec et T. Sams, «Heat transfer to the combustion chamber and port walls of IC engines - measurement and prediction» *SAE Technical Paper 2000-01-0568*, 2000.
- [33] M. Bargende, «Ein Gleichungsansatz zur Berechnung der instationären Wandwärmeverluste im Hochdruckteil von Ottomotoren» PhD thesis, TU Darmstadt, 1991.
- [34] M. Heinle, M. Bargende et H. J. Berner, «Some Useful Additions to Calculate the Wall Heat Losses in Real Cycle Simulations» *SAE Int. J. Engines*, vol. 5(2), 2012.
- [35] P. Huegel, H. Kubach, T. Koch et A. Velji, «Investigations on the Heat Transfer in a Single Cylinder Research SI Engine with Gasoline Direct Injection» *SAE Int. J. Engines* 8(2), 2015.

- [36] H. S. Soyhan, H. Yasar, H. Walmsley, B. Head, G. T. Kalghatgi et C. Sorousbay, «Evaluation of heat transfer correlations for HCCI engine modeling» *Applied Thermal Engineering*, vol. 29, pp. 541-549, 2009.
- [37] X. Wang et C. R. Stone, «A study of combustion, instantaneous heat transfer, and emissions in a spark ignition engine during warm-up» *Proc. IMechE*, vol. 222 Part D: J. Automobile Engineering, 2008.
- [38] K.-W. Cho, D. Assanis, Z. Filipi, G. Szekely, P. Najt et R. Rask, «Experimental investigation of combustion and heat transfer in a direct-injection spark ignition engine via instantaneous combustion chamber surface temperature measurements» *Proc. IMechE*, vol. 222 Part D: J. Automobile Engineering, 2008.
- [39] J. Demuynck, M. De Paepe, H. Huisseune, R. Sierens, J. Vancoillie et S. Verhelst, «On the applicability of empirical heat transfer models for hydrogen combustion engines» *International Journal of Hydrogen Energy*, vol. 36, pp. 975 - 984, 2011.
- [40] C. R. Mure et K. T. Rhee, «Instantaneous heat transfer over the piston of a motored direct injection-type diesel engine» *SAE Technical Paper 890469*, 1989.
- [41] H. Takamatsu et T. Kanazawa, «Piston temperature measurement method for high-speed gasoline engines» *JSAE Review 20*, pp. 259-279, 1999.
- [42] T. Husberg, S. Gjirja, I. Denbratt, A. Omrane, M. Aldén et J. Engström, «Piston temperature measurement by use of thermographic phosphors and thermocouples in a heavy-duty diesel engine run under partly premixed conditions» *SAE Technical Paper 2005-01-1646*, 2005.
- [43] J. Chang, Z. Filipi, D. Assanis, T.-W. Kuo, P. Najt et R. Rask, «Characterizing the thermal sensitivity of a gasoline homogeneous charge compression ignition engine with measurements of instantaneous wall temperature and heat flux» *Proc. IMechE Int. J. Engine Res.*, vol. 6, 2005.
- [44] O. Güralp, M. Hoffman, D. Assanis, Z. Filipi, T. W. Kuo, P. Najt et R. Rask, «Thermal characterization of combustion chamber deposits on the HCCI engine piston and cylinder head using instantaneous temperature measurements» *SAE Technical Paper 2009-01-0668*, 2009.

- [45] H. Dai, R. Huang, G. Li, J. Tang et S. Huang, «Memory test system for piston steady-state temperature measurement» *Applied Thermal Engineering*, vol. 110, pp. 436-441, 2017.
- [46] D. P. Madison, «Thermal characterization of a gasoline turbocharged direct injection engine utilizing lean operation and exhaust gas recirculation» Thèse de Doctorat, Michigan Technological University, 2013.
- [47] F. Culick, M. V. Heitor et J. H. Whitelaw, *Unsteady Combustion*, NATO ASI Series, Series E: Applied Sciences - Vol. 306, 1996.
- [48] A. V. Bueno, J. A. Velasquez et L. F. Milanez, «Internal combustion engine indicating measurements» chez *Applied Measurement Systems*, Prof. Zahurul Haq (Ed.), 2012, pp. 24-44.
- [49] G. P. Merker, C. Schwarz et R. Teichmann, *Combustion engines development*, Springer, 2009.
- [50] W. M. Mathis, «The effects of thermal shock on pressure transducers in internal combustion engines» Trident Scholar project report no. 275, U.S. Naval Academy, Annapolis, 2000.
- [51] S. Lee, C. Bae, R. Prucka, G. Fernandes, Z. S. Filipi et D. N. Assanis, «Quantification of thermal shock in a piezoelectric pressure transducer» *SAE Technical Paper 2005-01-2092*, 2005.
- [52] S. Le Guen, A. Maiboom, S. Bougrine et X. Tauzia, «Analysis of systematic calibration of heat transfer models on a turbocharged GDI engine operating map» *SAE Technical Paper 2018-01-0787*, 2018.
- [53] E. Pipitone et A. Beccari, «Determination of TDC in internal combustion engines by a newly developed thermodynamic approach» *Applied Thermal Engineering*, vol. 30, pp. 1914-1926, 2014.
- [54] H. Chang, Y. Zhang et L. Chen, «An applied thermodynamic method for correction of TDC in the indicator diagram and its experimental confirmation» *Applied Thermal Engineering*, vol. 25, pp. 759-768, 2005.
- [55] G. Hohenberg, «Experimentelle Erfassung der Wandwärme von Kolbenmotoren.» Habilitationsschrift, Technische Universität Graz, 1983.

- [56] Q. Luo, B. Sun et H. Tian, «The characteristic of polytropic coefficient of compression stroke in hydrogen internal combustion engine» *International Journal of Hydrogen Energy*, vol. 39, pp. 13787-13792, 2014.
- [57] M. Lapuerta, O. Armas et S. Molina, «Study of the compression cycle of a reciprocating engine through the polytropic coefficient» *Applied Thermal Engineering*, vol. 23, p. 313–323, 2003.
- [58] M. F. Brunt et K. C. Platts, «Calculation of heat release in direct injection diesel engines» *SAE Technical Paper 1999-01-0187*, 1999.
- [59] M. Feidt, Génie énergétique, du dimensionnement des composants au pilotage des systèmes, Paris: Dunod, 2014, p. 144.
- [60] M. Brunt, H. Rai et A. Emtage, «The calculation of heat release energy from engine cylinder pressure data» *SAE Technical Paper 981052*, 1998.
- [61] J. A. Gatowski, E. N. Balles, K. M. Chun, F. E. Nelson, J. A. Ekchian et J. B. Heywood, «Heat release analysis from engine pressure data» *SAE Technical Paper 841359*, 1984.
- [62] M. Lapuerta, O. Armas et V. Bermudez, «Sensitivity of diesel engine thermodynamic cycle calculation to measurement errors and estimated parameters» *Applied Thermal Engineering*, vol. 20, pp. 843-861, 2000.
- [63] M. S. Shehata, «Cylinder pressure, performance parameters, heat release, specific heats ration and duration of combustion for spark ignition engine» *Energy*, vol. 30, pp. 4710-4725, 2010.
- [64] M. A. Ceviz et I. Kaymaz, «Temperature and air-fuel ratio dependent specific heat ratio functions for lean burned and unburned mixture» *Energy Conversion and Management*, vol. 46, pp. 2387-2404, 2005.
- [65] G. Abbaszadehmosayebi et L. Ganippa, «Determination of specific heat ratio and error analysis for engine heat release calculations» *Applied Energy*, vol. 122, pp. 143-150, 2014.
- [66] B. M. Grimm et R. T. Johnson, «Review of simple heat release computations» *SAE Technical Paper 900445*, 1990.
- [67] F. Morteza, S. Khoshbakhti et M. D. Checkel, «Detailed approach for apparent heat release analysis in HCCI engines» *Fuel*, vol. 89, pp. 2323-2330, 2010.

- [68] J. H. Keenan, J. Chao et J. Kaye, Gas Tables, 2nd edition: John Wiley.
- [69] G. Abbaszadehmosayebi, «Diesel engine heat release analysis by using newly defined dimensionless parameters» 2014.
- [70] J. M. Desantes, J. Galindo, C. Guardiola et V. Dolz, «Air mass flow estimation in turbocharged diesel engines from in-cylinder pressure measurement» *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 34, pp. 37-47, 2010.
- [71] B. Youssef, F. Guillemain, G. Le Solliec et G. Corde, «In cylinder trapped mass estimation In diesel engines using cylinder pressure measurements» *2011 IEEE International Conference on Control Applications* , 2011.
- [72] S. Nikkar, «Estimation of in-cylinder trapped gas mass and composition» Master of Science Thesis, Linköping University, 2017.
- [73] I. Arsie, R. Di Leo, C. Pianese et M. De Cesare, «Estimation of in-cylinder mass and AFR by cylinder pressure measurement in automotive Diesel engines» *19th IFAC World Congress*, 2014.
- [74] R. Di Leo, «Methodologies for Air-Fuel ratio and trapped mass estimation in Diesel engines using the in-cylinder pressure measurement» *Energy Procedia* , vol. 82, pp. 957-964, 2015.
- [75] O. Armas, J. Rodriguez, F. Payri, J. Martin et J. R. Agudelo, «Effect of the trapped mass and its composition on the heat transfer in the compression cycle of a reciprocating engine» *Applied Thermal Engineering*, vol. 25, pp. 2842-2853, 2005.
- [76] P. J. Shayler, M. J. F. Colechin et A. Scarisbrick, «Heat Transfer Measurements in the Intake Port of a Spark Ignition Engine» *SAE Technical Paper 960273*, 1996.
- [77] J. W. Fox, W. K. Cheng et J. B. Heywood, «A model for predicting residual gas fraction in spark-ignition engines» *SAE Technical Paper 931025*, 1993.
- [78] N. Cavina, C. Siviero et R. Suglia, «Residual gas fraction estimation: application to a GDI engine with variable valve timing and EGR» *SAE Technical Paper 2004-01-2943*, 2004.
- [79] F. Payri, S. Molina, J. Martin et O. Armas, «Influence of measurement errors and estimated parameters on combustion diagnosis» *Applied Thermal Engineering*, vol. 26, pp. 226-236, 2006.

- [80] T. F. Yusaf, S. H. Fong, M. Z. Yusoff et I. Hussein, «Modeling of transient heat flux in spark ignition engine during combustion and comparisons with experiment» *American Journal of Applied Sciences*, vol. 2, pp. 1438-1444, 2005.
- [81] P. J. Shayler, S. A. May et T. Ma, «Heat transfer to the combustion chamber walls in spark ignition engines» *SAE Technical Paper 950686*, 1995.
- [82] A. Sanli, A. N. Ozsezen, I. Kilicaslan et M. Canakci, «The influence of engine speed and load on the heat transfer between gases and in-cylinder walls at fired and motored conditions of an IDI diesel engine» *Applied Thermal Engineering*, vol. 28, p. 1395–1404, 2008.
- [83] H. M. Cheung et J. B. Heywood, «Evaluation of a one-zone burn-rate analysis procedure using Pproduction SI engine pressure data» *SAE Technical Paper 932749*, 1993.
- [84] M. Langwiesner, C. Krueger, S. Donath et M. Bargende, «Wall heat transfer in a multi-link extended expansion SI-engine» *SAE Technical Paper 2017-24-0016*, 2017.
- [85] C. Wilhelmsson, A. Vressner, P. Tunestal, B. Johansson, G. Särner et M. Aldén, «Combustion chamber wall temperature measurement and modeling during transient HCCI operation» *SAE Technical Paper 2005-01-3731*, 2005.
- [86] A. Torregrosa, P. Olmeda, B. Degraeuwe et M. Reyes, «A concise wall temperature model for DI Diesel engines» *Applied Thermal Engineering*, vol. 26, p. 1320–1327, 2006.
- [87] S. V. Bohac, D. M. Baker et D. M. Assanis, «A global model for steady state and transient S.I. engine heat transfer studies» *SAE Technical Paper 960073*, 1996.
- [88] I. C. Finlay, D. Hams, D. J. Boam et B. I. Parks, «Factors influencing combustion chamber wall temperatures in a liquid-cooled, automotive, spark-ignition engine» *Proc. Instn Mech. Engrs*, vol. 199, n° D3, pp. 207-214, 1985.
- [89] C. C. French et K. A. Atkins, «Thermal loading of a petrol engine» *Proc. Instn Mech. Engrs*, vol. 187, pp. 561-573, 1973.
- [90] T. S. Wisniewski, «Experimental study of heat transfer on exhaust valves of 4C90 diesel engine» *SAE Technical Paper 981040*, 1998.
- [91] R. Nuzzo, «Scientific method: statistical errors» *Nature*, vol. 506, pp. 150-152, 2014.

- [92] Dictionnaire Larousse en ligne, «Capteur» [En ligne]. Available: <https://www.larousse.fr/dictionnaires/francais/capteur/13016>. [Accès le 21 08 2019].
- [93] J. Demuynck, N. Raes, M. Zuliani, M. De Paepe, R. Sierens et S. Verhelst, «Local heat flux measurements in a hydrogen and methane spark ignition engine with a thermopile sensor» *International journal of hydrogen energy*, vol. 34, pp. 9857-9868, 2009.
- [94] J. Demuynck, M. De Paepe, H. Huisseune, R. Sierens, J. Vancoillie et S. Verhelst, «Investigation of engine settings on the heat flux in a hydrogen- and methane-fueled spark ignition engine» *Applied Thermal Engineering*, vol. 31, pp. 1220-1228, 2011.
- [95] Vatell, «Heat Flux Microsensors (HFM)» [En ligne]. Available: <http://vatell.com/node/5>. [Accès le 20 11 2019].
- [96] T. S. Wilson, P. J. Bryanston-Cross, K. S. Chana, P. Dunkley, T. V. Jones et P. Hannah, «High bandwidth heat transfer and optical measurements in an instrumented spark ignition internal combustion engine» *SAE Technical Paper 2002-01-0747*, 2002.
- [97] O. Aoki, T. Tanaka, Y. Nakao, R. Kiyosue, Y. Harada et H. Yamamoto, «Analysis of heat transfer phenomena on high response heat insulation coatings by instantaneous heat flux measurement and boundary layer visualization» *SAE Technical Paper 2015-01-1996*, 2015.
- [98] X. Wang, R. Stone, R. Stevens, Y. Arita et D. Buttsworth, «Finite element analysis of eroding type surface thermocouple with application to engine heat flux measurement» *SAE Technical Paper 2006-01-1045*, 2006.
- [99] X. Wang, P. Price et R. Stone, «Burn Rate and Instantaneous Heat Flux Study of Iso-octane, Toluene and Gasoline in a Spray-Guided Direct-Injection Spark-Ignition Engine» *SAE Technical Paper 2008-01-0469*, 2008.
- [100] A. Alkidas, «Heat transfer characteristics of a spark-ignition engine» *Journal of heat transfer*, vol. 102, n° 2, pp. 189-193, 1980.
- [101] A. C. Alkidas et J. P. Myers, «Transient heat flux measurements in the combustion chamber of a spark-ignition engine» *Journal of heat transfer*, vol. 104, n° 1, pp. 62-67, 1982.

- [102] A. C. Alkidas et R. M. Cole, «Transient heat flux measurements in a divided-chamber diesel engine» *Journal of heat transfer*, vol. 107, n° 2, pp. 439-444, 1985.
- [103] D. J. Oude Nijeweme, J. B. W. Kok, C. R. Stone et L. Wyszynski, «Unsteady in-cylinder heat transfer in a spark ignition engine: experiments and modelling» *Proc. IMechE*, vol. 215 Part D, 2001.
- [104] C. D. Rakopoulos et G. C. Mavropoulos, «Experimental instantaneous heat fluxes in the cylinder head and exhaust manifold of an air-cooled diesel engine» *Energy Conversion & Management*, vol. 41, pp. 1265-1281, 2000.
- [105] C. D. Rakopoulos, D. C. Rakopoulos, G. C. Mavropoulos et E. G. Giakoumis, «Experimental and theoretical study of the short term response temperature transients in the cylinder walls of a diesel engine at various operating conditions» *Applied Thermal Engineering*, vol. 24, p. 679–702, 2004.
- [106] C. D. Rakopoulos et G. C. Mavropoulos, «Experimental evaluation of local instantaneous heat transfer characteristics in the combustion chamber of air-cooled direct injection diesel engine» *Energy*, vol. 33, pp. 1084-1099, 2008.
- [107] C. D. Rakopoulos et G. C. Mavropoulos, «Effects of transient diesel engine operation on its cyclic heat transfer: an experimental assessment» *Proc. IMechE*, vol. 223 Part D: J. Automobile Engineering, 2009.
- [108] A. J. Torregrosa, V. Bermúdez, P. Olmeda et O. Fygueroa, «Experimental assessment for instantaneous temperature and heat flux measurements under Diesel motored engine conditions» *Energy Conversion and Management*, vol. 54, pp. 57-66, 2012.
- [109] O. Güralp, P. Najt et Z. S. Filipi, «Method for Determining Instantaneous Temperature at the Surface of Combustion Chamber Deposits in an HCCI Engine» *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, vol. 135, 2013.
- [110] Y. Wu, B. Chen, F. Hsieh et C. Ke, «Heat transfer model for scooter engines» *SAE Technical Paper 2008-01-0387*, 2008.
- [111] P. Gilaber et P. Pinchon, «Measurements and Multidimensional Modeling of Gas-Wall Heat Transfer in a S.I. Engine» *SAE Technical Paper 880516*, 1988.
- [112] B. Lawton, «Effect of compression and expansion on instantaneous heat transfer in reciprocating internal combustion engines» *Proc Instn Mech Engrs*, vol. 201, n° A3, 1987.

- [113] P. C. Ma, M. Greene, V. Sick et M. Ihme, «Non-equilibrium wall-modeling for internal combustion engine simulations with wall heat transfer» *International Journal of Engine Research*, vol. 18, pp. 15-25, 2017.
- [114] M. A. Marr, J. S. Wallace, S. Chandra, L. Pershin et J. Mostaghimi, «A fast response thermocouple for internal combustion engine surface» *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 34, pp. 183-189, 2012.
- [115] «Product Information Coaxial Surface Thermocouple Probes» Medtherm Corporation, Huntsville, Alabama USA.
- [116] D. R. Buttsworth, «Transient response of an erodable heat flux gauge using finite element analysis» *Proc Instn Mech Engrs*, vol. 216 Part D: J Automobile Engineering, 2002.
- [117] D. R. Buttsworth, R. Stevens et C. R. Stone, «Eroding ribbon thermocouples: impulse response and transient heat flux analysis» *Meas. Sci. Technol.*, vol. 16, pp. 1487-1494, 2005.
- [118] M. L. G. Oldfield, «Impulse Response Processing of Transient Heat Transfer Gauge Signals» *Journal of Turbomachinery*, vol. 130, 2008.
- [119] W. J. D. Annand et D. Pinfold, «Heat transfer in the cylinder of a motored reciprocating engine» *SAE Technical Paper 800457*, 1980.
- [120] D. R. Buttsworth, «Heat transfer during transient compression : measurements and simulations» *Shock Waves*, vol. 12, pp. 87-91, 2002.
- [121] M. Schmitt, C. E. Frouzakis, Y. M. Wright, A. Tomboulides et K. Boulouchos, «Direct numerical simulation of the compression stroke under engine relevant conditions: Local wall heat flux distribution» *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 92, pp. 718-731, 2016.
- [122] K. Cornelis, R. Van Caelenberg, J. Demuyne, M. De Paepe, K. S. Chana et S. Verhelst, «Comparison of heat flux sensors for internal combustion engines on two hot air gun test rigs and a test engine» *9th International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics*, 2012.
- [123] Omega, «Physical Properties of Thermoelement Materials» [En ligne]. Available: <https://web.archive.org/web/20170724022707/https://www.omega.com/temperature/Z/pdf/z016.pdf>. [Accès le 18 06 2019].

- [124] D. F. Miner et J. B. Seastone, Handbook of engineering materials, New York: John Wiley and Sons, Inc., 1955.
- [125] S. Chung et J. Lin, «Thermal conductivity of epoxy resin composites filled with combustion synthesized h-BN particles» *Molecules*, vol. 21, pp. 670-681, 2016.
- [126] «Specific Heat of some common Substances» Engineering ToolBox, 2003. [En ligne]. Available: https://www.engineeringtoolbox.com/specific-heat-capacity-d_391.html. [Accès le 12 06 2019].
- [127] J. Reis et M. Jurumenh, «Experimental investigation on the effects of recycled aggregate on fracture behavior of polymer concrete» *Materials Research*, vol. 14, pp. 326-330, 2011.
- [128] D. N. Assanis et E. Badillo, «Evaluation of alternative thermocouple design for transient heat transfer measurements in metal and ceramic engine» *SAE Technical Paper 890571*, 1989.
- [129] J. L. S. Fagundez, R. L. Sari, M. E. S. Martins et M. P. G. Salau, «Comparative analysis of different heat transfer correlations in a two-zone combustion model applied on a SI engine fueled with wet ethanol» *Applied Thermal Engineering*, vol. 115, pp. 22-32, 2017.
- [130] A. Sharief, T. K. Chandrashekar, A. J. Antony et B. S. Samaga, «Study on heat transfer correlation in IC engines» *SAE Technical Paper 2008-01-1816*, 2008.
- [131] C. A. Finol et K. Robinson, «Thermal modelling of modern diesel engines: proposal of a new heat transfer coefficient correlation» *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering*, vol. 225, pp. 1544-1560, 2011.
- [132] A. Sanli, A. N. Ozsezen, I. Kilicaslan et M. Canakci, «The influence of engine speed and load on the heat transfer between gases and in-cylinder walls at fired and motored conditions of an IDI diesel engine» *Applied Thermal Engineering*, vol. 28, pp. 1395-1404, 2008.
- [133] R. T. Machado Junior et C. R. Pereira Belchior, «Analysis of different correlations for heat transfer to the cylinder wall in spark-ignition engines with a generalized computational algorithm» *SAE Technical Paper 2008-36-0187*, 2008.

Références bibliographiques

- [134] G. Przybyła, S. Postrzednik et Z. ĩmudka, «The heat transfer coefficient calculation in the ICE cylinder based on in-cylinder pressure data» *Journal of KONES Powertrain and Transport*, vol. 20, n°14, 2013.
- [135] M. J. Rodrigues et J. A. Liburdy, «Transient heat transfer model and verification for gas cylinder expansion» *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 102, pp. 241-250, 2016.

Annexe

A – Résultats de calibration des modèles de Woschni, Hohenberg, Chang et al. et Han et al.

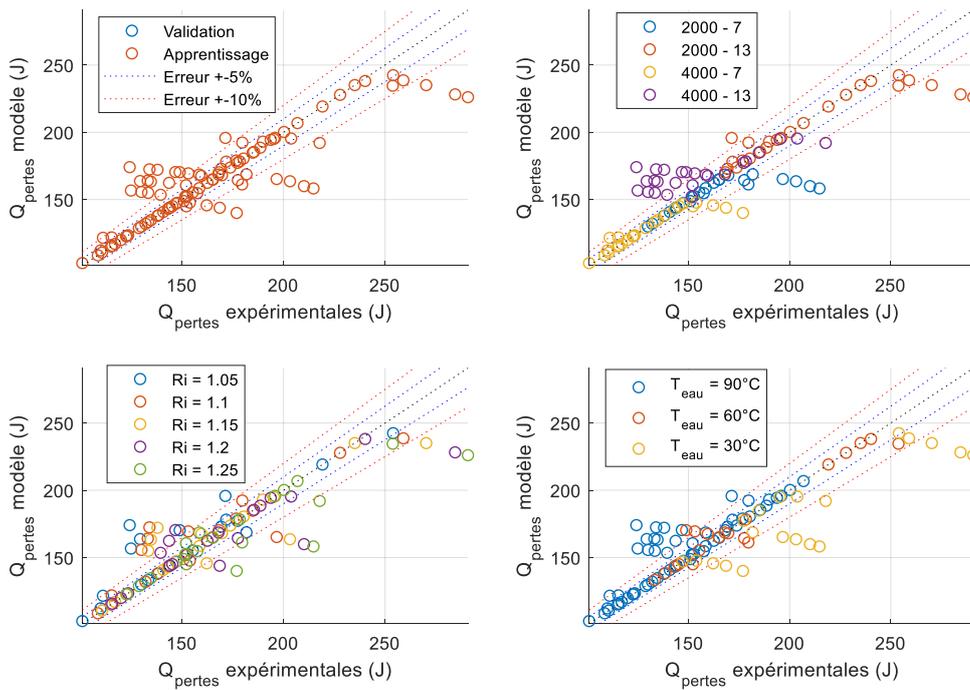


Figure 205 : Comparaison entre les pertes de chaleur cumulées expérimentales et calculées par le modèle de Woschni dans le cas d'une calibration sur l'ensemble des mesures du banc automobile.

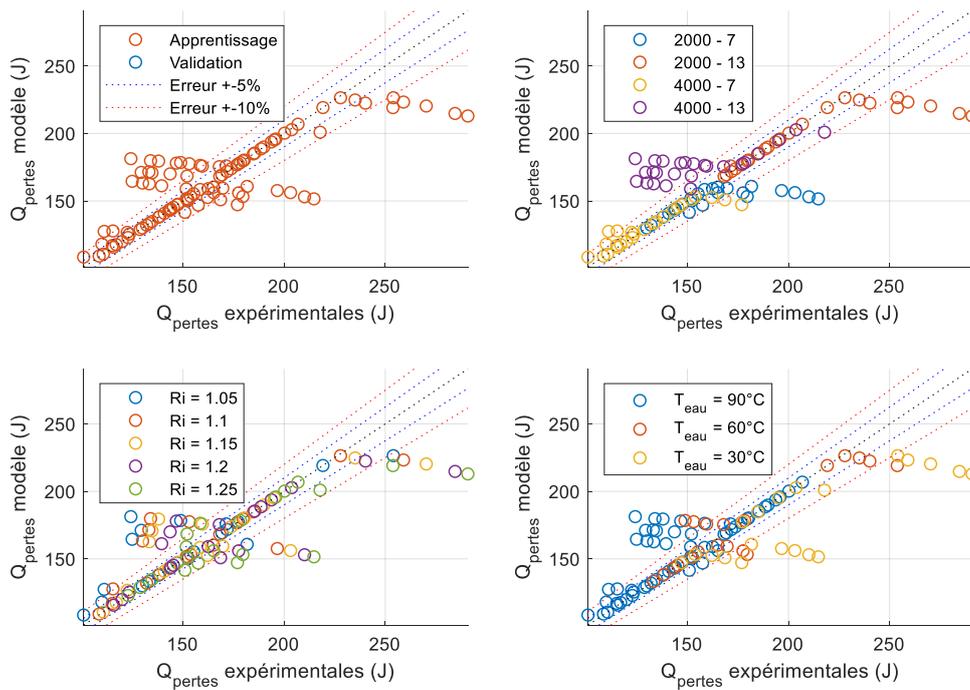


Figure 206 : Comparaison entre les pertes de chaleur cumulées expérimentales et calculées par le modèle de Woschni réduit dans le cas d'une calibration sur l'ensemble des mesures du banc automobile.

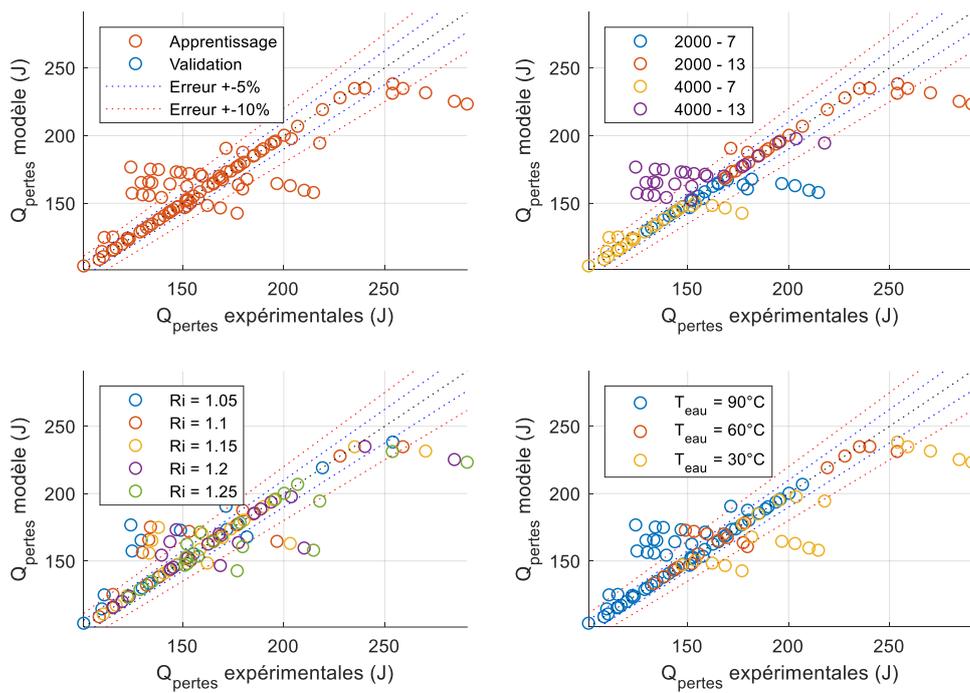


Figure 207 : Comparaison entre les pertes de chaleur cumulées expérimentales et calculées par le modèle de Hohenberg proportionnel dans le cas d'une calibration sur l'ensemble des mesures du banc automobile.

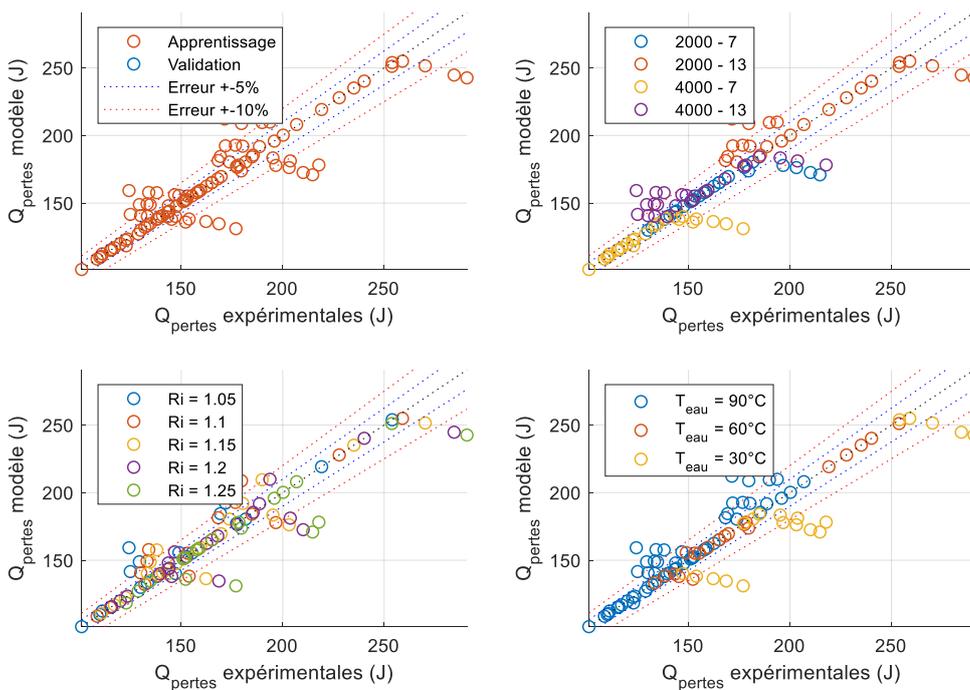


Figure 208 : Comparaison entre les pertes de chaleur cumulées expérimentales et calculées par le modèle de Hohenberg dans le cas d'une calibration sur l'ensemble des mesures du banc automobile.

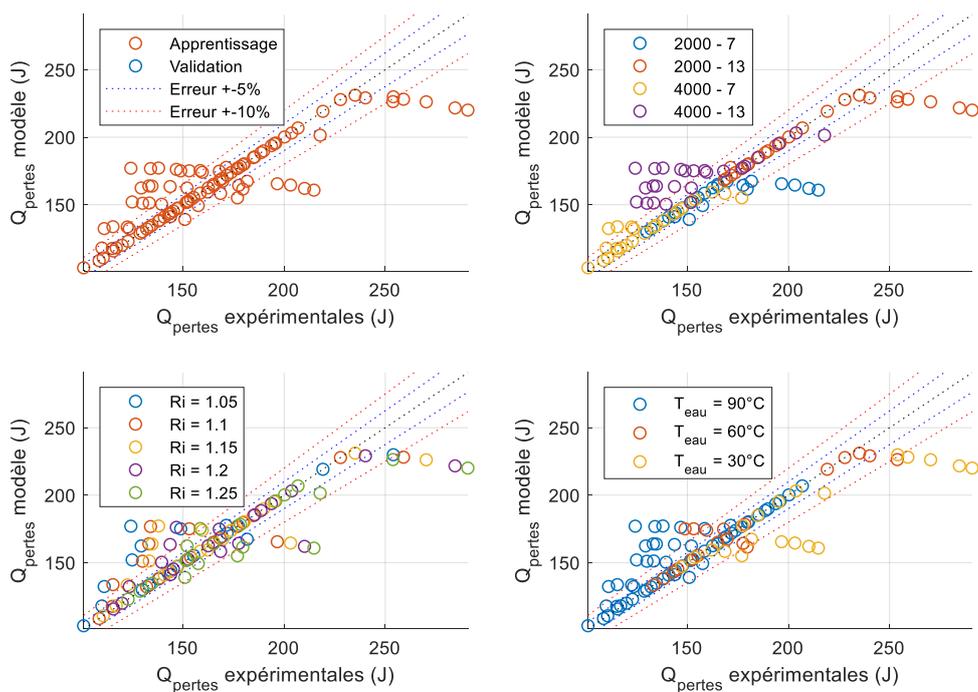


Figure 209 : Comparaison entre les pertes de chaleur cumulées expérimentales et calculées par le modèle de Chang et al. dans le cas d'une calibration sur l'ensemble des mesures du banc automobile.

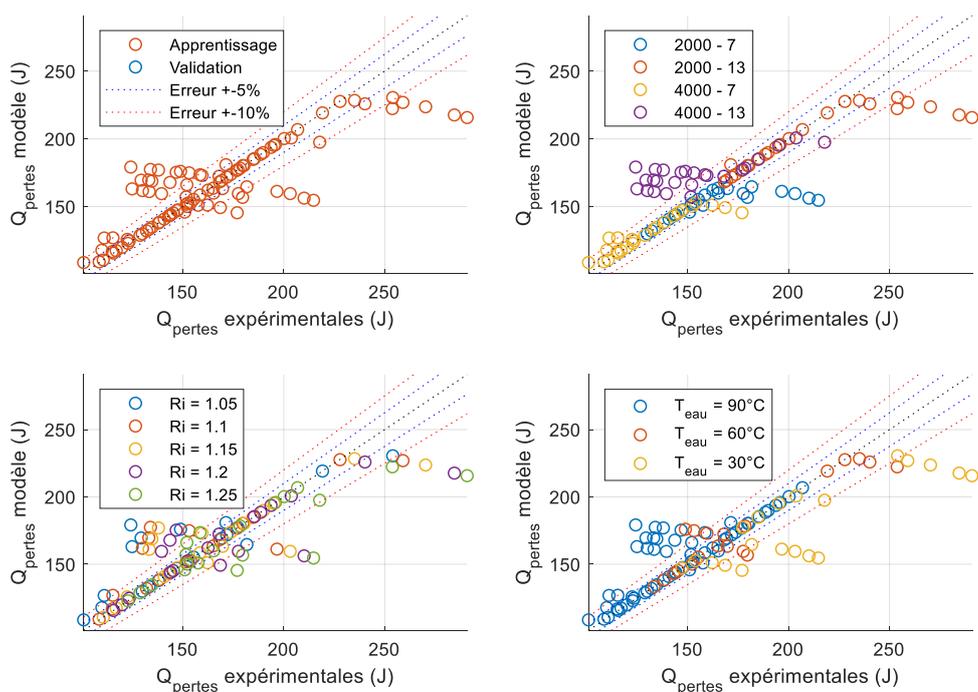


Figure 210 : Comparaison entre les pertes de chaleur cumulées expérimentales et calculées par le modèle de Han et al. dans le cas d'une calibration sur l'ensemble des mesures du banc automobile.

Titre : Etude expérimentale et modélisation phénoménologique des transferts thermiques aux parois des chambres de combustion des moteurs à allumage commandé

Mots clés : Transfert thermique, Modélisation 0D, Moteur à allumage commandé, Chambre de combustion, Calibration, Banc d'essais expérimentaux

Résumé : Du fait du durcissement des normes en matière d'émissions polluantes et de gaz à effet de serre, les constructeurs automobiles développent des groupes motopropulseurs toujours plus sophistiqués et mettent au point des stratégies de contrôle moteur avancées. Dans ce contexte, les outils de simulation interviennent à toutes les étapes du processus de développement d'un moteur. Il est donc nécessaire de posséder des modèles à la fois fiables et simples d'utilisation.

Les transferts thermiques entre les gaz et les parois de la chambre de combustion influencent des postes clés tels que la consommation et les émissions polluantes. Néanmoins ceux-ci sont difficiles à modéliser du fait de la complexité associée à leur caractérisation expérimentale.

Au cours du travail de thèse, une instrumentation spécifique permettant de mesurer directement le flux de chaleur aux parois des chambres de combustion des moteurs à piston a été développée. Les mesures spécifiques réalisées dans différentes conditions de fonctionnement sont combinées à des mesures standards afin de d'étudier les phénomènes gouvernant le transfert de chaleur.

Ces résultats sont utilisés pour comparer les principaux modèles zéro-dimensionnels provenant de la littérature et les différentes méthodes de calibration disponibles. Leur précision ainsi que leur prédictivité sont évaluées et des modifications sont proposées.

Title : Experimental study and phenomenological modeling of heat transfer to the combustion chamber walls of spark ignition engines

Keywords : Heat transfer, 0D Modeling, Spark ignition engine, Combustion chamber, Calibration, Engine bench

Abstract : Due to more and more severe regulations regarding pollutant and greenhouse gas emissions, advanced powertrain and engine management systems are developed by car manufacturers. In this context, simulation tools are taking an ever-growing importance and are involved in every stage of the development process of engines. Therefore, there is a need for practical and reliable models.

Heat transfer between the working gas and the walls of the combustion chamber affect key aspects such as fuel consumption and pollutant emissions. However, heat transfer modeling is difficult because of the complexity associated with its experimental characterization.

During this thesis, a specific probe capable of directly measuring heat fluxes to the combustion chamber walls of reciprocating engines has been developed. Specific measurements performed in various working conditions are combined with standard measurements in order to study the phenomena governing the heat transfer process.

These results provide relevant information to compare the most common models in the literature and the different calibration methods available. Models accuracy and predictivity are assessed and modifications are proposed.